

深凹地形边界层风场与湍流场 结构及扩散规律的数值研究

刘 罡

(中国科学院大气物理研究所大气边界层物理和大气化学国家重点实验室, 北京 100029)

蒋维楣

(南京大学大气科学系, 南京 210093)

摘 要 建立了一个模拟小尺度复杂地形边界层平均流场和湍流场结构分布特征的三维非静力细网格高阶矩湍流闭合模式, 并将此模式与一个拉格朗日粒子随机游动大气扩散数值模式相联结, 以边界层气象模式的输出作为扩散模式的输入, 构成了一个大气扩散模拟系统, 成功地模拟了某地实际深凹露天矿区和理想凹坑地形两种情况下的平均流场、雷诺应力和湍流通量场, 分析了其分布特征, 并模拟了矿坑内污染物的散布规律。

关键词 深凹地形 风场与湍流场结构 扩散规律

1 引言

我国幅员辽阔, 资源丰富。近年来, 煤、铁等矿藏的大量开采产生了一些深凹露天矿坑。由于深凹露天矿坑内部通风不畅会造成严重的大气污染状况, 对露天矿坑内污染物扩散规律的研究正越来越受到人们的关注。为研究并解决这一问题, 必须对深凹地形的边界层风场、湍流场结构和扩散规律进行深入细致的研究, 以便能为空气污染的预测与防治提供科学的依据。

对于深凹地形流场和扩散规律的研究, 前苏联学者做了开创性的工作。他们在分析露天矿自然通风方式时, 曾用一个无因次参数, 即顺风向的露天矿地表开口的水平长度 L 与离地表的垂直采深 H 的比值 L/H , 作为判断复环流是否出现的依据。事实上, L/H 并不是影响露天矿内部通风状况的唯一因子, 温度层结也是影响露天矿内部气流结构的重要因素。由于受当时计算机技术和实验条件的限制, 他们的早期研究工作提出的大多为经验性的理论公式。这些公式的适用范围非常有限, 且计算结果大多很粗糙, 只能提供一种很粗略的近似。目前, 国内外针对深凹地形的数值模拟工作大多为二维准静力模式, 流场模式中对湍流量的处理仍限于参数化的半经验方法, 扩散模式仅为基于梯度输送理论的一阶闭合。这些处理在理论上有较大缺陷。因此, 对深凹地形内流场与浓度场作深入细致的研究, 无论是在学术上还是在生产实践活动中都具有比较重要的理论和现实意义。

1998-05-05 收到

本文拟建模式旨在为污染扩散模式提供气象平均场和湍流场, 继而模拟出污染物浓度分布, 故而要求模式具有模拟实际复杂地形的能力, 并具有很高的空间分辨率, 要求模式能够提供细致的湍流场资料。根据实际情况, 模式中舍弃了静力近似假定^[1,2], 闭合方案采用二阶矩湍流闭合方案。因此, 本文建立了一个模拟三维复杂地形平均流场和湍流场结构分布特征的高阶闭合非静力细网格高分辨数值模式, 并将此模式与一个拉格朗日随机游动粒子扩散数值模式相联结, 以边界层流场模式的输出作为扩散模式的输入, 构成一个完善的大气扩散模拟系统, 模拟了实际深凹地形的平均流场、湍流通量的分布特征, 并进而模拟了凹坑内污染物的散布规律。

2 模式的建立

2.1 控制方程组

在本模式中, 将因变量分为三部分, 即

$$A = A_0 + a + a', \quad (1)$$

变量 A 代表 $(u, v, w, p, \varepsilon, \theta)$; 分量 a' 是小尺度湍流脉动量, a' 在一个网格距上的平均值为零; A_0 为大尺度量; a 是中尺度量, 是随时间和空间变化的。对 (1) 式求时间平均, 有

$$\bar{A} = \bar{A}_0 + \bar{a}. \quad (2)$$

假定大尺度气压场水平均匀, 且满足准静力条件, 同时假设大气为不可压的, 连续方程取不可压形式。雷诺运动方程为

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \bar{w}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial z} + g \frac{\theta'}{\theta_0}. \quad (5)$$

热力学方程为

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = -\frac{\partial \overline{u'\theta'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'\theta'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial z}. \quad (6)$$

连续方程为

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0. \quad (7)$$

由于模式中模拟的是小尺度的大气过程, 平均运动方程和湍流分量方程中可略去科里奥利力项。假设雷诺数足够高, 以至分子耗散项可略去, 并假设水平扩散项远小于水平平流项。采用 Wyngaard^[3] 的闭合方案, 闭合方程如下 (下标重复表示求和):

$$\frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u'_j \varepsilon'}}{\partial x_j} = -4 \frac{\bar{\varepsilon}^2}{q^2} + 4a \frac{\varepsilon_0}{T}, \quad (8)$$

$$\overline{\left(u'_i u'_k + \frac{2}{3} p' \delta_{ik}\right) u'_j} = -a_L \overline{u'_m u'_j} T \frac{\partial \overline{u'_i u'_k}}{\partial x_m}, \quad (9)$$

$$\overline{u'_j \varepsilon'} = -a_t T \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{\varepsilon}}{\partial x_i}, \quad (10)$$

$$-\frac{1}{\rho} \overline{\left(u'_k \frac{\partial p'}{\partial x_i} + u'_i \frac{\partial p'}{\partial x_k}\right)} + \frac{1}{\rho} \frac{2}{3} \delta_{ik} \frac{\partial \overline{u'_j p'}}{\partial x_j} = -\left(\overline{u'_i u'_k} - \frac{q^2}{3} \delta_{ik}\right) \frac{C_{ik}}{T},$$

(不求和) (11)

$$\overline{\varepsilon_0} = -\overline{u' w'} \frac{\partial \overline{u}}{\partial z}, \quad (12)$$

$$q^2 = \overline{u'^2}, \quad (13)$$

$$T = \frac{q^2}{\varepsilon}, \quad (14)$$

$$\overline{\theta'^2 u'_i} = -a_t T \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{\theta'^2}}{\partial x_j}, \quad (15)$$

$$\overline{\theta' u'_i u'_k} = -a_t T \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{\theta' u'_k}}{\partial x_j}, \quad (16)$$

$$\overline{\varepsilon_0} = 1.4 \frac{\overline{\theta'^2}}{T}, \quad (17)$$

$$-\frac{1}{\rho} \overline{\theta' \frac{\partial p'}{\partial x_i}} = -\frac{g}{\theta_0} \frac{\overline{\theta'^2}}{3} \delta_{3i} - d_i \frac{\overline{\theta' u'_i}}{T}, \quad (18)$$

参照 Wyngaard 的处理方法^[3], 上式中 a , a_L , a_t , C_{ik} , d_i 均为常数, ε 为耗散率, δ 为 Kroneck 函数。常数取法如下: $C_{11} = C_{22} = C_{33} = 6.7$, $C_{12} = C_{13} = C_{23} = 13.2$, $a = 0.5$, $a_L = 0.15$, $a_t = 0.165$, $d_1 = 4.4$, $d_2 = 7.05$, $d_3 = 9.7$ 。

从闭合方案中解出各三阶矩量及气压相关量, 代入方程组, 消去三阶矩量项和气压相关项, 则 (3) ~ (7) 式构成一完整的闭合方程组。

为了引入地形, 做如下地形坐标变换:

$$\hat{x} = x, \quad (19)$$

$$\hat{y} = y, \quad (20)$$

$$\hat{z} = H \frac{z - z_s}{H - z_s}, \quad (21)$$

其中, H 为模式顶边界高度, z_s 为地表面相对高度。通过坐标变换公式对原闭合方程组进行坐标变换。

2.2 边界条件

x 方向侧边界取固定流入, 无梯度流出边界条件; y 方向的前、后边界条件取无梯度边界条件。下边界条件参照 Wyngaard 的取法^[4]。上边界条件取为刚性边界条件, 并将顶边界以下三层假定为海绵吸收层。

3 结果及分析

本文应用所建模式对某地深凹露天矿区不同层结状况下的大气边界层结构进行了数值模拟计算。该矿坑周围多起伏山丘,并导致矿坑相对深度增大,为一典型的复杂地形。模拟域范围及地形等高线见图 1。图 2 是 $y = 700$ m 处的垂直剖面流场矢量图。在此处,地形凹陷程度最深,这里反向回流区最为深厚,笼罩了大半个凹陷区,贴近地面处反向风速最大,上方的正向气流与下方的反向气流构成了一个闭合的复环流区。图 3 是 $y = 700$ m 处的垂直剖面水平风廓线图。从图 3 中可看出,风向转折点在离地约 50 m 处。图 4 是 $y = 700$ m 处的垂直剖面 w 等值线图。从图 4 中可看出,由于气流撞山导致分离,向风边帮的强迫抬升形成边帮上空大范围的 w 正值区,而反向气流沿边帮下滑产生了边帮下部小范围的 w 负值区。

从对模拟结果的分析出发,可对复环流区的有关特征总结如下:

(1) 复环流区的范围大致为气流从背风帮汇合点沿主导风向流至迎风帮分离点,再回流至背风帮汇合点的区域,其厚度为从背风帮汇合点至迎风帮分离点之间主导气流所

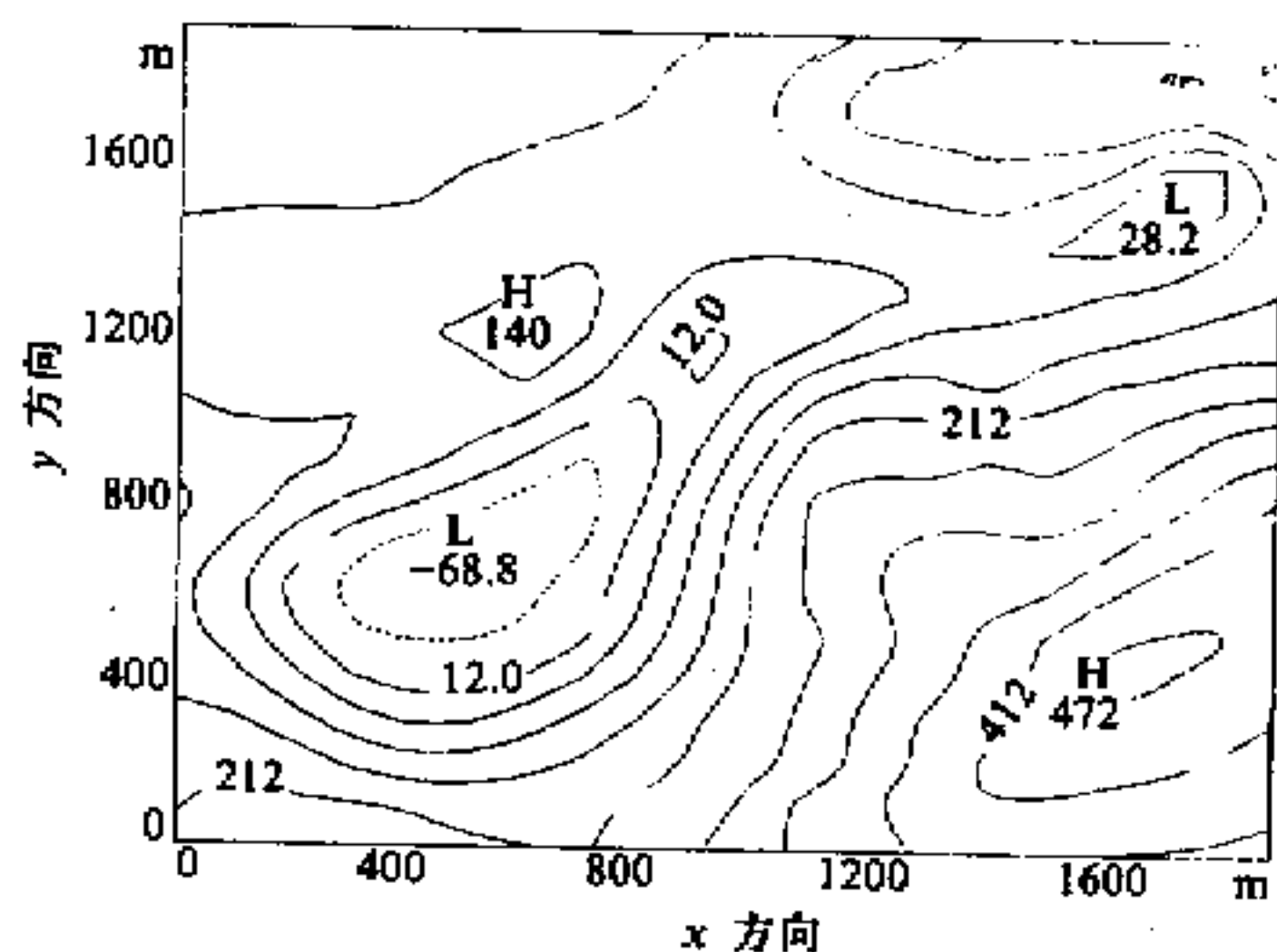


图 1 某地深凹露天矿区地形等高线图
单位: m, 地形标高为海拔高度, 等值线间隔 50 m

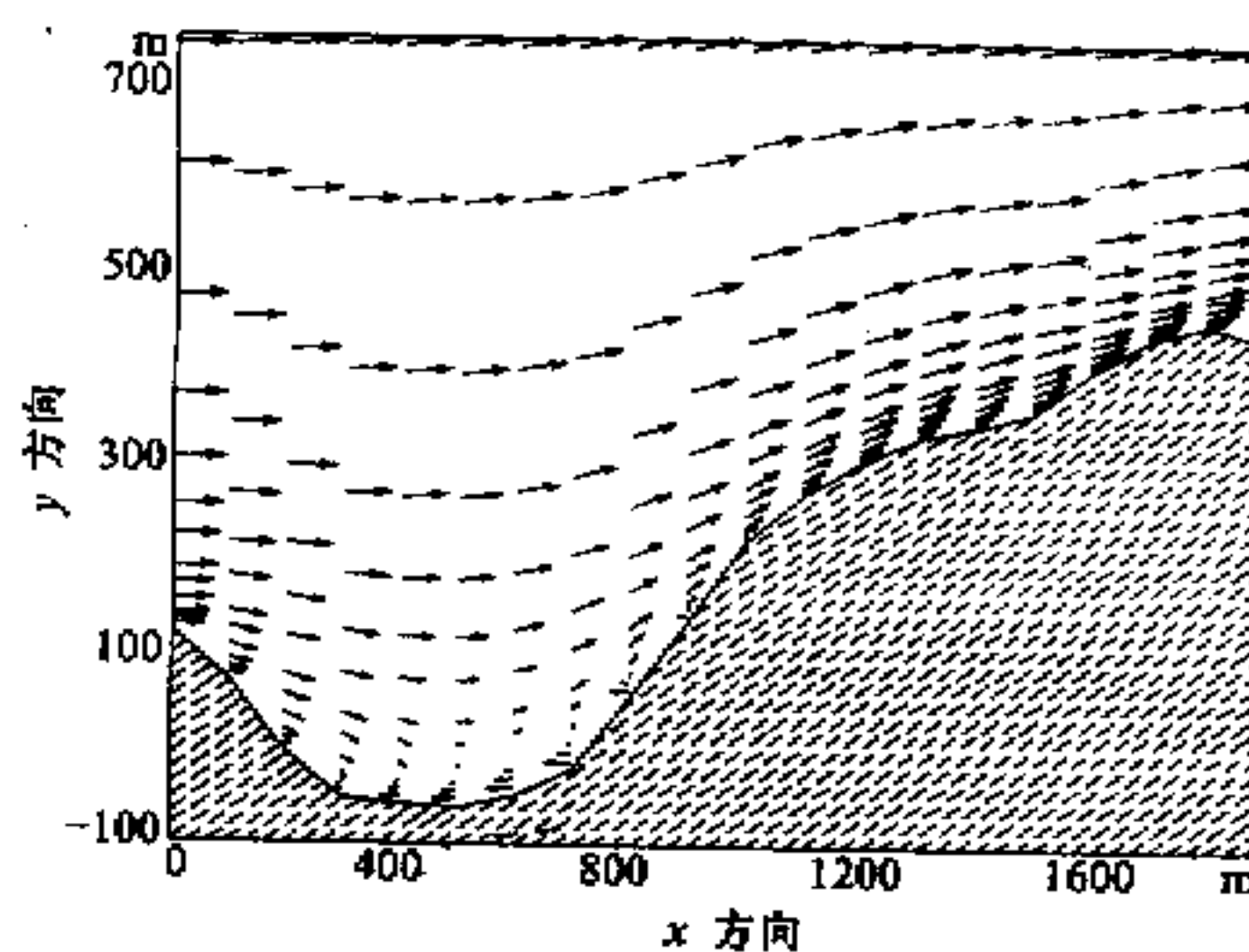


图 2 $y = 700$ m 处垂直剖面流场矢量图

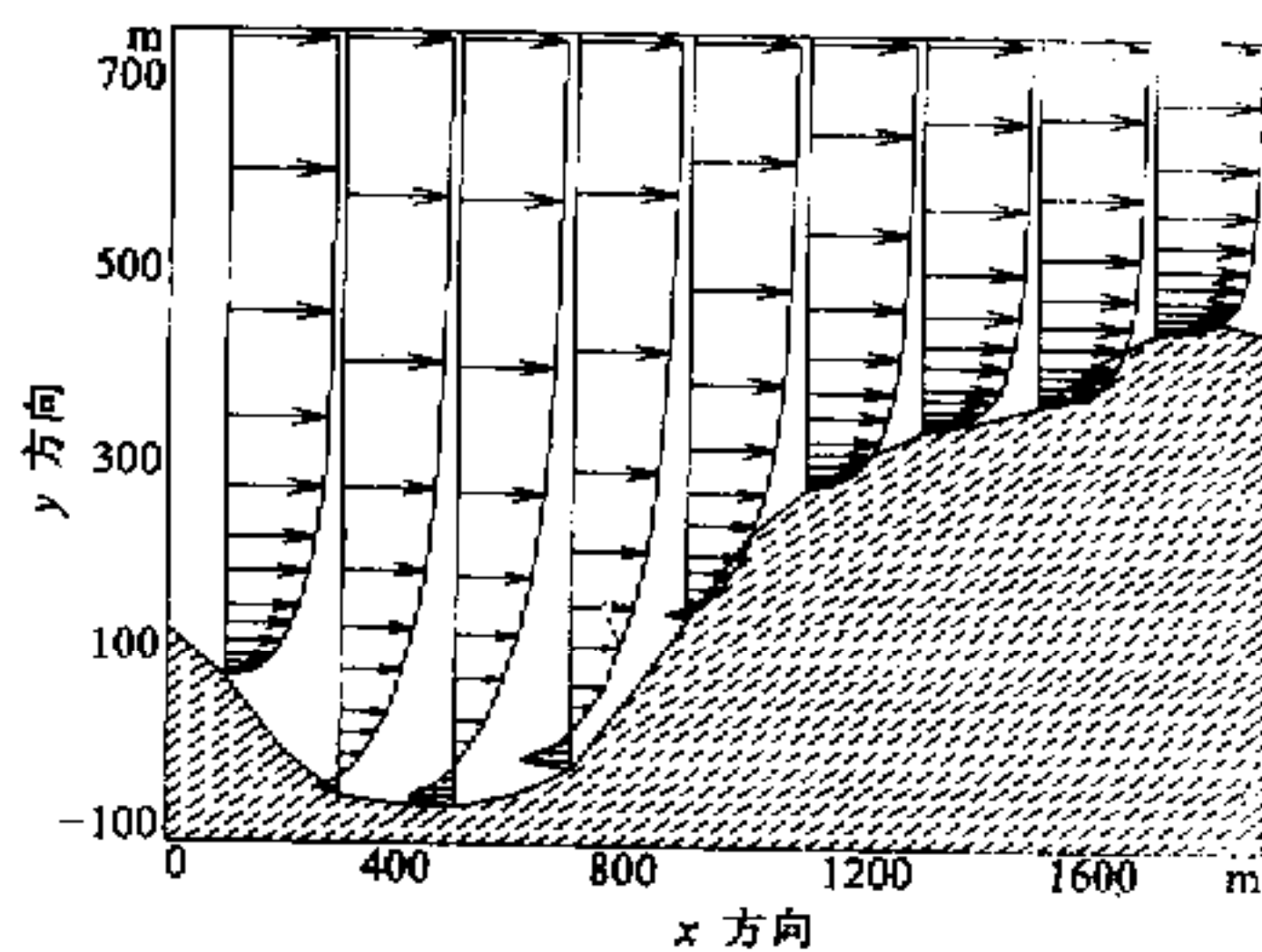


图 3 $y = 700$ m 处垂直剖面水平风廓线图

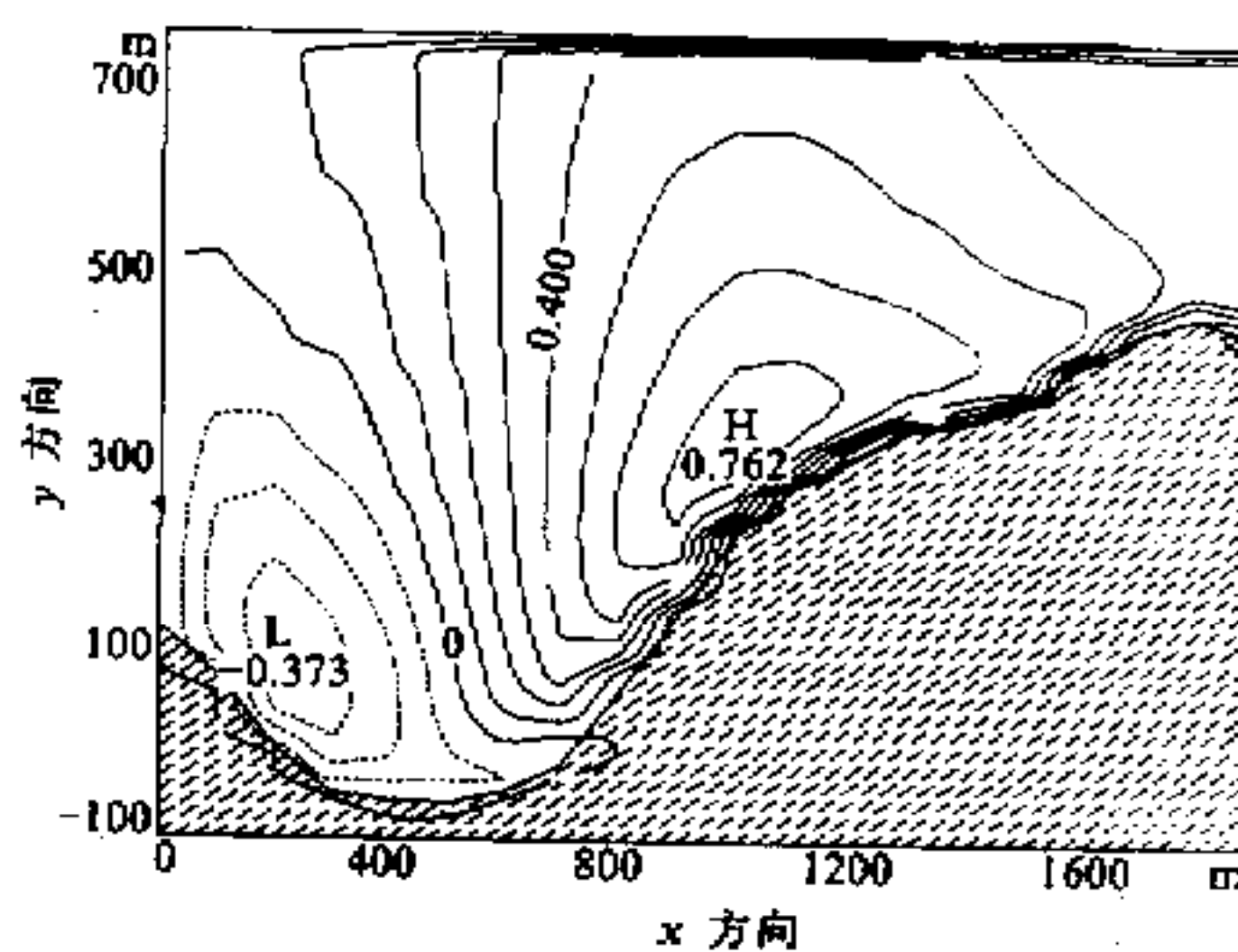


图 4 $y = 700$ m 处垂直剖面 w 等值线图
单位: m/s

在高度至坑底地面之间的距离。

(2) 复环流区内的风速较低, 在环流区中心风速最小, 大约仅为来流地面风速的 $1/5$ 。

(3) 复环流区内的 w 值几乎接近于零。

(4) 复环流区顶部为正向气流, 在迎风帮与其上部的气流发生分离, 并沿迎风帮下沉, 在复环流区底部形成反向气流, 使整个坑底的 $\bar{u}$ 均为负值。反向气流在背风帮抬升形成较为微弱的上升气流, 在背风帮中部被来流带往矿坑上空汇入正向气流, 从而构成闭合的复环流区。

(5) 复环流区底部以及靠近边帮的部分雷诺应力值较大, 湍流混合充分。复环流区内部及其上部雷诺应力较小, 几乎不与外界发生湍流混合。

(6) 复环流区内部湍流强度是复环流区强度的一个重要表征。复环流区内部湍流强度越小, 污染物越不容易被扩散, 表明复环流区强度越大; 反之, 则表明复环流区强度越小。

由于复环流区具有以上特征, 可以预料, 污染物将会在地面附近及复环流区内不断积累, 这是形成矿坑内高浓度污染的一个重要机制。

对理想地形及不同稳定度条件下的数值试验表明: 在其它试验条件相同的情况下, 地形宽深比 L/H 越小, 越有利于坑内复环流区的形成; 相反, 地形宽深比 L/H 越大, 在坑内形成的有利于清除污染物的主导气流区范围也越大。另外, 在其它试验条件相同的情况下, 层结越稳定, 在坑内形成的复环流区范围就越小, 复环流区内湍流强度也越弱, 坑内气流垂直运动也越微弱; 反之, 层结状况越不稳定, 在坑内形成的复环流区范围就越大, 复环流区内湍流强度也越强, 坑内气流垂直运动也越强盛。

为了验证本模式具有为扩散模式提供气象输入场的良好能力, 本文进行了三种层结条件下实际地形的扩散数值试验。扩散试验采用拉格朗日粒子随机游动模式。图 5~7 分别为中性层结条件下扩散的 y 剖面粒子轨迹分布投影图、 z 剖面粒子轨迹分布投影图和地表浓度等值线图。从图 5 可看出, 部分粒子在施放后, 被反向气流带向背风帮, 然后随主导气流移出坑外, 大部分粒子则在坑底和背风帮积聚, 形成高浓度; 从图 6 同样可看出, 粒子运动轨迹受反向气流的影响, 造成在坑底和背风帮的堆积, 部分粒子则随受迎风帮地形阻挡作用而产生的绕山气流移出坑外; 而从图 7 可看出, 最大浓度中心在

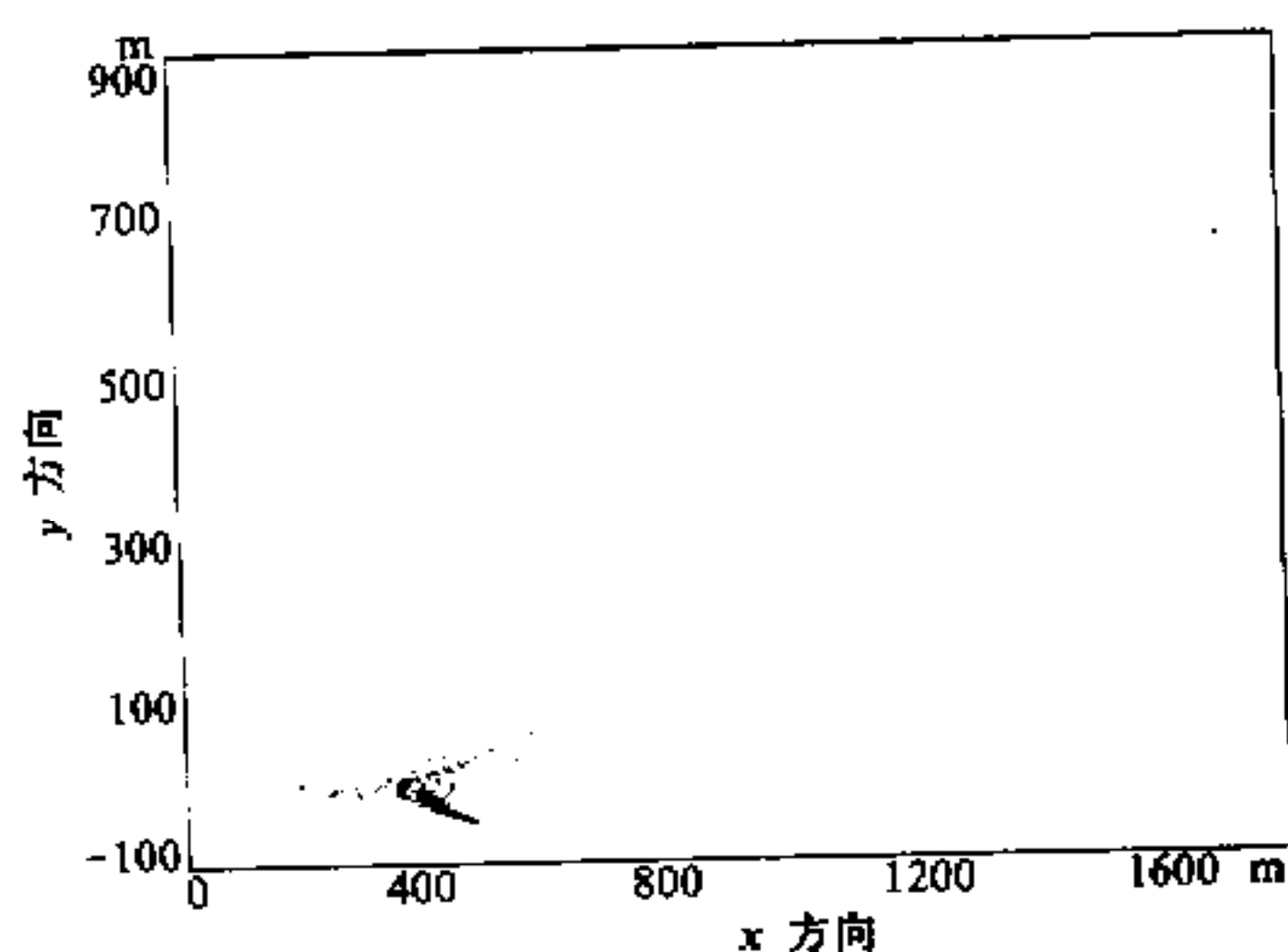


图 5 y 剖面粒子轨迹分布投影图

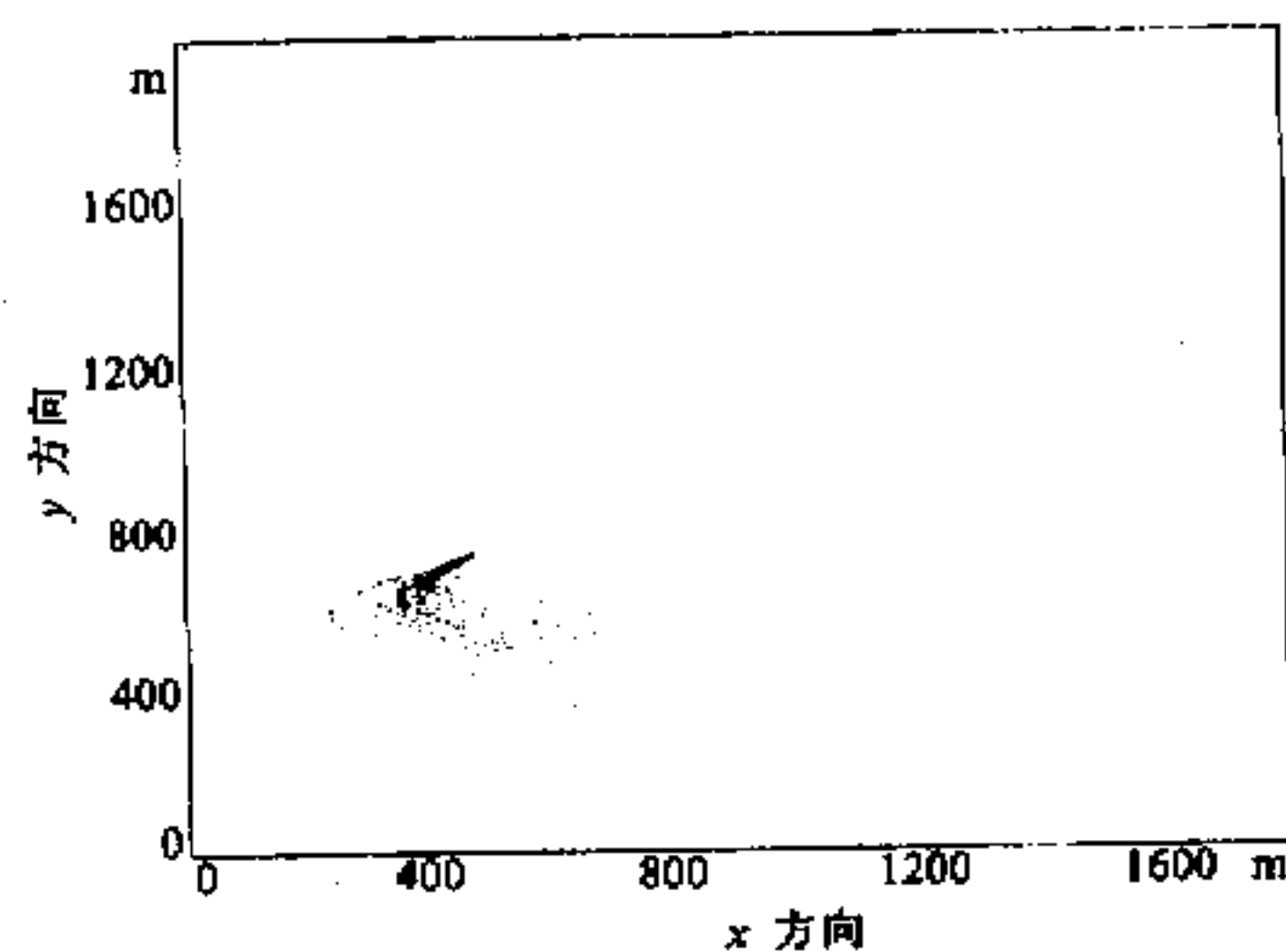


图 6 z 剖面粒子轨迹分布投影图

坑内的复环流区内。上述模拟结果表明, 粒子运动轨迹和浓度分布状况与平均流场和湍流场结构分布特征有较好的对应关系, 充分反映了凹坑内的气流特性和这类复杂地形的边界层状况, 也表明了模式具有良好的模拟能力和提供气象参数场的能力。

4 结论与讨论

本文所建模式虽然达到了预期的效果, 但仍有许多值得进一步改进和完善的地方。

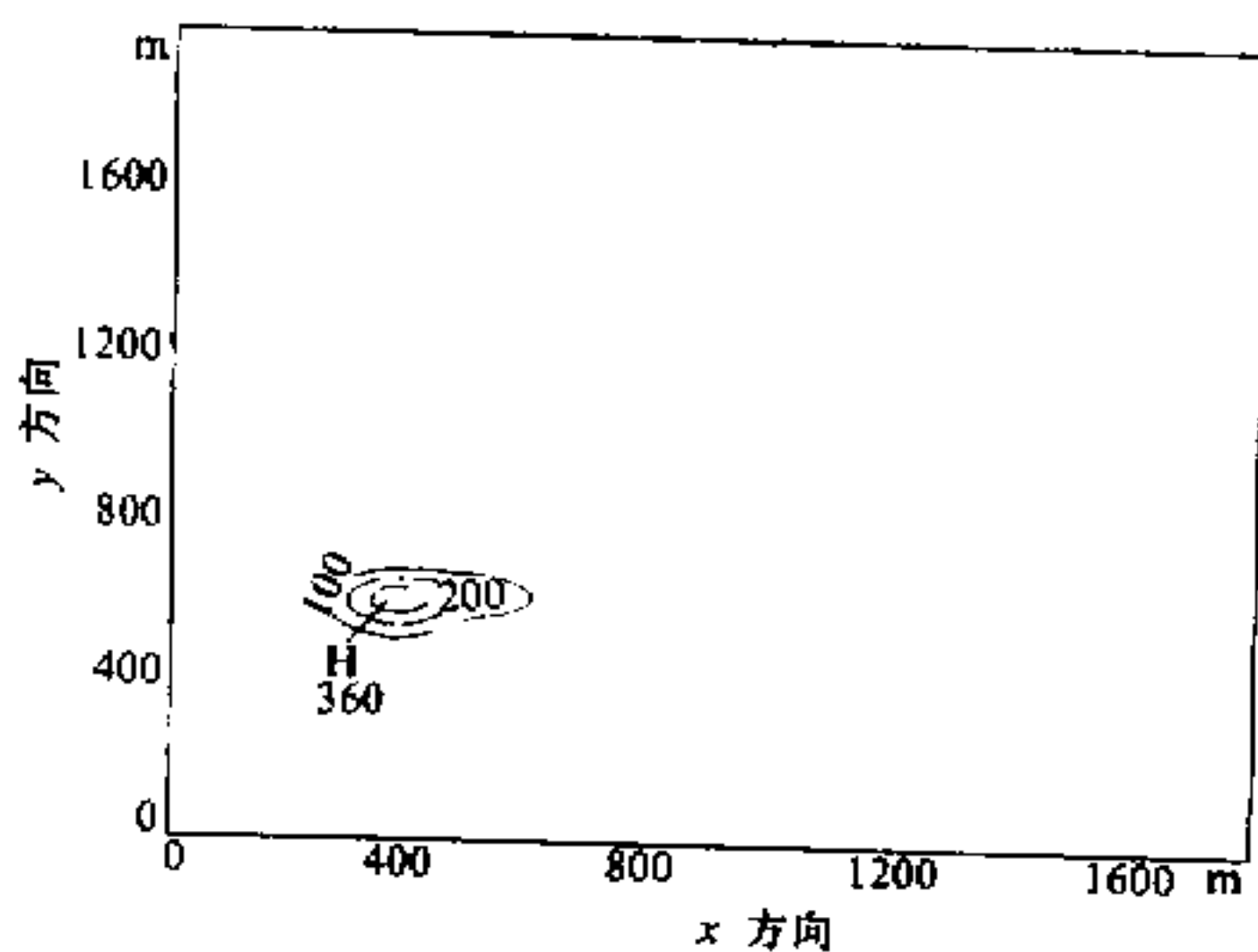


图7 地表浓度等值线图
单位: $\mu\text{g}/\text{m}^3$

在如何较好地把握时间、空间变化的大尺度场对边界层的影响考虑进来以及建立地—气反馈系统、考虑矿区下垫面条件等方面还可做更多深入细致的工作, 以便能使模拟结果更为符合实际情况, 获得更为完善的空气质量模拟系统。

Lorenz^[5,6]选取波长从 40 m~40000 km 的 20 种不同尺度的波构成能量谱, 取二元不可压缩流体运动方程作为所研究模式大气的控制方程。在确定这个方程组的系数时, 应用高波数范围大气运动能量谱的幂次定律。若只给最小尺度运动一个

初始误差, 则该误差便迅速增长, 同时逐渐向更大尺度运动扩展。这是因为运动尺度越小, 误差增长率就越大; 而尺度增大, 误差增长率变小。计算结果表明, 积云尺度的误差在半小时左右就很明显; 在两天之后误差达到天气尺度运动的范围; 经过两周, 则所有尺度运动都产生大的误差。

本文认为, 在如本文模拟对象这样的小尺度情形下, 随着时间的推移, 由于随机因子的增多, 较难确定哪一种因子的作用是主要的, 从而可以忽略不计别的因子的影响, 因此在此情形下进行较长时间的数值预报可能会产生问题, 而诊断模式则被认为是有效的, 它可以通过抓住问题的主要方面, 为分析气象场提供一些依据。故此, 有关本文所属小尺度气象模拟研究的可预报性是很值得探讨的问题。

参 考 文 献

- 1 Pielke, R.A., 1984, *Mesoscale Meteorological Modeling*, Academic Press.
- 2 Tapp, M.C. and White, P.W., 1976, A non-hydrostatic mesoscale model, *Q. J. R. Meteor. Soc.*, **102**, 277~296.
- 3 Wyngaard, J.C. and Cote, O.R., 1974, The evolution of a convective planetary boundary layer—a higher-order-closure model study, *Boundary-Layer Meteor.*, **7**, 289~308.
- 4 Wyngaard, J.C., 1982, Boundary Layer Modeling, In: *Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modeling*, F. T. M. Neuwstadt and H. Van Dop, eds., Reidel, Holland, 69~106.
- 5 Lorenz, E.N., 1969, The predictability of a flow which possesses many scales of motion, *Tellus*, **21**, 289~294.
- 6 Lorenz, E.N., 1969, Atmospheric predictability as revealed naturally occurring analogues, *J. Atmos. Sci.*, **26**, 636~646.

The Numerical Study on Structures of PBL Wind and Turbulence Fields and Pattern of Diffusion on Deeply-concave Terrain

Liu Gang

(State Key Laboratory of Atmospheric Boundary Layer Physics and Atmospheric Chemistry,
Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029)

Jiang Weimei

(Department of Atmospheric Sciences, Nanjing University, Nanjing 210093)

Abstract In this paper, a three-dimensional planetary boundary layer (PBL) numerical model for simulating the distributions of structures of mean wind and turbulence fields on complex terrain was established. The model adopted high-order moment closure scheme. The nonhydrostatic principle was employed and fine-mesh was used for high spatial resolution. An atmospheric diffusion simulation system was developed, which consists of the PBL model and a lagrangian particle random walk atmospheric diffusion model whose input was output of the PBL model. The mean wind, Reynolds stress, and turbulence flux fields have been successfully simulated under two circumstances which were in a real deeply-concave open pit mine and an ideal deeply-concave pit, and their distribution characteristics were analysed. The spread pattern of pollutants in the pit was also simulated.

Key words deeply-concave terrain structures of PBL wind and turbulence fields pattern of diffusion