

# 非均匀对流边界层的地转 强迫流动和动量输送<sup>\*</sup>

蔡旭晖 陈家宜

(北京大学环境科学中心环境模拟与污染控制国家重点实验室,  
北京大学物理学院暴雨监测与预报国家重点实验室, 北京 100871)

**摘 要** 用大涡模拟方法研究地转强迫下的对流边界层流动和地表热力非均匀性影响。模拟重现了典型对流边界层的平均风廓线和动量通量垂直分布。地表热力非均匀性对区域平均风速和动量通量分布无明显影响, 但边界层内的局地流动性状和湍流动量输送情况有系统性的改变。下风较热区近地面风速增强而高空流动受到阻塞, 上风较冷区之上情况则正好相反。对应于平均流动场的畸变, 地表较热区之上边界层大部可以出现动量向上输送的情况, 较冷区成为大气动量下传的主要通道。地面应力在较热区增强、较冷区减弱的趋势明显。

**关键词:** 对流边界层; 非均匀; 地转强迫; 动量输送; 大涡模拟

## 1 引言

边界层是地面与大气间动量、能量和物质交换的主要场所。实际地面条件的普遍非均匀性增加了这种交换过程的复杂性。为获得广泛适用的地面—大气相互作用的参数化表达, 有必要深入揭示非均匀地面对边界层过程和结构的作用。这正是众多研究者致力于这方面工作的原因<sup>[1~4]</sup>。鉴于“非均匀”一词的宽泛意义, 我们在此前的工作中规定了一种简单的非均匀条件, 考察静风条件下边界层对地表非均匀尺度的响应过程及其最终所达到的准定常态<sup>[5]</sup>或“终态”。这里我们仍使用这样一种地面非均匀条件, 但考虑地转强迫作用下不稳定边界层达到“终态”的情况, 了解地转强迫流动对非均匀地面的适应性和动量垂直输送的畸变。

## 2 研究方法

用大涡模拟方法研究这种大气边界层流动对地面条件的适应情况。采用蔡旭晖等<sup>[6]</sup>建立的大涡模式进行模拟计算。这一模式直接求解网格尺度的大气湍流运动而参数化次网格运动的作用, 已应用于边界层结构和扩散过程等多项研究<sup>[7~9]</sup>。这里, 针对平坦地形两种热力性质的地面相交界和地转风随高度不变的外部条件, 分别按地转风速值为  $2 \text{ m s}^{-1}$ 、 $4 \text{ m s}^{-1}$  和地面非均匀性尺度为小 (SM)、中 (MD)、大 (BG)、以及

2001-09-05 收到, 2001-11-07 收到修改稿

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金资助项目 49975009、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开放课题和高等学校博士点专项科研基金共同资助

均匀地面 (FL) 的情况进行 8 例计算 (见表 1), 其中非均匀地面的分布情况见图 1。

表 1 不同条件下的模拟算例

非均匀尺度 地 转 风	小 $L_x=2\times2.4\text{ km}$	中 $L_x=2\times4.8\text{ km}$	大 $L_x=2\times9.6\text{ km}$	均匀地面 $L_x=4.8\text{ km}$
$U_g=2\text{ m s}^{-1}$	SM2	MD2	BG2	FL2
$U_g=4\text{ m s}^{-1}$	SM4	MD4	BG4	FL4

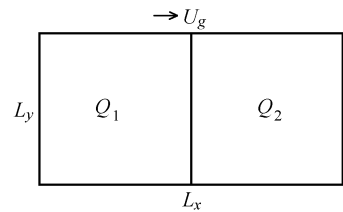


图 1 模式区域和地面非均匀条件示意图

非均匀个例相当于一系列地面加热较强和较弱区相间的情况。

表 2 各算例的模拟参数

算例	$N_1$	$N_2$	$N_3$	$Q_1/(\text{m s}^{-1}\text{K})$	$Q_2/(\text{m s}^{-1}\text{K})$	$D_{x,y,z}/\text{km}^3$
SM2、SM4	32	32	30	0.10	0.20	$4.8\times4.8\times1.5$
MD2、MD4	64	32	30	0.10	0.20	$9.6\times4.8\times1.5$
BG2、BG4	128	32	30	0.10	0.20	$19.2\times4.8\times1.5$
FL2、FL4	32	32	30	0.15	0.15	$4.8\times4.8\times1.5$

注:  $N_1$ 、 $N_2$ 、 $N_3$  为模式区域  $x$ 、 $y$ 、 $z$  方向的网格数,  $Q_1$  和  $Q_2$  为地面热通量,  $D_{x,y,z}$  为模式区域尺度

对非均匀各算例的模拟都分两阶段进行。第一阶段为模式的初始化, 第二阶段加上地面非均匀条件<sup>[5]</sup>。初始化阶段在整个模式水平区域内取均匀的地面热通量  $Q_1$ , 模拟 4 000 s; 初始位温廓线取为: 从地面至 600 m 是 290 K 等位温, 600 m 以上位温以  $0.03\text{ K m}^{-1}$  的比率递增。模拟的第二阶段则将模式水平区域下风方向 ( $x$  方向) 一半区域的地面热通量改为  $Q_2$ , 其他条件不变, 接着上一阶段的模拟结果再模拟 30 000 s (500 min)。均匀地面条件的对照组算例则在整个计算过程中取相同的地面热通量  $Q_1=Q_2$ 。所有算例的其他参量取法相同: 水平和垂直网格距分别为 150 m 和 50 m; 科里奥利参数为  $f=0.9\times10^{-4}\text{ s}^{-1}$ ; 地面粗糙度为  $z_0=0.1\text{ m}$ ; 时间积分步长为 2.5 s。

计算过程中各算例每 200 s 存储一次模拟结果, 共存储所模拟的约 9 个半小时中的 170 个风场、温场。本文主要分析模拟最后阶段 10 000 s 内 50 个风场、温场的数据结果, 其时边界层高度约为 950 m, 边界层性质已调整适应于地面和地转强迫条件, 达到其准定常的“终态”。

3 结果与讨论

静风条件下的模拟结果显示<sup>[5]</sup>, 非均匀边界层的平均高度、位温和热通量廓线等水平平均性质与均匀平坦地形条件下的结果相符甚好, 但边界层内的湍流动能以局地

环流的形式明显增加。地转强迫作用下这些性质的变化是我们所关心的。另外，与静风条件不同的是，地转强迫条件下还需考虑平均风和动量输送的变化、以及边界层结构沿下风向或地面非均匀方向的变化情况。以下由模拟的结果对此进行分析。

3.1 边界层总体平均性质

首先，将地转强迫条件与静风条件下的对应结果进行比较，发现二者的边界层平均高度、位温和热通量廓线等参量无明显差异（图略），表明这些边界层性质对地面非均匀性和地转强迫作用皆不敏感。但平均风速的作用明显削弱边界层内湍流动能的增加，也就是说会抑制局地环流的形成。图2为地转风为 $2\text{ m s}^{-1}$ 和 $4\text{ m s}^{-1}$ 的条件下边界层湍流动能随时间的变化，与静风条件下的对应结果比较（见文献 [5] 之图2）可见， $U_g = 2\text{ m s}^{-1}$ 时非均匀尺度中、大的算例（MD2 和 BG2）仍然可看出湍流动能增加的趋势，非均匀尺度小的算例（SM2）与均匀条件的结果已趋于一致； $U_g = 4\text{ m s}^{-1}$ 时则所有算例的结果都趋于一致。可见对此处所考虑的地面条件而言， $4\text{ m s}^{-1}$ 的地转风强迫作用已可有效抑制局地环流的发生。

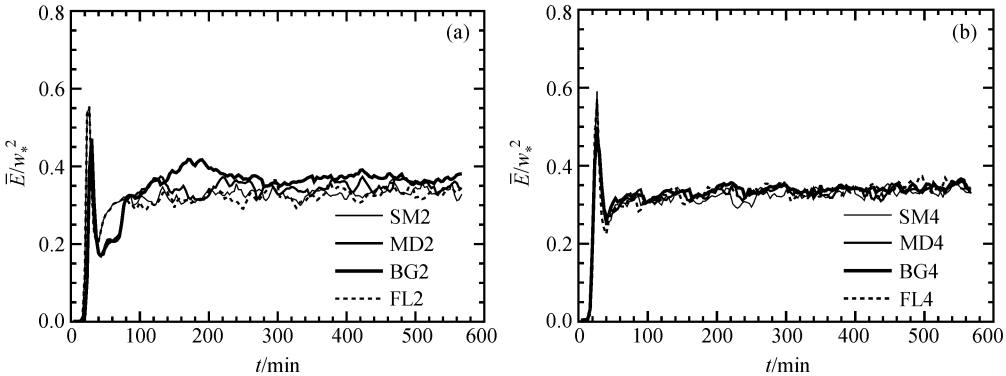


图2 边界层湍流动能的时间变化，(a)  $U_g=2\text{ m s}^{-1}$ ；(b)  $U_g=4\text{ m s}^{-1}$

从图3给出的 $u$ 风速分量廓线来看， $4\text{ m s}^{-1}$ 的地转风速情况下均匀与非均匀地面条件的结果重合良好，具有典型的对流边界层风速廓线特征，即在整个边界层内风速基本为均匀分布、风速切变维持在近地面薄层内、边界层顶附近有一个风速跳跃。但 $U_g = 2\text{ m s}^{-1}$ 时，MD2 和 BG2 算例的平均风速廓线有明显的畸变，边界层内的风速切变略增大，边界层顶达到一个风速极大值，其上则出现一个极小值，以至边界层顶附近的风速廓线呈“S”型。可见非均匀地面条件对平均风速廓线有一定影响。

图4为边界层平均风矢量端点连线随高度的变化与 Ekman 螺线理论结果的比较。为清楚起见图中未一一标出风矢量的高度。由于所模拟的不稳定边界层湍流性质与 Ekman螺线所采用的理论假设（湍流扩散系数为常数）不同，模拟结果与 Ekman 螺线并不完全重合。主要差别是，模拟的风向偏转在边界层低层即已达到最大，且在整个边界层内基本不变，在边界层顶处很快趋于与地转风一致。这与 Ekman 螺线在边界层内的连续变化情况是不同的。但总体来说，各算例的结果正确反映了边界层内流动向低压方向的偏转，且偏转的数量与理论结果定性一致。由此认为，模拟结果可以正确反映边界层内的地转强迫流动。

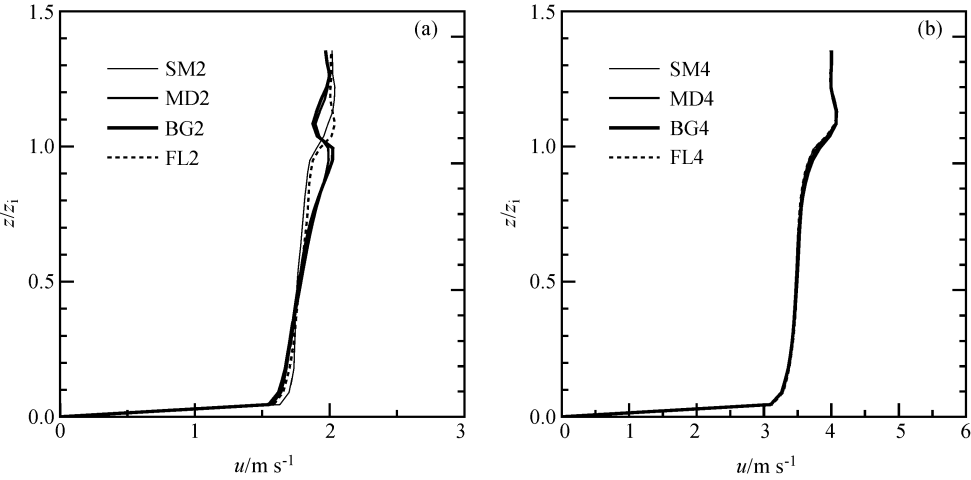


图 3 平均风速廓线, (a)  $U_g = 2 \text{ m s}^{-1}$ ; (b)  $U_g = 4 \text{ m s}^{-1}$

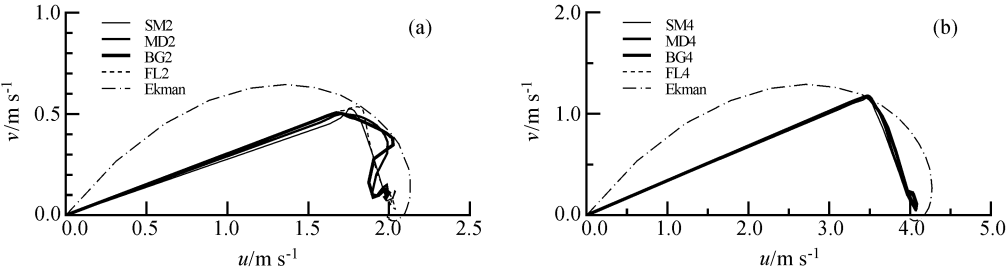


图 4 平均风矢量端点联结与 Ekman 螺线的比较  
(a)  $U_g = 2 \text{ m s}^{-1}$ ; (b)  $U_g = 4 \text{ m s}^{-1}$

如前所述, 有风情况下边界层平均动量输送是一个重要问题。从图 5 所示  $u$  方向垂直动量通量 $-\overline{u'w'}$ 的平均廓线来看, 其数值从地面向边界层顶大致线性减小, 表现为不稳定边界层的典型特征<sup>[10]</sup>, 且各算例间无系统差异。因此可以认为地面非均匀性对边界层的整体动量输送也没有明显的影响。这里需要指出的是, 图中是经过近 3 h (10 000 s) 时间平均的结果。对短时间平均的情况, 则不论均匀还是非均匀地面条件, 垂直动量通量廓线都可能偏离线性趋势甚远。联系到垂直热通量 $\overline{w'\theta'}$ 的廓线在约 10 min 的平均时间内即维持随高度的线性变化, 可以认为, 边界层内的垂直动量输送较不易达到准定常状态。

3.2 边界层的局地扰动

虽然地面非均匀性对边界层的总体平均性质影响不大, 但对边界层内的局地影响是明显的。图 6 是 BG2 和 BG4 算例在地面较热区和较冷区中心取得的水平风速廓线与整个区域平均廓线的比较。可见, 上风向较冷区的边界层下部风速减小而上部风速增大, 平均风速剪切增强; 下风向较热区的情况则相反, 边界层下部风速增大而上部风速减小, 形成一种“反向剪切”的平均风分布。这种平均风速廓线的局地扭曲显然会对边界层湍流动量输送产生深刻的影响。根据通常适用的梯度输送关系和图 6 可知, 在较冷区域的整个边界层内动量向下输送的作用将增强, 较热区域上的情况则应为近

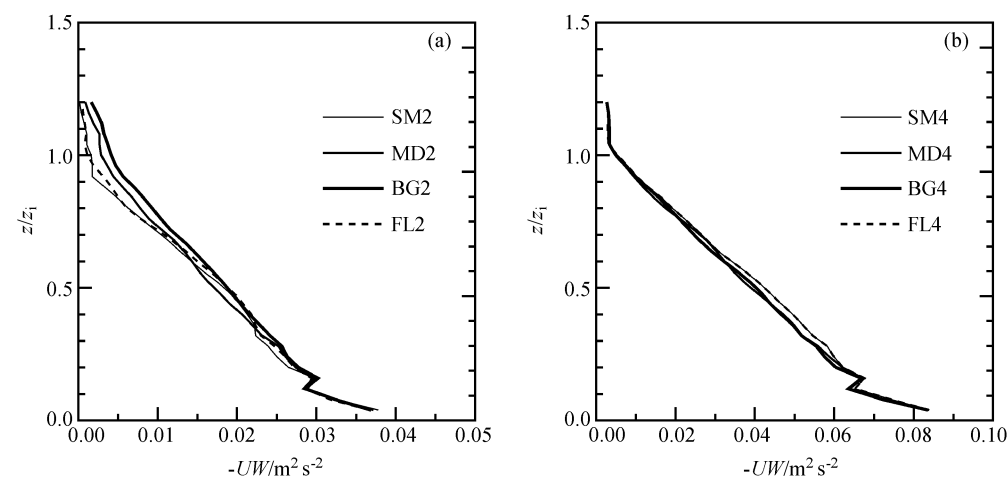


图 5 垂直动量通量廓线，(a)  $U_g=2\text{ m s}^{-1}$ ；(b)  $U_g=4\text{ m s}^{-1}$

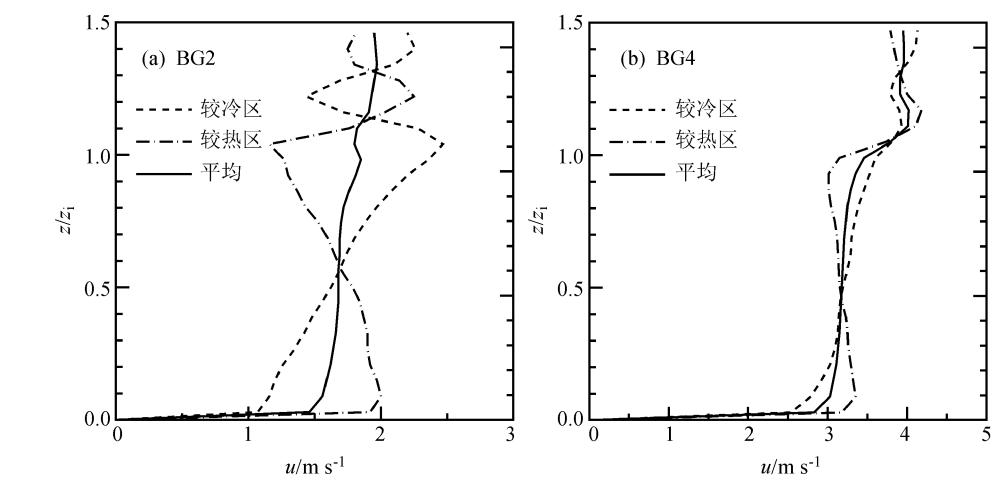


图 6 局部风速廓线的畸变，(a)  $U_g=2\text{ m s}^{-1}$ ；(b)  $U_g=4\text{ m s}^{-1}$

地面以上的边界层大部动量向上输送，但近地面气层动量向下输送作用增大。用模拟的湍流场数据进行统计，发现实际湍流动量通量的分布的确如此（图略）。

图 6 中地转风  $U_g=2\text{ m s}^{-1}$  的算例局部风速畸变十分明显， $U_g=4\text{ m s}^{-1}$  时畸变仍然显著，但程度明显减小。从各模拟算例的结果来看，平均风速增大、或地面非均匀尺度减小，都使边界层流动和湍流动量输送的畸变效应减弱。

造成上述平均场扰动的原因来自地面的热力性质差异和边界层平流作用。由于下风向区域地面热通量较大 ( $Q_2$ )，经过对流作用使这一区域的边界层温度也相应较高。同时在模式周期性侧边条件的作用下，下风较高的出流温度场会从上风边界流入。这样就形成了在较冷区域和较热区域之间特殊的水平温度分布和梯度，从而使边界层平均状态表现出斜压性。压力分布的改变和边界层内明显的水平气压梯度的出现则迫使平均流动形态发生相应变化，并进一步引发湍流动量通量的改变。图 7 给出了算例 BG2 的气压扰动项  $\bar{p}/\rho_0$  在模式  $x-z$  面上的分布。该项直接由大涡模式计算出，其中  $\bar{p}$

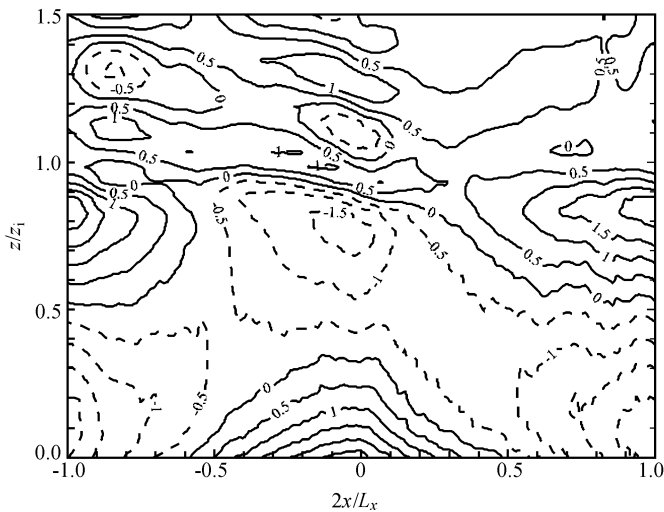


图 7 边界层气压扰动分布 (单位:  $\text{Pa kg}^{-1} \text{m}^3$ )

为相对于水平平均气压的偏差 (参见文献 [6] 和 [11]),  $\rho_0$  为密度。图中  $x$  坐标以非均匀地块的尺度  $L_x/2$  归一化, 负值为  $Q_1$  区, 正值为  $Q_2$  区。结果表明, 在模式上风向较冷区域, 边界层中下部受  $-x$  方向的气压梯度力的作用, 上部受  $x$  方向的气压梯度力的作用。模式下风向较热区域的情况则正好相反, 边界层下部的气压梯度力指向  $x$  方向, 上部指向  $-x$  方向。因此我们可以解释造成图 6 所示较冷和较热区域风速廓线分布的原因是: 较冷区边界层下部流动受到阻塞而上部被加强, 较热区上的流动情况恰相反。这些结果反映了边界层大气适应地面非均匀条件的复杂调制过程和机制。

地面条件对大气的作用更在于其对近地面参量的影响。这也导致了对实际边界层大气进行实验研究的观测代表性问题。在非均匀地表的近地面进行的湍流测量, 其结果究竟代表什么样的意义? 从这里模拟的简单非均匀地面条件或可窥其端倪。图 8 为各模拟个例的无因次化地面动量通量 ( $-\overline{u'w'}/u_*^2$ ) 随下风方向的变化, 图中符号为计算值, 线条为 4 阶多项式拟合曲线。以图 8 中均匀地面条件下 (算例 FL2 和 FL4) 基本均匀的应力分布为参照, 可见非均匀性使地表应力分布产生系统的变化。变化幅度从约 10% 到 50% 不等, 较小的风速和较大的地面非均匀尺度都有利于幅度增大。前面的结果已经显示, 模式区域水平平均的动量通量在均匀与非均匀地面条件的算例间并无

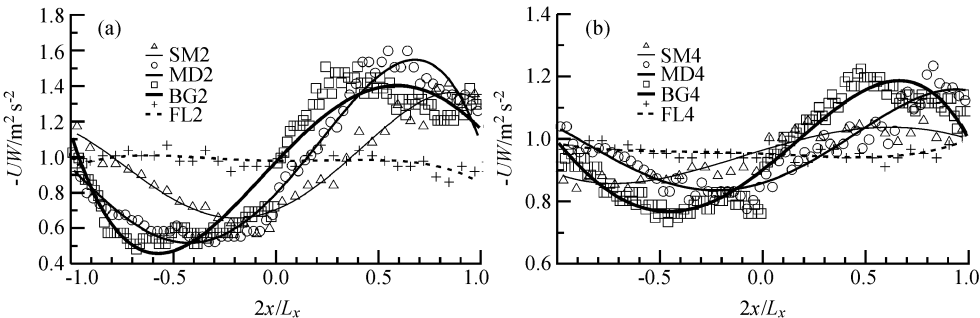


图 8 地面湍流动量通量分布, (a)  $U_g=2 \text{ m s}^{-1}$ ; (b)  $U_g=4 \text{ m s}^{-1}$

明显差别。而此处的结果则表明，非均匀条件下的单点观测结果与区域平均结果的偏差却有可能高达±50%。

4 总结

本文用大涡模拟方法研究边界层地转强迫流动在地面热力非均匀条件下的调整 and 适应，结果表明，非均匀性使边界层内部的平均流动状态和湍流输送特性发生系统的变化，但对区域水平平均量及其垂直分布无明显影响。这意味着从整个水平区域而言，边界层性质因地面条件不同而发生的局地变化总会在其他区域获得补偿。对本文所考虑的情况，造成边界层内部性质变化的原因或过程是：地面加热差异→边界层温度的水平变化和斜压性→水平气压梯度力→平均流动场改变→湍流动量通量或应力改变。由于模拟所加的外部条件（地面热通量和地转风）不变，上述过程相互调制并最终达到准定常态。综合模拟结果可画出边界层内流动和动量输送性质变化的概念图（图 9），图中阴影部分表示水平气压梯度力造成的对流动的阻塞作用，空心箭头表示湍流动量输送，单线箭头表示流动情况。由图 9 可见阻塞作用是造成流动场和动量输送畸变的关键，这种畸变可能对区域性地面通量的参数化估算有重要意义。

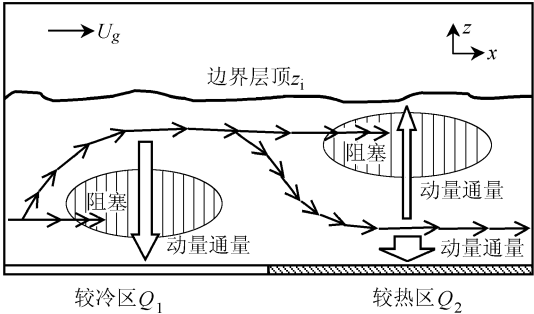


图 9 非均匀边界层流动与动量输送概念图

对相类似的非均匀条件的地面湍流动量通量而言，本文的模拟结果显示，近地面单点观测的结果可以偏离区域平均值达 50%。当然，这仅仅是数值模拟的结果，其定量意义仍有待与实际观测资料比较、验证。

参 考 文 献

1 Hechtel L. M., and C. -H. Moeng, The effects of nonhomogeneous surfaces on large eddy simulation of convective boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, 1990, **47**, 1 721~1 741.

2 Hadfield M. G., W. R. Cotton, and R. A. Pielke, Large eddy simulation of thermally forced circulations in the convective boundary layer, *Bound. -Layer Meteor.*, 1991, **57**, 79~114.

3 Shen S., and M. Y. Leclerc, How large must surface inhomogeneities be before they influence the convective boundary layer structure? A case study, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 1995, **121**, 1 209~1 228.

4 Avissar R., and T. Schmidt, An evaluation of the scale at which ground-surface heat flux patchiness affects the convective boundary layer using large-eddy simulations, *J. Atmos. Sci.*, 1998, **55**, 2 666~2 688.

5 蔡旭晖、陈家宜，平坦非均匀地面对流边界层的准定常态，*北京大学学报*，2000，**36**（3），388~397.

6 蔡旭晖、陈家宜，一个对流边界层大涡模式的建立与调试，*大气科学*，1995，**19**，415~421.

7 蔡旭晖、陈家宜，对流边界层中泡状结构的大涡模拟研究，*大气科学*，1997，**21**，223~230.

8 蔡旭晖、陈家宜，水平非均匀对流边界层热量平衡和平流输送作用的大涡模拟，*大气科学*，2000，**24**（1），95~102.

9 蔡旭晖、陈家宜，对流边界层相对扩散的大涡模拟研究，环境科学学报，2000，**20**（增），12~16.

10 Deardorff, J. W. , Three—dimensional numerical modeling of the planetary boundary layers. In: Workshop on Micrometeorology (D. A. Haugen Ed. ), Amer. Meteor. Soc. , Boston, 1973, 271~311 (中译：微气象学，北京：科学出版社，1984) .

11 Moeng, C. -H. , A large eddy simulation model for the study of planetary boundary layer turbulence, *J. Atmos. Sci.* , 1984, **41**, 2052~2062.

**Geostrophically Forced Flows and Momentum Transfer  
in Heterogeneous Convective Boundary Layers**

Cai Xuhui and Chen Jiayi

*(State Key Laboratory of Environmental Simulation and Pollution Control , Center of Environmental Sciences , and State Key Laboratory of Monitoring and Prediction of Storm Rainfall , School of pyhsics , Peking University , Beijing 100871)*

**Abstract** Large-eddy simulations were carried out for geostrophically forced flows in convective boundary layers (CBL), as well as the influence of surface heat heterogeneity. Horizontal mean results over model domain showed typical wind profile and momentum flux distribution in CBL, no matter under condition of homogeneous or heterogeneous surfaces. However, local flow pattern and property of turbulent momentum transfer changed systematically in heterogeneous conditions. Flows over the downstream warmer surface strengthen in lower levels of the CBL and weaken in upper levels. Inverse case occurred over the upstream cooler surface. Correspondent to the skewness of boundary layer mean flow, upward transfer of turbulent momentum in major part of CBL could occur over warmer surface, while there formed a major path for downward momentum transfer over cooler surface. In contrast, surface stress strengthened over warm surface and weakened over the cooler one obviously.

**Key words:** convective boundary layer; heterogeneity; geostrophical forcing; momentum transfer; large-eddy simulation