



格子玻尔兹曼方法模拟大气边界层中的阵风结构

程雪玲, 胡非*, 曾庆存

中国科学院大气物理研究所, 大气边界层物理与大气化学国家重点实验室, 北京 100029

* 联系人, E-mail: hufei@mail.iap.ac.cn

2011-09-28 收稿, 2011-12-06 接受

国家自然科学基金(40875008)和国家重点基础研究发展计划(2010CB951804)资助

摘要 东亚北方冬春季常会出现寒潮冷锋天气, 冷锋过后有明显的下沉气流, 且伴随强阵风. 观测数据分析表明, 阵风结构具有相干性, 是春季沙尘暴能够被输送到边界层上部, 从而远距离传输的重要条件. 格子玻尔兹曼方法(lattice Boltzmann method, LBM)是一种基于 Boltzmann 分子输运方程的数值流体计算技术, 自从出现以来, 由于其在微观水平描述运动的特点, 一直被用来研究湍流等复杂运动, 本文在格子玻尔兹曼方法中引入大涡模式, 使其能够应用到大气边界层湍流场, 模拟阵风的产生及发展, 得到了具有波动和涡旋相结合的相干结构, 从而解释了阵风相干结构起沙扬尘的机理.

关键词

格子玻尔兹曼
方法
大涡模式
阵风
大气边界层

大气边界层内的空气运动由于受地球自转、温度层结、水汽输送以及复杂下垫面等因素的影响非常复杂^[1], Stull 将气流分为平均风速、湍流和波动三大类, 这类波动可以由平均风切变和越过障碍物的平均气流就地产生, 也可以由很远的雷暴等天气系统传播而来^[2]. 大气波动有时能加强局地风切变, 形成湍流. WMO 把介于湍流和平均风速之间的波动称为阵风^[3]. 产生阵风的天气背景主要有: 强对流天气、锋面天气、辐射逆温型的低空急流天气、地理环境因素引起的低空强风切变等, 阵风的瞬时风速能够达到 9 级, 大约是每小时 80 km 左右, 具有很强的破坏性. 比如, 港口码头的大型港机设备需要应对突发性强阵风、飞机在飞行的过程中会受到阵风所产生的附加过载等.

除了工程中阵风的破坏性外, 阵风还伴随有灾害性天气: 沙尘暴的爆发与强冷锋前干飚线(一种强阵风)的发展密切相关^[1], 这种情况是严重的, 且在东亚北方的春季也常见; 而更常见的是冷锋过后爆发的强风, 大风常为骤发性且多有阵性^[2-8], 其相干结构对起沙扬尘机理起重要作用^[9-11]. 但是, 对阵风的结构, 尤其是气流水平速度和垂直速度的相干特

征, 很少有深入的分析研究.

通常对阵风的预报可通过天气预报模式^[12-14]、时间序列分析^[15,16]等方法, 工程上则通过阵风谱^[17], 阵风的参数化^[18-21], 风洞模拟等^[22,23]来研究阵风的破坏作用. 在这些方法中, 认为阵风风速的脉动服从高斯分布. 但是最近的研究^[24-28]发现, 在冷锋过后生成的阵风并非如此, 风的阵性周期以 3~6 min 为主, 叠加在慢周期但不很稳定的平均流(基流)上. 阵风有很鲜明的相干结构: 阵风风速波峰期伴随着下沉气流, 波谷期伴随着上升气流. 大风下传的水平动量在当地扬起沙尘, 但由于大中尺度系统下沉气流却使沙尘只能积聚在大气边界层的低层(约 200 m 厚), 只当阵风停歇, 即阵风波谷时, 上升气流才能将沙尘传入边界层上层, 然后藉大中尺度的系统性上升气流再往上传输进入对流层. 阵风的相干结构是起沙扬尘的有效机理. 但该理论是在分析单站观测资料的基础上得出的, 还需要进一步的实测结果和数值模拟结果的验证.

早在 20 世纪 80 年代, 就已开始利用北京 325 m 气象塔对冷锋过境时的边界层阵风结构进行垂直廓

线等分析^[29-31]. 近年来, 有人开始利用先进的数值计算方法, 如大涡模式(LES), 模拟微下击暴流、飓风等^[32,33], 本文采用的格子玻尔兹曼方法是在微观水平描述运动, 能直接数值模拟湍流等复杂运动^[34-40], 但对于大气边界层, 其网格设置不够精细, 无法直接数值模拟, 因此加入大涡模式(LES), 模拟出了阵风的精细结构.

1 数值方法

1.1 格子 Boltzmann 方程

由格子气模型对 Boltzmann 输运方程进行离散求解, 得到格子玻尔兹曼方程:

$$f_i(x+e_i, t+1) - f_i(x, t) = \Omega_i, \quad (1)$$

下标 i 表示粒子的某个运动方向.

直接计算碰撞项 Ω_i , 计算量相当巨大, 1954 年, Bhatnager, Gross 和 Krook^[41]曾假设, 那些描述湍与涡之间相互作用的、真实的(也是未知的)碰撞作用的具体细节并不重要, 他们提出了一个简化的碰撞模式, 将玻尔兹曼方程简化为

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \bar{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial x} = -\frac{1}{\tau} (f - f^{\text{eq}}). \quad (2)$$

在这种形式的玻尔兹曼方程中, 碰撞表达式中包含了在特征时间尺度 τ 内达到局地平衡分布 f^{eq} 这一松弛项, 该模式被称为 BGK 模式. 它描述了分子相互作用的物理本质, τ 为分子碰撞时间, 又可称为松弛时间. 尽管 BGK 模式似乎只适用于局地近平衡态, 但人们认识到只要松弛时间的长短能包含相关的物理特点, 这样一种近似将超越其理论局限得到应用. 在湍流的 BGK 模式中, τ 可用一个典型的湍流松弛时间 τ_{turb} 代替. Higuera 等人^[42,43]根据 BGK 模式将格子玻尔兹曼方程写为如下形式:

$$f_i(x+e_i, t+1) - f_i(x, t) = \frac{1}{\tau_{\text{turb}}} [f_i^{\text{eq}}(x, t) - f_i(x, t)]. \quad (3)$$

流体的宏观密度 $\rho(x, t)$ 、宏观速度 $u(x, t)$ 可根据粒子分布函数 $f_i(x, t)$ 由下式确定:

$$\rho(x, t) = \sum_i f_i(x, t) = \sum_i f_i^{\text{eq}}(x, t), \quad (4)$$

$$\rho(x, t)u(x, t) = \sum_i e_i f_i(x, t) = \sum_i e_i f_i^{\text{eq}}(x, t). \quad (5)$$

压力则由 $p = \rho c_s^2$ 计算得到, c_s 为声速. LBGK 模型的演化从形式上看是一个松弛过程, 通过对微观的粒子

密度分布函数 f_i 及其平衡态 f_i^{eq} 进行松弛加速, 使得系统快速地演进到符合客观规律的状态.

1.2 DdQq 模型

在 LBGK 模型中, 应用最广泛的是 Qian 等人^[44]提出的 DdQq 系列模型. 其中 d 代表空间维数, q 代表离散速度数目. 这类模型的局部平衡态分布函数通常可以统一写成如下格式:

$$f_i^{\text{eq}} = \omega_i \rho \left[1 + \frac{u \cdot c_i}{c_s^2} + \frac{(c_i \cdot u)^2}{2c_s^4} - \frac{u^2}{2c_s^2} \right], \quad (6)$$

其中, ρ 是流体密度, u 是流体流动速度, c_s 为声速, $c_i = c e_i$ 为离散速度, ω_i 为与离散速度方向矢量的长度有关的权系数. DdQq 模型的黏性系数为

$$\nu = c_s^2 \left(\tau - \frac{1}{2} \right) \Delta t, \quad (7)$$

其中, ν 为黏性系数. DdQq 模型在二维空间里有 D2Q7, D2Q9, 三维空间里有 D3Q15, D3Q19, D3Q27 等多样模型. 从引言中的介绍我们知道, 观测资料分析的结果表明, 阵风在垂直方向上的相干性(即气流水平速度和垂直速度的相干特征)是主要的, 是二维的波和涡的传播过程, 因此本文模拟的是边界层二维风场, 这里介绍 D2Q9 模型. D2Q9 模型是在一个二维正方形网格空间上构造的, 如图 1 所示. 它的粒子速度有 9 个方向, 由以下方程给出:

$$\begin{aligned} c_i &= c e_i \\ &= \begin{cases} (0, 0), & i = 0; \\ c \left[\cos\left(\frac{i-1}{2}\pi\right), \sin\left(\frac{i-1}{2}\pi\right) \right], & i = 1, 2, 3, 4; \\ \sqrt{2}c \left[\cos\left(\frac{i-5}{2}\pi + \frac{\pi}{4}\right), \sin\left(\frac{i-5}{2}\pi + \frac{\pi}{4}\right) \right], & i = 5, 6, 7, 8. \end{cases} \end{aligned} \quad (8)$$

D2Q9 模型平衡分布函数由以下方程给出:

$$f_i^{\text{eq}} = \omega_i \rho \left[1 + \frac{3(e_i \cdot u)}{c^2} + \frac{9(e_i \cdot u)^2}{2c^4} - \frac{3u^2}{2c^2} \right], \quad (9)$$

其中, 当 $i=0$ 时, $\omega_i=4/9$; 当 $i=1, 2, 3, 4$ 时, $\omega_i=1/9$; 当 $i=5, 6, 7, 8$ 时, $\omega_i=1/36$.

宏观质量密度 ρ 和速度 u 由以下方程计算得到:

$$\rho = \sum_{i=0}^8 f_i, \quad \rho u = \sum_{i=0}^8 c_i f_i. \quad (10)$$

同时, 该模型的声速为 $c_s^2 = c^2/3$, 压强 $p = \rho c^2/3$, 运动黏性为 $\nu = (\tau - 0.5)c^2 \Delta t/3$.

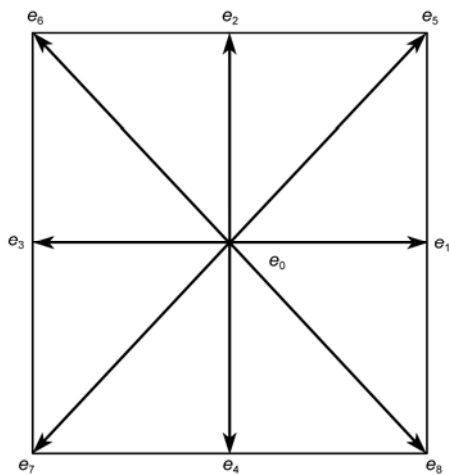


图 1 D2Q9 模型

1.3 大涡模式

LBM 方法对高 Re 数湍流流动的数值稳定性较差. 一种有效解决途径是将湍流流动模型与 LBM 方法结合起来, 本文在格子 Boltzmann 方程中引入了大涡模式, 即对方程进行滤波, 保留大尺度进行计算, 小尺度的作用由涡黏性系数计算, 该系数由 SGS (Sub-grid scale) 模型确定.

在大涡模拟中, 物理量分解为大尺度量和小尺度量, 即 $\phi = \bar{\phi} + \phi'$, 其中大尺度量 $\bar{\phi}$ 由 ϕ 进行滤波得到: $\bar{\phi}(x, t) = \int \phi(x', t) G(x, x') dx'$, G 是滤波函数. 小尺度量 $\phi' = \phi - \bar{\phi}$, 对 LBM 离散方程进行滤波时需要用如下假设 $\overline{f_i^{eq}(\rho, u)} = f_i^{eq}(\bar{\rho}, \bar{u})$, 并用有效黏性 $\nu = \nu_0 + \nu_t = c_s^2(\tau_{turb} - 0.5)$ 确定有效松弛时间 τ_{turb} . 其中 $c_s = 1/\sqrt{3}$, 为模型的声速, ν_t 为涡黏性, 由具体的 SGS 模型确定. 如常用的 Smagorinsky 模型^[45-48]: $\nu_t = (C\Delta)^2 |\bar{S}|$, 其中 C 为模型参数, Δ 为滤波器宽度, $\bar{S}$ 为应变率张量, $\bar{S} = \left(\sum_{a,b} 2S_{ab}S_{ab} \right)^{1/2}$, $S_{ab} = (\partial_a U_b + \partial_b U_a)$, $|\bar{S}| = \frac{\sqrt{\nu_0^2 + 18C\Delta^2 Q^{1/2}} - \nu_0}{6C\Delta^2}$, $Q = \bar{\Pi}_{i,j} \bar{\Pi}_{i,j}$, 其中 $\bar{\Pi}_{i,j}$ 为局地非平衡应变张量, $\bar{\Pi}_{i,j} = \sum_{\alpha} e_{\alpha i} e_{\alpha j} (\bar{f}_i - \bar{f}_i^{eq})$.

2 流场模拟

2.1 验证算例

为了检验计算方法的精度, 让我们先对常压力

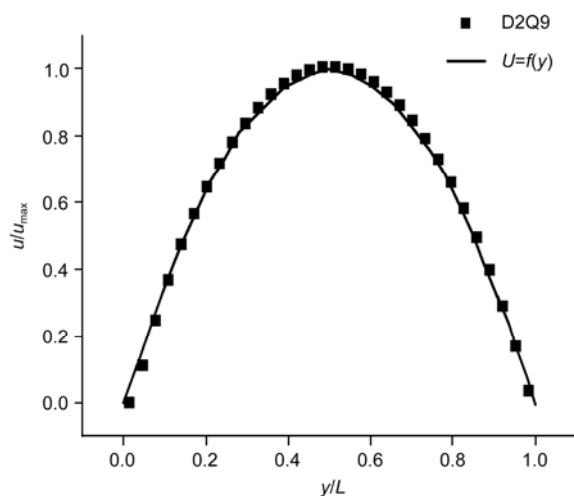
梯度驱动的 Poiseuille 流动、二维方腔流进行模拟, 并把模拟结果与解析解或者已有文献的数据进行对比.

(i) Poiseuille 流动. 两平板间充满了黏性系数为 ν 的流体, 在流场的出口、入口处施加一恒定的压力梯度. 其流场速度的解析解为 $u(y) = \frac{G}{\nu} \frac{L^2}{2} \left(\frac{y}{L} - \frac{y^2}{L^2} \right)$,

其中 L 为管道宽度, $G = -\partial p / \partial x$ 为压力梯度. 模拟时, 使用压力边界的二维 Poiseuille 流动, 区域定义为 $0 \leq x \leq 2$, $0 \leq y \leq 1$; 流场的格子划分为 128×64 ; 流场内的初始化速度为 0, 初始化密度为 1.0. 定义流动的雷诺数 $Re = LU_{\max} / \nu = 1500$, 其中 $U_{\max} = L^2 G / 8\nu$ 为管道中心速度; 压力梯度 $\Delta p = 0.1$. 在上述初始和边界条件下, 经过若干次迭代后流动达到了稳定状态(见图 2).

从以上模拟结果可以看出, 由于 Poiseuille 流动本身的条件限制, 只能够模拟雷诺数比较小的情况, D2Q9 虽然能够得到精确的模拟结果, 但 LES 的优势体现的并不是太过明显.

(ii) 二维方腔流动. 下面模拟了可以选择较大雷诺数的二维空腔流动. 我们考虑的方腔流的流场由一个水平放置的二维正方形方腔构成. 空腔的上边界以一个常速度水平移动, 而其他 3 个边界保持静止不动. 这种平板拖动的空腔基本特征是, 在空腔的中央有一个一级的大涡出现, 而在下面的 2 个角会出现二级涡. 流函数的值以及这些涡的中心位置都是 Reynolds 数的函数^[50]. Reynolds 数定义为 $Re = LU/\nu$, 其中 L 是空腔的高度, U 是上板的拖动速度, ν 是运动黏性系数. Ghia 等人^[51]在 1982 年就对二维方腔流进

图 2 Poiseuille 流动模拟结果与解析解比较^[49]

行了详尽的讨论, 本文将模拟 $Re=5000$ 的方腔流动, 并与 Ghia 的模拟结果进行比较.

对于比较小的雷诺数, 空腔中只出现 3 个涡, 一个位于方腔中央的一级涡和一对位于左下角和右下角附近的二级涡. 随着雷诺数的增大, 在左上角出现了第 3 个二级涡. 并且, 一级涡的中心向方腔的中央位置移动. 这些观察结果和前人的研究结论是一致的和吻合的(如图 3). 而通过比较中心线上的水平速度, 结果与 Ghia 等人^[51]的计算结果基本一致, 如图 4. 可见计算精度是令人满意的.

2.2 边界层阵风模拟

(i) 边界条件. 通过分析中国科学院北京 325 m

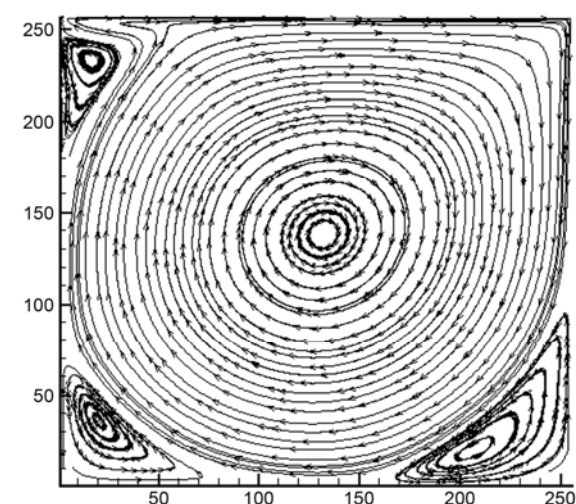


图 3 方腔流流线图

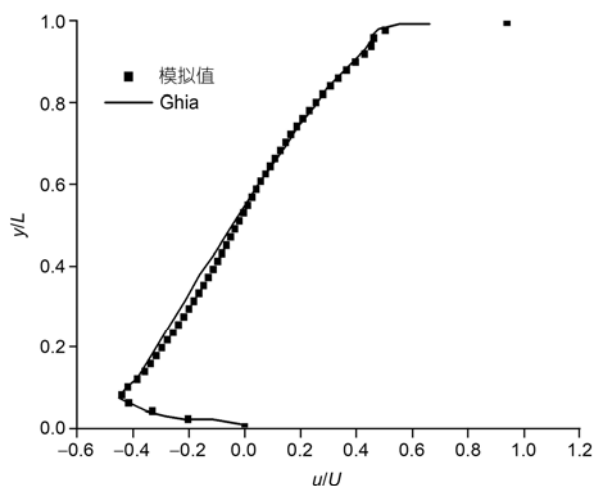


图 4 中心线上的水平速度

气象综合观测塔, 在冷锋过后连续监测的 15 层的低频风速变化(采样频率 0.05 Hz), 以及在 3 层高度上利用超声风速仪获得高频风速资料(采样频率 10 Hz), 得到冷锋过后的边界层风速廓线^[52]. 图 5(a)和(b)分别是水平风速($\bar{u}$)和垂直速度($\bar{w}$)的垂直廓线. 这是通过选取 2000~2004 年覆盖北京的 20 个沙尘天气中, 133 h 的大风资料平均得到的. 大风期指的是 120 m 高处每小时平均风速 $\geq 8 \text{ m s}^{-1}$. 图 5 中的点集是各层 133 个个例, 同时给出个例的系综平均垂直廓线(中间曲线)和加减了标准差的相应垂直廓线.

从图 5 中可以看到, 冷锋过后存在下沉气流, 本文以此平均廓线作为边界条件. 计算区域是水平距离 x 为 2 km, 垂直高度 z 为 1 km 的边界层.

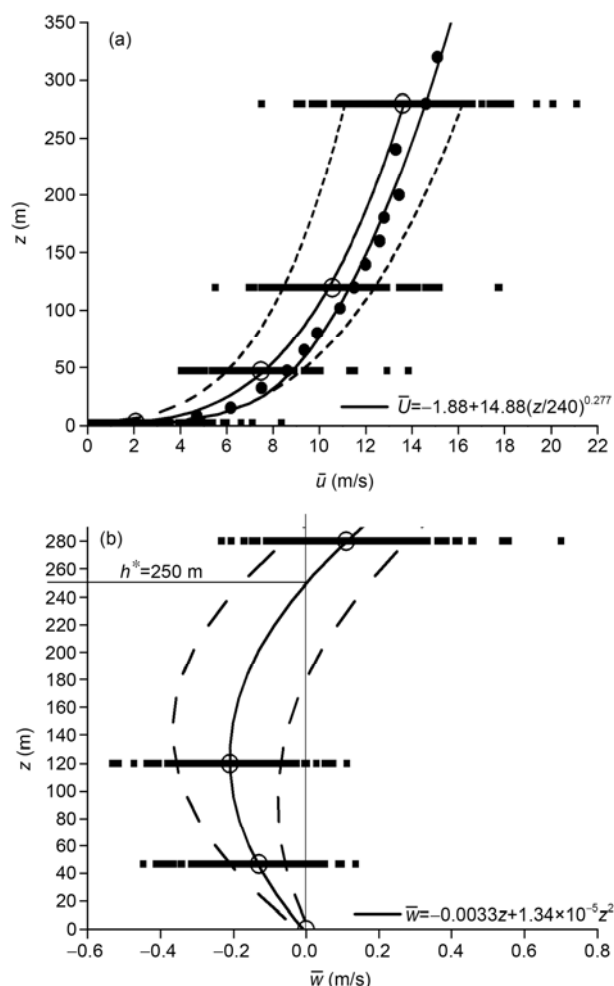


图 5 沙尘天气过程水平速度(a)和垂直速度(b)廓线

方点点集是 133 h 的小时平均风速(非常密集几乎连成一线); 圆圈是 133 h 的系综平均值; 虚线是加减标准差的值; 实心圆点是同时期的风速, 但是由 15 层风杯观测得到的

求解流动问题时需要给出适当的边界条件, 这些边界条件通常情况下是关于宏观物理量的. 但在 LBM 方法中, 进行演化的是分布函数, 所以需要根据宏观边界条件确定出边界上的分布函数.

根据上述宏观入口的垂直风速廓线, 给出入口的分布函数 $f_i = f_i^{\text{eq}}$ [53].

出口采用有限差分速度梯度法 [54] $f_i = f_i^{\text{eq}} + f_i^{\text{neq}} = f_i^{\text{eq}} + \frac{\tau \rho \omega_i}{c_s^2} Q_i : S$. 其中, $Q_i = c_i c_i - c_s^2 I$ 为张量, I 为单位张量; $S = \nabla u$ 为应变张量; 符号“:”表示两个张量的缩并. 下边界, 固壁条件; 上边界, 滑移边界.

(ii) 尺度变换. LBM 同其他 CFD 方法一样, 在模拟实际问题时方程的模型与实际流场之间存在一定的相似关系. 从流场的初始条件和边界条件转换到模型的初始条件和边界条件, 要通过模型计算得到所需的参数, 最后再根据相似关系转换为实际流场相应的参数. 由于本文计算的是边界层湍流场, 在转换的过程中要保证 Reynolds 数相等.

假设实际流场的参数分别为特征长度 L , 特征流速 U , 时间步长 ΔT , 以及运动黏性系数 ν_p , LBM 模拟该流场时取特征长度为 N (若是 N 个网格, 则每个网格长度为 $l=1$), 特征流速 u , 这样就有

$$\lambda_l = \frac{L}{N}, \quad \lambda_u = \frac{U}{u}. \quad (11)$$

其他的参数可按上述相似律确定, 于是得到 LBM 的模型参数:

$$\Delta t = \frac{l}{u} = \frac{L}{\lambda_l N} \cdot \frac{\lambda_u}{U} = \frac{\lambda_u}{\lambda_l} \Delta T = \frac{\Delta T}{\lambda_t}, \quad \nu = \frac{Nu}{Re} = \frac{\nu_p}{\lambda_l \lambda_u}. \quad (12)$$

通过 ν , 可得到松弛时间 $\tau = \frac{\nu}{c_s^2 \Delta t} + 0.5$.

对于 LBM, 由于 $u < c_s$, 才能保证计算的稳定性, 则需要满足 $\frac{l \lambda_l}{\Delta T} < c_s$ 即 $\lambda_t < c_s \Delta T$ (http://www.lbmmethod.org/_media/howtos:lbunits.pdf).

2.3 计算结果

根据上述计算条件, 我们得到了在冷锋过后的 大风天气下, 由于下沉气流而产生强剪切, 形成上下摆动的涡旋, 从而造成风的阵性波动. 同时, 计算的时候还考虑了加入 LES 模式和不加入 LES 模式的比较, 结果发现加入 LES 模式之后, 会得到更小尺度的涡, 更接近实际流场. 图 6 是在第 60 分钟时刻的风

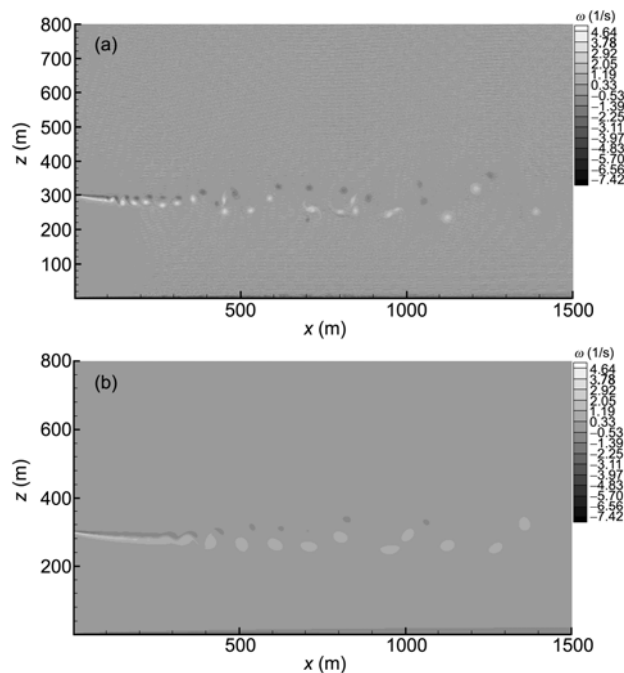


图 6 模拟得到的冷锋过后的边界层风场
(a) 加入 LES 模式的结果; (b) 没有加入 LES 模式的结果

场的涡度. 从图 6 中可以看到, 由于有下沉气流, 在气流上下分离的大约 300 m 的高度 (这里考虑观测资料最高高度在 280 m, 因此得到的下沉气流厚度可能要略低于实际的平均厚度, 在参考了雷达等观测资料之后, 将模拟中给的下沉气流的高度改为 300 m) 处产生了涡, 并且涡的位置是上下摆动的. 图中横坐标 x 是水平距离, 纵坐标 z 是高度, 单位均是 m. 右侧是不同灰度所代表的涡度的值, 浅色是逆时针涡, 深色是顺时针涡. 图 7 给出根据实际观测的资料 (3 层高度上频率为 10 Hz 的超声资料) 得到的风速矢量图, 可以看到有上升和下沉的气流.

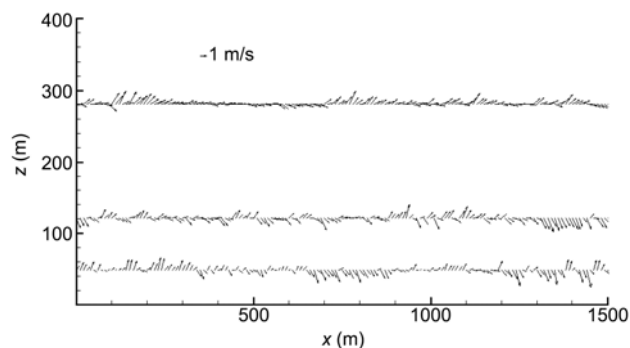


图 7 实际观测的风速矢量图

我们还分别计算了在水平距离 x 为 100, 500 和 1000 m 处的风速垂直廓线, 考虑到 100 m 距入口太近, 流动没有充分发展, 受边界条件的影响较大, 这里没有给出其结果, 图 8 给出了 500 和 1000 m 处的风速垂直廓线. 从图中可以看到在气流分离处($z=280$ m), 水平风速减小, 这与实际观察的结果是符合的, 在图 5(a)中, 风杯在 240 m 高度测得的水平风速(实心圆点)是减小的. 从图 6 看到, 在冷锋过后的大风天气下, 由于下沉气流而产生强剪切, 形成上下摆动的涡旋, 从而造成风的阵性波动, 因此在气流分离处风的阵性波动最强, 造成水平风速的减小. 而对于垂直风速, 从 $z=320$ m 高度以下都是下沉气流, 但下沉气流的速度随高度先增大然后减小, 在 $z=320$ m 高度以上则是上升气流, 这种变化趋势也是与观测结果吻合的(参见图 5(b)).

在引言中提到, 通过分析资料发现在冷锋

过后的大风天气中存在周期为 3~6 min 为主的阵风, 可以将流动分为基流、阵风和湍流^[52], 根据这种方法, 对水平距离 $x=1000$ m, 高度为 280 m 的位置上的风速时间序列进行了分解, 如图 9. 与文献[52]中的图 3 类似. 而利用提取出的阵风时间序列和湍流时间序列, 计算了各高度上的阵风摩擦速度 u_{g*} 和湍流摩擦速度 u_{t*} ^[52], 结果如图 10, 二者量级相同, 说明阵风所含能量与湍流相当, 在大风天气下, 不能忽略阵风尺度的风速所带来的作用. 而且阵风摩擦速度在气流分离的高度上大, 湍流摩擦速度则是在靠近壁面处大, 随着高度增大而减小, 当到达气流分离的高度再次增大, 这也与观测结果一致^[51]. 此外, 随着水平距离的增大, 阵风逐渐增大, 而湍流逐渐减弱.

3 结论

本文利用 LBM 方法加入大涡模式对阵风的产生

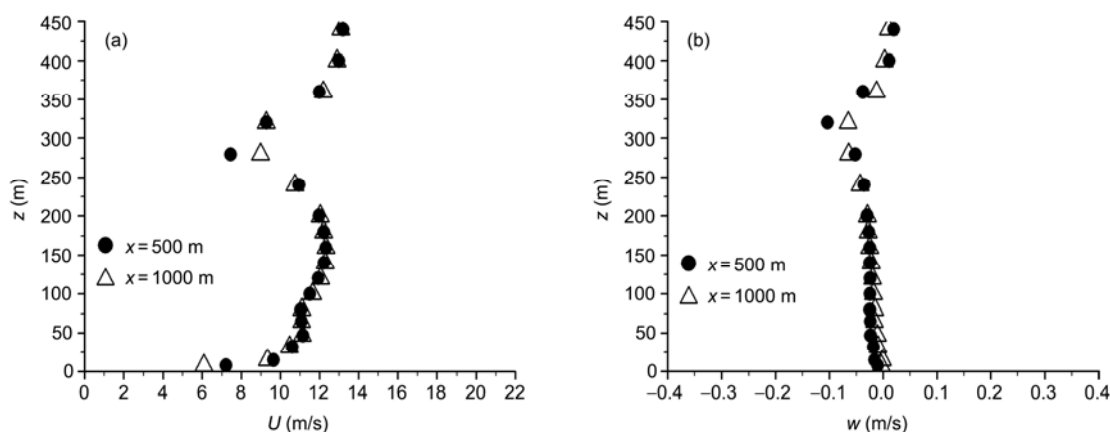


图 8 不同水平距离上风速 U (a)和 w (b)的垂直廓线

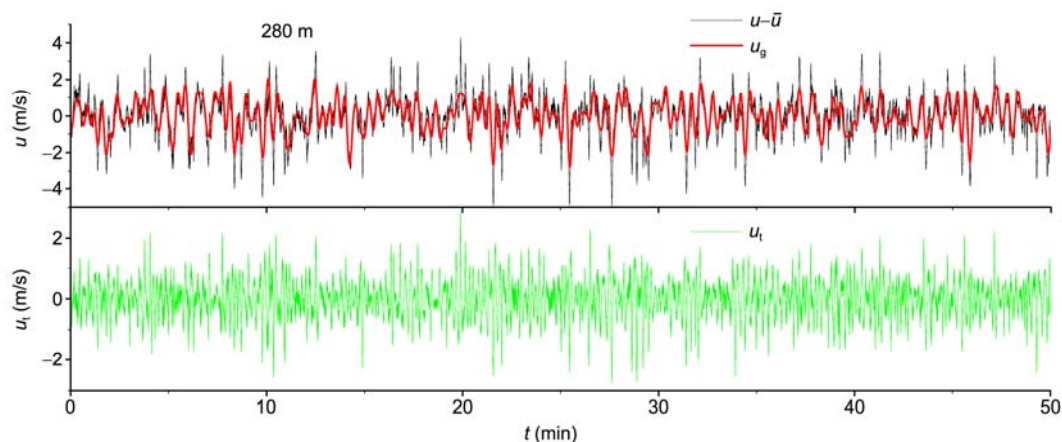


图 9 $x=1000$ m 处 280 m 高度上的水平风速、阵风及湍流

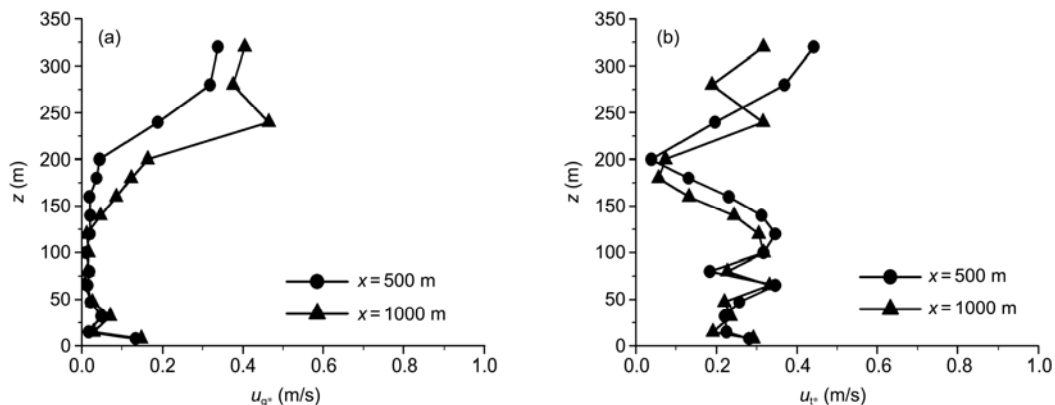


图 10 不同水平距离上阵风摩擦速度(a)和湍流摩擦速度(b)的垂直廓线

及发展进行了数值模拟,通过模拟结果我们看到在冷锋过后的大风天气下,气流的上下分离产生了强剪切,形成上下摆动的涡旋,造成风的阵性波动.大涡模式使得模拟结果更接近实验观测的结果.

进一步的分析表明:在气流分离处水平风速减小,在稍低于气流分离的地方下沉气流速度最大,且随着向上向下远离该处,下沉速度减小.通过提取阵

风结构,可以看到阵风产生的摩擦速度与湍流摩擦速度的量级相当,湍流摩擦速度是在靠近地面处大,因此造成地面的起沙,而随着高度的增加,阵风摩擦速度逐渐与湍流摩擦速度大小相当,也就是说二者对上空的扬尘共同起作用,而随着高度的继续增加,阵风的摩擦速度超过湍流摩擦速度,成为扬尘的主要因素,这种现象在下游更明显.

参考文献

- 1 胡隐樵, 光田宇. 强沙尘暴发展与干飚线——黑风暴形成的一个机理分析. 高原气象, 1996, 15: 178–185
- 2 陈洪武, 王旭, 马禹. 大风对新疆沙尘暴的影响. 北京大学学报(自然科学版), 2003, 39: 187–193
- 3 胡泽勇, 黄荣辉, 卫国安, 等. 2000 年 6 月 4 日沙尘暴过境时敦煌地面气象要素及地表能量平衡特征的变化. 大气科学, 2002, 26: 1–8
- 4 任阵海, 高庆先, 苏福庆, 等. 北京大气环境的区域特征与沙尘影响. 中国工程科学, 2003, 5: 49–56
- 5 周秀骥, 徐祥德, 颜鹏, 等. 2000 年春季沙尘暴动力学特征. 中国科学 D 辑: 地球科学, 2002, 32: 327–334
- 6 王树芬. 一次阵风锋过程的边界层下部风场变化分析. 气象科学院院刊, 1989, 4: 96
- 7 程雪玲, 全利红, 胡非, 等. 阵风的分形与混沌特征研究. 气候与环境研究, 2007, 12: 256–266
- 8 郑晓静, 张静红. 2010 年 3 月 19 日沙尘暴期间甘肃民勤地区近地表的湍流性质. 科学通报, 2010, 55: 2235–2240
- 9 赵琳娜, 孙建华, 赵思雄. 一次引发华北和北京沙尘(暴)天气起沙机制的数值模拟研究. 气候与环境研究, 2002, 7: 279–294
- 10 赵琳娜, 孙建华, 赵思雄. 一个适用于我国北方的沙尘暴天气数值预测系统及其应用试验. 气候与环境研究, 2003, 8: 125–142
- 11 方宗义, 朱福康, 江吉喜, 等. 中国沙尘暴研究. 北京: 气象出版社, 1997
- 12 李国翠, 郭卫红, 王丽荣, 等. 阵风锋在短时大风预报中的应用. 气象, 2006, 32: 36–41
- 13 Brasseur O. Development and application of a physical approach to estimating wind gusts. Mon Weather Rev, 2001, 129: 5–25
- 14 Agustsson H, Olafsson H. Forecasting wind gusts in Iceland. Geophys Res Abs, 2006, 8: 08959
- 15 Barth S, Bottcher F, Peinke J. Wind gusts and small scale intermittency in atmospheric flows. Proc Appl Math Mech, 2005, 5: 561–562
- 16 Wang L, Karrem A. Description and simulation of gust front wind field. J Wind Eng, 2006, 108: 477–480
- 17 张云彩, 姚美旺, 王敏声, 等. 阵风及其谱模拟. 海洋工程, 1996, 14: 20–27
- 18 Proppe C, Wetzel C. Overturning probability of railway vehicles under wind gust loads. Iutam Symposium on Dynamics and Control of Nonlinear Systems with Uncertainty, Nanjing, China. 2006
- 19 Choi E C C. Numerical modelling of gust effect on wind-driven rain. J Wind Eng Ind Aerodyn, 1997, 72: 107–116
- 20 李晓东, 林大楷. 阵风与叶栅干涉噪声的数值模拟. 航空动力学报, 2006, 21: 94–99
- 21 詹浩, 钱伟祺. 薄翼型阵风响应的数值模拟. 航空学报, 2007, 28: 528–530

- 22 金秋萍. 环境风洞中的阵风模拟技术. 环境科学研究, 1995, 8: 43–47
- 23 张鸿雁, 李凤蔚, 王元. 环境风洞中动态风速的控制系统. 环境工程, 2005, 23: 86–87
- 24 曾庆存. 千里黄云——东亚典型沙尘暴. 北京: 科学出版社, 2006
- 25 曾庆存, 程雪玲, 胡非. 大气边界层非常定下沉急流和阵风的起沙机理. 气候与环境研究, 2007, 12: 244–250
- 26 曾庆存, 胡非, 程雪玲. 大气边界层阵风扬尘机理. 气候与环境研究, 2007, 12: 251–255
- 27 程雪玲, 曾庆存, 胡非, 等. 大气边界层强风的阵性和相干结构. 气候与环境研究, 2007, 12: 227–243
- 28 Zeng Q C, Cheng X L, Hu F, et al. Gustiness and coherent structure of strong wind and their role in the dust emission and entrainment. *Adv Atmos Sci*, 2010, 27: 1–13
- 29 赵德山, 王立治, 洪钟祥. 冷锋过境时的边界层阵风结构分析. 大气科学, 1982, 6: 324–332
- 30 刘小红, 洪钟祥. 北京地区一次特大强风过程边界层结构的研究. 大气科学, 1996, 20: 223–228
- 31 李倩, 刘辉志, 胡非, 等. 大风天气下北京城市边界层阵风结构特征. 中国科学院研究生院学报, 2004, 20: 40–44
- 32 Nicholls M, Pielke R, Meroney R. Large eddy simulation of microburst winds flowing around a building. *J Wind Eng Ind Aerodyn*, 1993, 46-47: 229–237
- 33 Zhu P. High resolution WRF simulation of landfall hurricane boundary layer winds and turbulent structures. The 8th WRF users' workshop, Colorado, USA. 2007
- 34 程雪玲, 胡非, 赵松年, 等. 格子玻尔兹曼方法及其在大气湍流研究中的应用. 地球科学进展, 2007, 22: 249–260
- 35 Benzi R, Succi S. Two-dimensional turbulence with the lattice Boltzmann equation. *J Phys A*, 1990, 23: L1–L5
- 36 Succi S, Benzi R, Higuera F. The lattice Boltzmann equation: A new tool for computational fluid-dynamics. *Physica D*, 1991, 47: 219–230
- 37 Benzi R, Succi S, Vergassola M. The lattice Boltzmann equation: Theory and applications. *Phys Rep*, 1992, 222: 145–197
- 38 Martinez D, Matthaeus W, Chen S. Comparison of spectral method and lattice Boltzmann simulations of two-dimensional hydrodynamics. *Phys Fluid*, 1994, 6: 1285–1298
- 39 Chen S, Doolen G D. Lattice Boltzmann method for fluid flows. *Annu Rev Fluid Mech*, 1998, 30: 329–364
- 40 Yu H, Girimaji S, Luo L. Lattice Boltzmann simulations of decaying homogeneous isotropic turbulence. *Phys Rev E*, 2005, 71: 016708
- 41 Bhatnager P, Gross E P, Krook M K. A model for collision process in gases. *Phys Rev*, 1954, 94: 511
- 42 Higuera F, Jimenez J, Succi S. Lattice gas dynamics with enhanced collision. *Europhys Lett*, 1989, 9: 345
- 43 Higuera F, Jimenez J, Succi S. Boltzmann approach to lattice gas simulations. *Europhys Lett*, 1989, 9: 663
- 44 Qian Y H, Humieres D, Lallemand P. Lattice BGK models for Navier-Stokes equation. *Europhys Lett*, 1992, 17: 470–484
- 45 Hou S, Sterling J, Chen S, et al. A lattice Boltzmann sub-grid model for high Reynolds number flows. *Fields Inst Comm*, 1996, 6: 151
- 46 Treeck C, Krafczyk M, Kühner S, et al. Direct building energy simulation based on large eddy techniques and lattice Boltzmann methods. In: *Proc of VII Int IBPSA Conf*, Rio de Janeiro, Brazil, 2001. 13–15
- 47 Eggels J. Direct and large-eddy simulation of turbulent fluid flow using the lattice-Boltzmann scheme. *Int J Heat Fluid Flow*, 1996, 17: 307–323
- 48 Yu H, Girimaji S. Near-field turbulent simulations of rectangular jets using lattice Boltzmann method. *Phys Fluid*, 2005, 17: 125106
- 49 He X Y, Luo L S. Lattice Boltzmann model for the incompressible Navier-Stokes equation. *J Stat Phys*, 1997, 88: 927–944
- 50 Hou S, Zou Q, Chen S, et al. Simulation of cavity flow by the lattice Boltzmann method. *J Comput Phys*, 1995, 118: 329–347
- 51 Ghia U, Ghia K N, Shin C T. High-resolutions for incompressible flow using the Navier-Stokes equations and a multigrid method. *J Comput Phys*, 1982, 48: 387
- 52 Cheng X L, Zeng Q C, Hu F. Characteristics of gusty wind disturbances and turbulent fluctuations in windy atmospheric boundary layer behind cold fronts. *J Geophys Res*, 2011, 116: D06101
- 53 Succi S. *The Lattice Boltzmann Equation for Fluid Dynamics and Beyond*. Oxford: Clarendon Press, 2001. 287
- 54 Jonas L, Chopard B. Straight velocity boundaries in the lattice Boltzmann method. *Phys Rev E*, 2008, 77: 056703