

小尺度地形阻塞作用的数值试验

桑建国 龚威
(北京大学地球物理系)

提 要

本文采用数值试验方法,讨论了一个高度只有 200m 的小尺度地形的阻塞作用,表明当大气低层的平均风速和温度层结使得 Froude 数小于 1 时,就有可能在地形的上风向形成阻塞。本文共试验了一般稳定层结、深厚逆温和浅薄逆温几种情况,讨论了数值结果和 Froude 数判别式之间的差异和原因,并计算了阻塞发生时的浓度分布。

一、引言

在一定的气象条件下,在地形的迎风坡,气流会降低流速、停滞、甚至反向流动。这种现象称为地形的阻塞作用。这种现象近些年来受到重视^[1],是因为它和山区大气质量有密切的关系。当阻塞发生时,空气中的污染物会逐渐积累,造成山谷地区严重的空气污染问题。

研究阻塞现象可采用外场观测和实验室中的物理模拟(如风洞或水槽)。外场观测及对所获得资料的分析,提供了对这个现象研究的基础。但是进行这类观测要耗费大量人力、物力,因而观测布点经常不足,提供的资料有限,目前在实验室中已经做出过若干成功的物理模拟^[2]。但由于实验条件的限制,例如,实物和模型几何比例上的限制,不可能揭示这个现象的细节。

数值模拟方法和上述方法相比,比较方便易行。一个设计合理的数值模式配合外场观测和物理模拟,可以为这种现象提供更多的信息,并有助于对这个现象物理本质的认识。尺度较大的山脉(例如,山高超过 1000m,山宽超过几公里)的阻塞作用已有人进行过数值研究^[3]。但是谷和峰相对高差只有二三百米的小尺度地形也会产生阻塞作用,这种尺度的地形是造成我国山区空气污染问题常见的地形^[4]。本文将对一高为 200m、宽几百米的地形进行数值研究,讨论发生阻塞时的气象条件及发生阻塞时的流场和浓度场,并将所得结果和理论研究、观测分析进行比较。

当气流流经一高度为 h 的二维山丘(图 1),在某一高度 H_d 以下,所有流线都要受到地形的阻滞。发生阻滞的高度 H_d 由大气条件:温度层结、风速以及山高等因素决定。在图 1 中,假定在上游流线未受扰动的地方,高度 $z = H_d$ 处出发的流线 s 恰好在山峰处受到阻滞。在其上部的流线可以自由流过山脊,而其下部的流线则由于山的阻挡而产生回流。

1986 年 5 月 29 日收到, 1986 年 11 月 28 日收到修改稿。

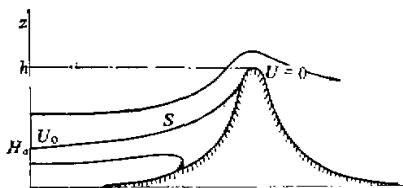


图 1 地形阻塞作用的示意图。 h 为山的高度, H_d 为阻塞层的厚度, S 为从 $z = H_d$ 出发的流线

设 $z = H_d$ 处, 风速 $U = U_0$. 在爬越山脊过程中, 由于克服重力做功, 空气块动能沿流线 S 会发生变化,

$$d\left(\frac{U^2}{2}\right) = g \frac{\rho' - \rho}{\rho} dz \quad (1)$$

其中 ρ' 为环境流体的密度, ρ 为气块密度. 方程(1)的右端可化成为

$$g \frac{\rho' - \rho}{\rho} dz = g \frac{T - T'}{T'} dz = g \frac{\Gamma - \Gamma_d}{T'} (z - H_d) dz = - N^2 (z - H_d) dz$$

其中 Γ 为环境流体的递减率; Γ_d 为干绝热递减率, N 为 Brunt-Vaisala 频率. 将上式代入(1)中, 并对两端进行积分. 右端对 z 积分, 由 $z = H_d$ 积分到 $z = h$; 左端对动能变化积分, 由 $U = U_0$ 积分到 $U = 0$, 得到

$$U_0^2 = N^2 (h - H_d)^2$$

进一步整理, 得到

$$H_d = h(1 - F_r) \quad (2)$$

其中 $F_r = U_0/Nh$ 称为 Froude 数. F_r 为阻塞发生的判据. 当 $F_r < 1$, 有 $H_d > 0$, 表明存在一个高度 H_d , 在这一高度之下, 空气运动的流线不能越过地形的最高点. 判别式(2)反映了阻塞现象的本质, 并在外场观测和物理模拟中得到证实. 但考虑到大气结构和地形特征的复杂性, 例如, 水平风速随高度的变化、 N 随高度的变化以及大气中的湍流输送等因素, 阻塞现象的多样性不可能完全通过判别式(2)表现出来. 下面我们将讨论用数值模拟方法表现阻塞现象. 为了便于和判别式(2)做比较, 我们仍采用二维模式.

二、数 值 模 式

为了模拟出阻塞现象中的流场和浓度场, 所采用的大气动力学方程组, 包括两个水平动量方程、准静力方程、不可压流体连续方程、热力学方程和污染物质的扩散方程. 为了表现地形的作用, 垂直坐标进行了下述变换,

$$\bar{z} = H(z - z_g)/(H - z_g)$$

其中 z 为笛卡尔坐标系 (x, z, t) 中的垂直坐标, $z_g = z_g(x)$ 为地形高度, H 为模式顶部高度. 在地形追随坐标系 (x, \bar{z}, t) 中, 上述方程化为^[5,6]

$$\frac{du}{dt} = - \theta \frac{\partial \pi}{\partial x} + g \frac{\bar{z} - H}{H} \frac{\partial z_g}{\partial x} + fv + F_v \quad (3)$$

$$\frac{du}{dt} = fu - fu + F_u \quad (4)$$

$$\frac{\partial \pi}{\partial \bar{z}} = - \frac{g}{\theta} \frac{H - z_g}{H} \quad (5)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial \bar{z}} - \frac{u}{H - z_g} \frac{\partial z_g}{\partial x} = 0 \quad (6)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = F_\theta \quad (7)$$

$$\frac{dc}{dt} = s + F_c \quad (8)$$

其中 $\pi = c_p(p/p_0)^{R/c_p}$ 为 Exner 函数, p 为气压 (hPa), $p_0 = 1000$ hPa, \bar{w} 为 (x, \bar{z}, t) 坐标系中的垂直速度, 其表达式为

$$\bar{w} = w \frac{H}{H - z_g} + \frac{\bar{z} - H}{H - z_g} u \frac{\partial z_g}{\partial x} \quad (9)$$

在上述表达式中的全微分符号 $\frac{d}{dt}$ 为

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial}{\partial \bar{z}}$$

(3), (4), (7) 和 (8) 式中的 F_u , F_π , F_θ , F_c 分别表示水平动量、位温和浓度的湍流扩散项, 它们具有以下形式

$$F_\phi = \left(\frac{H}{H - z_g} \right)^2 \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \left(K_z \frac{\partial \phi}{\partial \bar{z}} \right) + K_H \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \quad (10)$$

其中 ϕ 代表 u , v , θ 或 c . (8) 式中的 s 表示污染源强, 在二维平面 (x, \bar{z}) 中, 它表示 y 方向上无限长的线源. 在差分方程的积分中, 它表现为体积元 $\Delta x \Delta y \Delta \bar{z}$ ($\Delta y = 1$) 中的体源, 源强设为 1 单位浓度/(m³s).

在本模式中将山地地形取成一种形函数, 它的形式为

$$z_g(x) = h \frac{a^2}{(x - x_0)^2 + a^2}$$

其中 h 为山的相对高度, 取为 200 m, x_0 为山峰处的坐标, a 为山的半宽, 取为 250 m.

在整个计算域中, 水平取 60 个格点, 格距为 250 m, 垂直方向取为 20 层. 1—10 层的高度分别为 0, 10, 30, 60, 100, 150, 200, 250, 340 和 500 m. 以上各层间隔为 250 m, 最上面两层分别为 2850 和 3250 m.

差分格式采用 Lax-Wendroff 格式. 湍流扩散项(10)式中的扩散系数 K_z 和 K_H 取成下列形式. 在我们所讨论的可能发生阻塞的稳定层结低层大气中, 按 Blackadar 的意见, 湍流状态是由局地 Richardson 数决定的, 因而他建议采用下述形式的垂直湍流扩散系数^[7]

$$K_z = \begin{cases} \frac{1.1}{R_{ic}} \left[(R_{ic} - R_i) l^2 \frac{\partial V}{\partial z} \right] & R_i \leq R_{ic} \\ 0 & R_i > R_{ic} \end{cases} \quad (11)$$

其中 $V = (u^2 + v^2)^{\frac{1}{2}}$; R_i 为 Richardson 数, 由 θ 和 V 在各个格点上垂直方向的增量决定,

$$R_i = \frac{g}{\theta} \frac{\Delta \theta \Delta z}{(\Delta V)^2} \quad (12)$$

$R_{ic} = 0.25$ 为临界 Richardson 数, l 为混合长, 取为

$$l = \begin{cases} 0.35 \bar{z} & \text{当 } \bar{z} < 200(\text{m}) \\ 70(\text{m}) & \text{当 } \bar{z} \geq 200(\text{m}) \end{cases}$$

水平扩散系数取为

$$K_H = \begin{cases} k^2 \Delta x \Delta \bar{z} \left[\left(\frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial \bar{w}}{\partial \bar{z}} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial \bar{z}} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} & R_i < R_{ic} \\ 0 & R_i > R_{ic} \end{cases} \quad (13)$$

其中 $k = 0.21$

三、边界条件和初始场的确定

空气流经障碍物产生的扰动, 在稳定气层中会形成重力波。重力内波在侧面边界上的反射, 可能破坏计算解域内的流场结构。为使波动能穿过边界, 透射到边界之外, 不再反射回到解域内部, 在侧边界采用了辐射边条件, 其形式为

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + (u + c_*) \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \quad (14)$$

其中 ϕ 为变量 u , \bar{w} 和 θ , $(u + c_*)$ 中的 u 为垂直于边界的风速, $c_* = 30 \text{ ms}^{-1}$ 代表重力内波波速。一般情况下, 重力内波波速很少超过 30 ms^{-1} 。重力波波速的估计常常是不准确的, 因而总会产生一些反射。但 Klemp^[1] 证明, 过高估计的波速所引起的反射要比过低估计的波速引起的反射(1)。利用(13)式, 边界上变量值的计算格式为

$$\phi_b^{n+1} = \phi_b^n - (u + c_*) \frac{\phi_b^n - \phi_{b-1}^n}{\Delta x} \Delta t \quad (15)$$

其中下标 b 表示边界上的值, 上标 n 表示时间积分的步数。

对于污染浓度, 侧边界条件为 $\frac{\partial c}{\partial x} = 0$ 。

为避免波在上边界的反射, 模式上层设立了吸收层。

在地面, $\bar{z} = 0$ 处, 风速采用不滑动边条件,

$$u = v = \bar{w} = 0$$

对于浓度, 地面为全反射面,

$$\frac{\partial c}{\partial \bar{z}} = 0$$

(4) 式中的地转风速 u_0 设为 2.8 ms^{-1} 。

本文共进行了四例数值试验。前三例是讨论温度层结在形成地形阻塞中的作用，最后一例讨论风速的作用。在第一个例子中，温度层结设为 $\Gamma = 0.0065^\circ \text{C m}^{-1}$ ，表示一般的稳定层结大气。如果设气层中平均位温为 300K ，平均风速为 2ms^{-1} ，则 Brunt-Vaisala 频率为 $N = 0.0107\text{s}^{-1}$ ，Froude 数为 $F_r = 0.75$ 。在第二个例子中，设高度 400m 以下的低层大气 $\Gamma = -0.02^\circ \text{C m}^{-1}$ ， 400m 以上 $\Gamma = 0.0065^\circ \text{C m}^{-1}$ ，这表示大气低层有一个深厚的强逆温。在这种情况下， $N = 0.03$ ， $F_r = 0.26$ 。在例 3 中，温度层结和例 2 一样，只是逆温层厚度只有 200m ，即逆温层顶和山峰一样高。

在这三个例子中，初始风场都设成是相同的，

$$u = 0.3 \ln(\bar{z}/z_0) \quad (\text{ms}^{-1}) \quad (16)$$

其中粗糙高度 $z_0 = 0.1\text{m}$ 。

在例 4 中，温度场和例 1 相同，风速增加一倍， $u = 0.6 \ln(\bar{z}/z_0) \text{ (ms}^{-1}\text{)}$ 。

四个数值试验的初始条件和试验结果都列于表 1 中。下面我们将着重讨论前两个例子。

四、结果与讨论

例 1 图 2 为积分 4500s 后 (x, z) 面面上的二维流场向量。这时 $ut/a = 36$ ，其中 u 为气层中的平均风速，可取 $u = 2\text{ms}^{-1}$ ， t 为积分时间， $a = 250\text{m}$ 为地形的半宽。在这段时间积分中，温度场和风场已由原来初始场逐渐调整成准定常状态。图的左方为初始风场的廓线。和初始风场相比，可以看出，由于地形的存在，在地形迎风坡 1500m 以内，水平风速特别是低层风速已明显降低。

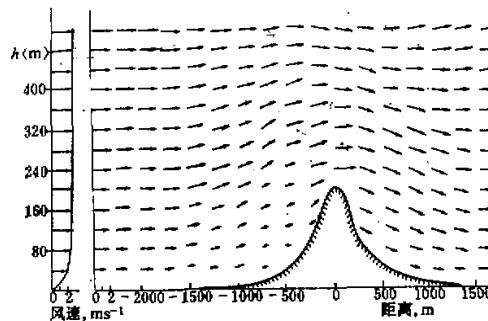


图 2 例 1 中，积分时间 $t = 4500\text{s}$ 时的二维流场，图左为初始风速廓线，图中垂直坐标和垂直运动速度都放大了 5 倍

在初始水平均匀的气压场内，由于地形迎风面的空气堆积，引起正的气压偏差，产生反风向的气压梯度力，因而地形对于流经其上面的空气，相当于施加了一阻力，即波动阻力^[9]。即使尺度较小的地形，如本文所讨论的，它的波动阻力的影响范围也可以伸展至上游 1500m 左右。这大致解释了山区夜间风速一般很低的原因。从图 2 还可看出，迎风坡

风速的降低可以影响到地面上 200—300m。较高层次风速的降低，可以理解为波动和湍流引起的动量下传的结果。因此，地形的阻挡作用并不限于地形的最高点之下。

在 300m 以上，按(12)式，Richardson 数已超过临界值，因而可以认为已无湍流活动，即 $K_s = K_H = 0$ 。在 300m 以下的近地面大气中，最贴近地面部分由于风速切变而存在机械湍流，其余部分的 R_i 经常在其临界值上下摆动。在(12)式中， $\Delta\theta$ 随时间变化并不显著，但 Δu 可能有较大的变化。当 $R_i > R_{ic}$ ，湍流停止，按(11)式， $K_s = 0$ ，这时上层的动量不再向下输送。同时由于地形阻力作用，低层风速开始降低。低层风速的降低促使风速切变加大，即 Δu 增大，于是 R_i 减小。当 R_i 减小到使 $R_i < R_{ic}$ 时，湍流发生， $K_s > 0$ ，使动量由高层向下传递，下层风速增加，再次使 $R_i > R_{ic}$ ，湍流又趋于停止。这个过程不断反复，因此在这一层中，湍流是间歇的。在湍流发生的瞬间，动量向下传递，因而低层流场可以间断地从上部获得动量。

按判别式(2)估计，在这个例子中，阻塞高度 H_s 应为 50m 左右。但在数值模拟结果中，50m 以下的风速并没有完全降低到零。从地面至 100m 左右高度上，风速大约为 $0.4-0.8 \text{ ms}^{-1}$ 之间。这可以认为是低层的动量耗散从上层的动量下传中得到补偿，因而仍可维持较低的风速。在实际大气中，当风速低于 0.8 ms^{-1} ，已经很难用一般常规仪器测出，也难被人们所感觉，因而通常意义上的风已不存在。

为了表现阻塞发生时的浓度场状况，在求解大气动力一热力学方程组(3)—(7)的同时，求解污染物的扩散方程(8)。其中源强 s 位于地形的上风向，离山峰 2500m，源高设为 100m。

图 3 为积分 2 小时后的浓度场。为了对比，图 4 表示在平坦地面上，同样源强、风速

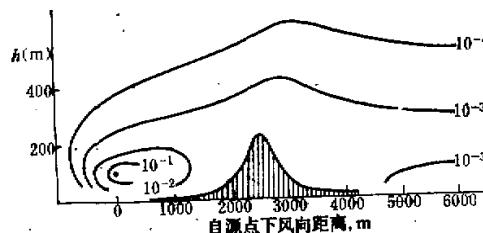


图 3 在一般稳定层结大气中，有地形的浓度场。图中圆点为排放源位置，等值线单位为：单位浓度/ m^3

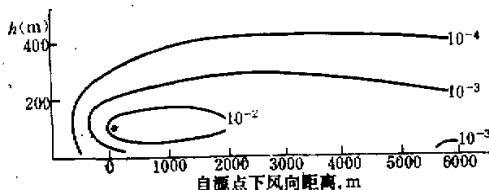


图 4 在一般稳定层结大气中，平坦地面上的浓度场。说明见图 3。

情况下,采用相同的扩散系数表达式(11)—(13)得到的浓度分布。对比图3与图4,可以看出,尽管在例1中阻塞是不完全的,但在地形迎风坡浓度的积累已经显示出来,在平坦地形上,最大地面浓度出现在源下风向1000—2000m左右处,最大浓度量级为 10^{-3} 单位/ m^3 。在源点附近地面上,例如烟囱脚下,地面浓度反而较小,大约比最大浓度小一个量级。

表1 数值试验结果

	例1	例2	例3	例4
风速 ($m s^{-1}$) 温度结构 ($^{\circ}C m^{-1}$)	$0.3 \ln(\bar{z}/0.1)$ $\Gamma = 0.0065$	同例1 $\Gamma = -0.02$ $z < 400m$ $\Gamma = 0.0065$ $z > 400m$	同例1 $\Gamma = -0.02$ $z < 200m$ $\Gamma = 0.0065$ $z > 200m$	$0.6 \ln(\bar{z}/0.1)$ 同例1
Brunt-Vaisala 频率 $N(s^{-1})$	0.011	0.03	0.03	0.011
Froude 数	0.75	0.26	0.26	1.5
$H_d = h(1 - F_r)$ (m)	50	148	148	0
数值试验得到的阻塞高度 (m)	0	120	20	0
源点附近地面浓度的比值 有地形	~20	~1000	~100	~1
平坦地面				

在有地形的情况下,由于迎风坡流速降低,平流作用减弱,地面最大浓度出现在源点附近,最大地面浓度的量级为 10^{-3} 单位/ m^3 。由于阻塞是不完全的,在源的高度上仍然有足够的风速携带污染物越过山脊,因而在山后污染物浓度还相当高,量级为 10^{-1} 单位/ m^3 。

例2 图5为例2在积分4500s后的二维流场。在地形的上风向,120m高处的风速已经接近于零,在80m以下出现了反向气流。这表明在地形迎风面的低层大气中已形成完全阻塞的形势。按(2)式计算,在这个例子中,阻塞高度 H_d 应为150m左右,这和数值模拟得到的阻塞层厚度大致相同。

图6为模拟得到的浓度场。由于浓度场积分是和风场的积分同时开始的,因而图6表示的并非完全是阻塞形成后的浓度场。浓度等值线向下游伸展的部分是阻塞形成前的流场平流造成的。由于阻塞形成前后,水平风速都很小,平流作用很弱,因而源点附近的浓度很高。

图7为深厚逆温情况下平坦地面上的二维浓度场。对比图6和图7,可以看出地形阻塞作用对污染物分布的影响。在发生完全阻塞时,源附近地区的局地浓度显著升高。在源的下风向,完全阻塞时的地面浓度比无地形时的地面浓度高1~2量级。在源附近的地

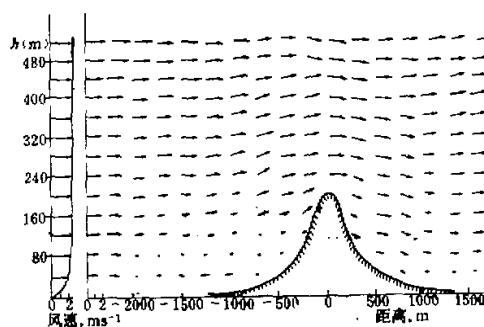


图 5 深厚强逆温时, 地形阻塞作用下的二维流场。说明同图 2

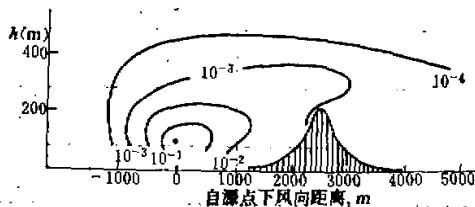


图 6 深厚逆温时, 有地形的浓度场。说明见图 3

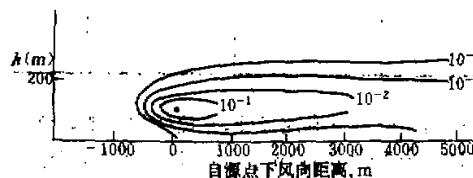


图 7 深厚逆温时, 平坦地面的浓度场。说明见图 3

面上(烟囱脚下)可高 3 个量级。

对比图 6 和图 3, 可以看出一般稳定层结时的不完全阻塞和强逆温时的完全阻塞所形成浓度场的差别。在不完全阻塞时(图 3), 背风坡的浓度仍然较高(10^{-3} 单位/ m^3), 表明在这种情况下, 污染物仍可被气流输送至背风坡。在完全阻塞时, 背风坡浓度只有 10^{-4} 单位/ m^3 , 说明在完全阻塞时, 地形几乎完全切断了低层大气中流场的平流作用。

例 3 这个例子表明一个浅逆温层(逆温层顶和山峰一样高)的阻塞作用。积分 4500s 后的流场(图略)表明, 这种情况下地形的阻塞作用, 远没有深厚逆温时那么显著。迎风面的低层大气中, 只在 $z = 10m$ 的若干格点上, 风速趋于零。这表明在逆温层较浅时, 空气越过山脊克服重力所消耗的动能远比强逆温时要少。另外, 当逆温较浅时, 逆温层顶上部的湍流交换过程仍然较强, 使逆温层中的动量得到适当补充。在这种浅逆温情况下, 采用(2)式作为发生阻塞的判据, 会有较大的误差。

例 4 在和例 1 同样的温度场结构下,使风速增加一倍。得到 Froude 数约为 1.5。这时空气有足够的动量克服地形障碍,因而流场不发生阻塞。数值试验的结果表明,流场的主要变化不发生在地形的上游,而是发生在气流越山时和越山之后。浓度场的模拟表明,在源附近地面浓度,有地形和无地形时几乎没有区别。这时的地形对流场和浓度分布影响,主要反映在气流过山问题上^[6]。

五、结 论

上述的数值试验表明,当大气低层有强而深厚的逆温时,在地形的上风向就会产生阻塞。这时数值试验得出的阻塞高度和判别式(2)所得结果基本相同。但是当层结稳定性不十分强,或者逆温层不够深厚时,动量的湍流输送,会破坏阻塞的形成。这时数值试验得到的阻塞高度比判别式(2)要低,甚至可能不存在。

在风速较大、Froude 数大于 1 时,-可以不考虑地形对上游地区流场和浓度场的影响。

当 Froude 数小于 1 时,地形对上游都会产生不同程度的影响,特别是完全阻塞时,地形上风向的地面浓度比无地形的地面浓度要高 2—3 个量级。这表明在评价山区空气质量问题时,对阻塞现象应给予足够的重视。运用大气动力方程组和平流扩散方程的数值解来得到流场和浓度场,是一种比较真实地反映这种情况下大气过程的方法,尽管这种方法还不能完全用于实际评价,但应该为此而努力。

参 考 文 献

- [1] Egan, B. A., Workshop on dispersion in complex terrain-Summary, Fourth Joint Conf. on Application of Air Pollution Meteorology and Third Conf. on Mountain Meteorology, 16—19, Oct., 1984, Portland, American Meteorological Society.
- [2] Lee, J. T., Towing tank studies of stratified flow over ridges and valleys, Third Conf. on Mountain meteorology, 16—19 Oct., 1984, Portland, American Meteorological Society.
- [3] Tan, K. P. and Sang, J. G., Upstream flow separation, Second Conf. on Mountain Meteorology, 9—12 Nov., 1981, Steamboat Springs, Amer. Meteor. Soc.
- [4] 核工业部华北七所, 1985. 古交地区大气环境质量预评价报告书。
- [5] Pielke, R. A., 1981, Mesoscale numerical modeling, 185—344, Advances in Geophysics, Academic Press.
- [6] 桑建国,吴刚, 1985, 背风坡流场和浓度场的数值模拟, 大气科学, 9, 226—233。
- [7] Blackadar, A. K., 1979, High resolution models of the planetary boundary layer, *Adv. Environ. Sci. Eng.*, I, 50—85.
- [8] Klemp, J. B. and Lilly, D. K., 1978, Numerical simulation of mountain waves, *J. Atmos. Sci.*, 32, 78—107.
- [9] Scorer, R. S., 1978, Environmental aerodynamics, 182—183, Ellis Horwood Publisher.