

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*

蔡旭晖 陈家宜

(北京大学环境科学中心 暴雨预测预报国家重点实验室, 北京 100871)
大气环境模拟国家重点实验室

摘 要 采用大涡模拟所获的数据结果, 分析地面热通量沿平均风方向存在突变的条件下对流边界层的热量平衡和平流输送作用。分析表明边界层内模拟所得结果可以很好地满足热量平衡关系。除地面热通量项以外, 平流项(包括水平平流和垂直平流)对边界层加热率的作用可达地面热通量不均匀性差值的大小, 是影响边界层内热量平衡的最重要因子, 平均速度散度项对热量平衡的作用也不可忽略, 但湍流通量散度项的作用则很小。

关键词: 对流边界层; 热量平衡; 平流; 大涡模拟

1 引言

近年来, 用大涡模拟方法对大气对流边界层的研究已从仅考虑较为理想、简单、水平均匀的情况转向考虑较为实际的问题, 其中一个令人感兴趣的方面是探讨地面非均匀性的影响。如 Shen 等^[1]模拟了较小尺度的规则变化的水平非均匀性对边界层湍流结构的影响; Hadfield 等^[2,3]研究了周期性变化的地面热通量分布对边界层结构和局地环流形成的作用; 以及 Hechtel 等^[4]对地面热通量不规则变化的作用进行的研究; Walko 等^[5]对周期性起伏的山丘的作用的研究等。

这些工作的一个共同点是, 侧重于了解非均匀性对边界层结构和湍流特征的影响, 很少直接考虑平流输送的作用。对实际对流边界层而言, 平流的作用十分重要, 在大风、地面条件突变的情况下尤其如此^[6]。陈家宜等^[7]对绿洲与沙漠交界地带的观测分析表明, 边界层中水平平流的作用可达地面与边界层顶垂直热通量贡献之和的 $1/3$ 以上。Mahrt 等^[8]的观测分析也显示, 在地表水汽通量不连续处, 近地面存在强烈的水汽平流作用。由于非均匀问题的复杂性, 使实际观测研究有很大的局限性, 进行数值模拟研究是必要的。

采用大涡模拟方法对一种简单的地面非均匀情况, 即地面热通量在平均风方向存在突变的情况进行研究。通过对不同模拟个例结果的分析和比较, 探讨这种情况下对流边界层的热量平衡和平流输送的作用。

2 模式和计算

采用蔡旭晖等建立的大涡模式进行模拟，有关模式的方法和调试等详细情况见文献[9]，这里只作一简要介绍。总体说来，模式综合采用 Mason^[10]和 Moeng^[11]的方法。计算时在水平方向采用伪谱方法，垂直方向采用有限差分方法。次网格模式采用一阶闭合和混合长假设。模式侧向采用周期性边界条件，顶边界条件设定垂直速度和湍流流量皆为零，下边界给定地面热通量，并假定在地面和最低层网格间符合近地面相似性。

利用一个沿平均风方向拉长的模拟区域，并设平均风方向为 x 坐标方向。模拟区域具体为 $19.2\text{ km} \times 4.8\text{ km} \times 1.5\text{ km}$ ，对应于 x 、 y 、 z 三个方向的网格数为 $128 \times 32 \times 30$ ；水平和垂直网格距分别为 150 m 和 50 m 。模拟过程中设沿 x 方向的地转风为 U_g ，且随高度不变； y 方向的地转风取为零。科里奥利参数 $f = 0.9 \times 10^{-4}\text{ s}^{-1}$ 。模拟分两个阶段进行，各模拟 $4\,000\text{ s}$ 和 $4\,300\text{ s}$ 。第一阶段对模式进行初始化，模式区域内的初始风场取为不随高度变化，其值与地转风相同；地面热通量在整个模式水平区域内取为 Q_1 ；初始位温廓线取为在 600 m 以下是 290 K 等位温，在 600 m 以上位温以 0.03 km^{-1} 的比率递增。第一阶段模拟 $4\,000\text{ s}$ 后，获得水平均匀条件下充分发展的对流边界层。模拟的第二阶段将下风向一半模式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 $4\,300\text{ s}$ 。在整个模拟过程中，地面粗糙度 z_0 取为 0.1 m 不变。

取不同的地面热通量和平均风速组合，我们模拟了四个个例。各个例所取参数情况见表 1。表中同时列出了作为各个例模拟第二阶段初始场的主要参数：平均边界层高度 z_{i0} 、对流速度尺度 w_{*0} 、特征时间尺度 t_{*0} 和边界层内平均风速 U_0 。计算结束时，平均边界层高度略有增大，但平均风速基本不变。可以看出，算例 Run 1 和 Run 2 分别代表水平平均风速大于对流特征速度的 1 倍和 2 倍的情况；Run 3 的水平平均风速为零，是一组对比实验；Run 4 的地面热通量值均减小 $0.05\text{ m s}^{-1}\text{ K}$ ，但保持地面热通量非均匀性差值（即 $Q_2 - Q_1$ ）为 $0.1\text{ m s}^{-1}\text{ K}$ 不变，且其他条件与 Run 1 的相同。

计算过程中各个例每隔 200 s 存储一次模拟结果。模拟的第二阶段结束时的最后 10 min ，即从 $3\,700\text{ s}$ 至 $4\,300\text{ s}$ ，每隔 30 s 存储一次结果。分析工作主要针对这最后 10 min 的 20 个风、温场的数据结果进行。

表 1 各模拟个例的有关参数

	$Q_1 / (\text{m s}^{-1}\text{ K})$	$Q_2 / (\text{m s}^{-1}\text{ K})$	$U_g / (\text{m s}^{-1})$	z_{i0} / m	$w_{*0} / (\text{m s}^{-1})$	t_{*0} / s	$U_0 / (\text{m s}^{-1})$
Run 1	0.1	0.2	2.5	650	1.5	433	2.2
Run 2	0.1	0.2	4.0	650	1.5	433	3.5
Run 3	0.1	0.2	0.0	650	1.5	433	0.0
Run 4	0.05	0.15	2.5	620	1.3	477	2.2

3 分析方法

为了探讨各因子对边界层内总的热量平衡的作用大小，将模拟结果划分为平均运动

(平流) 部分和扰动(湍流)部分。由于沿 x 方向有地面热通量变化, 对模拟结果作侧向(y 方向)平均是方便的。不考虑辐射和凝结的作用, 平均后的感热平衡方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle \bar{\theta} \rangle_y}{\partial t} = & - \langle \bar{u} \rangle_y \frac{\partial \langle \bar{\theta} \rangle_y}{\partial x} - \frac{\partial \langle \bar{u}'' \bar{\theta}'' \rangle_y}{\partial x} - \frac{\partial \langle \bar{u} \bar{\theta}' \rangle_y}{\partial x} \\ & - \langle \bar{w} \rangle_y \frac{\partial \langle \bar{\theta} \rangle_y}{\partial z} - \frac{\partial \langle \bar{w}'' \bar{\theta}'' \rangle_y}{\partial z} - \frac{\partial \langle \bar{w} \bar{\theta}' \rangle_y}{\partial z}, \end{aligned} \quad (1)$$

式中带上划线“-”的变量为模拟的可求解量, 带单撇号“'”的为次网格量, 尖括号加下标 y “ $\langle \rangle_y$ ”代表侧向平均, 双撇号“''”代表相对于侧向平均的扰动。各量间的关系为

$$\varphi = \bar{\varphi} + \varphi', \quad (2)$$

$$\bar{\varphi} = \langle \bar{\varphi} \rangle_y + \bar{\varphi}'' . \quad (3)$$

这里 φ 为任一变量。由(1)式可以看出, 侧向平均的位温局地变化决定于水平和垂直平流作用、扰动热通量散度以及侧向平均的次网格热通量散度。

在边界层内 $z'=0$ 至 $z'=\delta z$ 和 $x'=x-\delta x/2$ 至 $x'=x+\delta x/2$ 的范围对上式求积分, 可得任一 x 处 $\delta x \delta z$ 体积内的局地热量平衡情况(见图1), 从而了解沿水平风方向地面热通量改变的条件下边界层内热量平衡各项的变化。上式积分并除以 δx , 整理后可得:

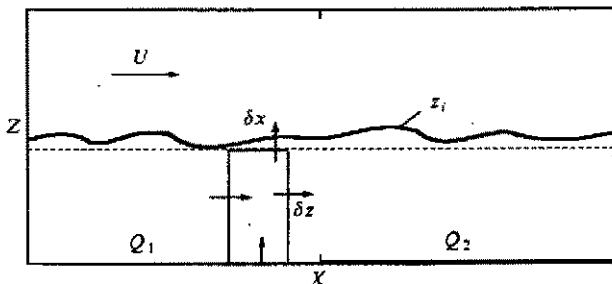


图1 模式模拟区域和求边界层内热量局地平衡区域的示意图

图中 z_i 为边界层顶, 实线框为任一 x 处的 $\delta x \delta z$ 区域。

箭头表示通过区域边界的通量。

水平虚线为计算的垂直范围, Q_1 和 Q_2 为地面热通量

$$\begin{aligned} \frac{1}{\delta x} \int_{x-\delta x/2}^{x+\delta x/2} \int_0^{\delta z} \frac{\partial \langle \bar{\theta} \rangle_y}{\partial t} dx' dz' = & - \left\{ \frac{\delta z}{\delta x} \left(\langle \bar{u}'' \bar{\theta}'' \rangle_{y, \delta z} + \langle \bar{u} \bar{\theta}' \rangle_{y, \delta z} \right) \right|_{x-\delta x/2}^{x+\delta x/2} \\ & + \left(\langle \bar{w}'' \bar{\theta}'' \rangle_{y, \delta x} + \langle \bar{w} \bar{\theta}' \rangle_{y, \delta x} \right) \Big|_{z=\delta z} \Big\} + \left\{ \langle \bar{w} \bar{\theta}' \rangle_{y, \delta x} \Big|_{z=0} \right\} \\ & - \left\{ \frac{\delta z}{\delta x} \langle \langle \bar{u} \rangle_y \langle \bar{\theta} \rangle_y \rangle_{\delta z} \right|_{x-\delta x/2}^{x+\delta x/2} + \langle \langle \bar{w} \rangle_y \langle \bar{\theta} \rangle_y \rangle_{\delta x} \Big|_{z=\delta z} \Big\} \\ & + \left\{ \frac{\langle \bar{\theta} \rangle_{y, \delta x, \delta z}}{\delta x} \left(\delta z \langle \bar{u} \rangle_{y, \delta z} \Big|_{x-\delta x/2}^{x+\delta x/2} + \delta x \langle \bar{w} \rangle_{y, \delta x} \Big|_{z=\delta z} \right) \right\}. \end{aligned} \quad (4)$$

为简便起见, 称上式左端项为加热率项, 右端花括号($\{ \}$)各项(包括其符号)依次为湍流项(包括扰动作用和次网格作用)、地面热通量项、平流项(包括水平和垂直平流作用)以及平均速度散度作用项。方程两边除以 δx 使各项可与地面热通量的大小直接进行比较。式中尖括号下的重复下标表示对应于该下标变量的再次平均, 如

$$\langle \rangle_{y, \delta x} = \langle \langle \rangle_y \rangle_{\delta x}. \quad (5)$$

4 结果

在模拟结束阶段（即从 3700 s 至 4300 s），算例 Run 1、Run 2 和 Run 3 的平均边界层高度约为 700 m，Run 4 的约为 650 m。为使 δz 保持在边界层内，对前三个算例取 $\delta z = 650$ m，后者取 $\delta z = 600$ m，同时各算例取 $\delta x = 14\Delta x = 2100$ m。这里 Δx 为水平网格距。取这样的 $\delta x \delta z$ 计算 (4) 式的左端项和右端各项、以及右端各项之和，结果示于图 2。由图中 LF 和 RT 项的曲线明显可见，(4) 式两边的结果基本平衡。各个例不平衡量仅限于结果的 10%~20%，以算例 Run 3 和 Run 4 分别在地面热通量较小一端和地面热通量不连续处的偏差为大。因此可以认为计算所得边界层内的热量平衡情况是令人满意的。

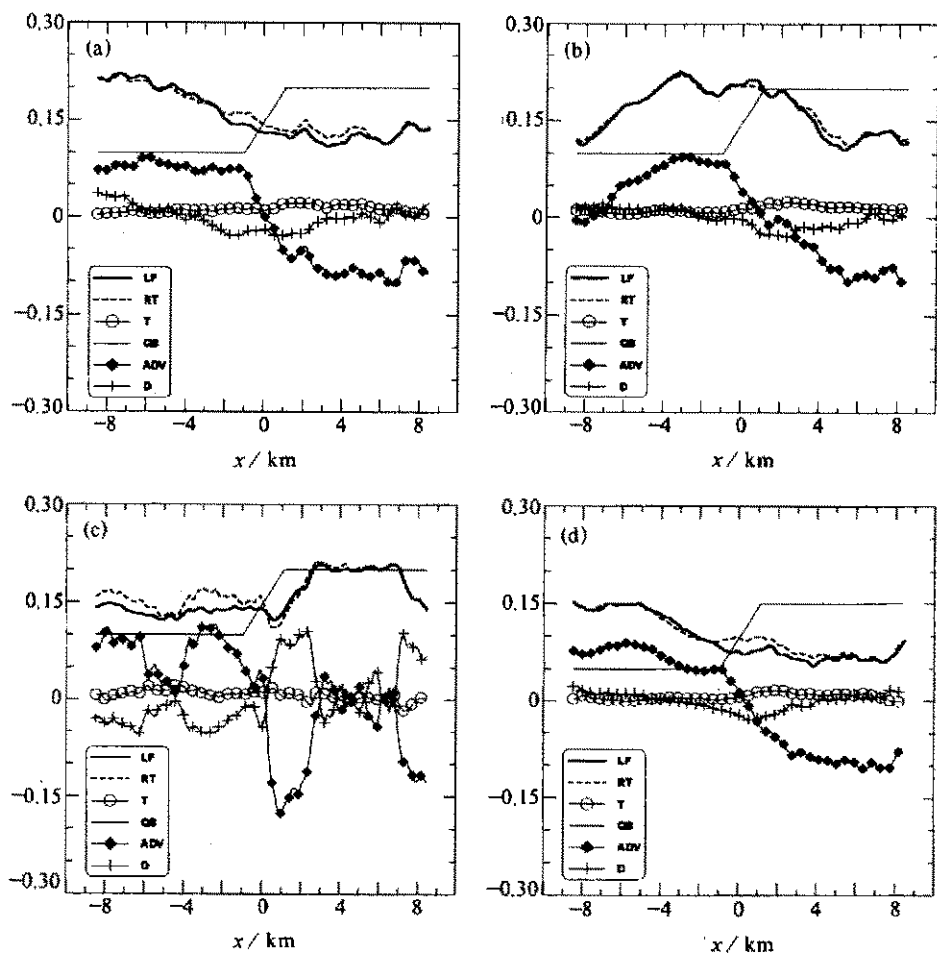


图 2 计算所得热量平衡情况及热量平衡各项随 x 的变化

(a)、(b)、(c) 和 (d) 分别为个例 Run 1、Run 2、Run 3 和 Run 4 的结果。图中 LF 和 RT 分别代表 (4) 式左端项和右端各项之和；T、QS、ADV 和 D 依次分别代表 (4) 式右端的湍流项、局地平均地面热通量项、平流作用项和平均速度散度作用项。图中横坐标小于和大于零的部分对应于地面热通量分别为 Q_1 和 Q_2 的区域

图 2 所显示结果有两点需要说明。其一, 由于所得的是 δx 水平范围里的平均结果, 实际模拟的 $x=0$ 处地面热通量的突变情况在图中表现为热通量随 x 的线性变化; 其二, 使用周期性侧边界条件, 平流作用在下风边界上的出流表现为上风边界上的入流。因此, 对有风各个例而言, 在 $x>0$ 的区域表现了较冷区域的空气平流到较热区域之上, 而在 $x<0$ 的区域表现了较热区域的空气平流到较冷区域之上的情形。可以看到, 相对于 $x=0$ 的位置, 此时上风向地面热通量较小的区域 (以下称较冷区域) 边界层加热率较大, 下风向地面热通量较大的区域 (以下称较热区域) 边界层加热率反而较小。尤其是算例 Run 2, 其边界层较大加热率的区域横跨过 $x=0$ 处, 表明该算例较大的平均风速已使较热区域的空气平流跨越整个较冷区域, 现在又重新平流进入较热区域。

从图 2 中的结果来看, 各个例平流项的作用十分明显, 其数值可以与地面热通量的大小相比较。湍流项的作用最小, 一般仅占地面热通量项的 10% 以下。与此相比, 速度散度项的作用不可忽略。对算例 Run 1、Run 2 和 Run 4 来说, 由于上风向地面热通量较小, 平流项对 $x>0$ 的大部分区域的作用是减温的。对 $x<0$ 的区域, 由周期性边界条件可以认为上风向有一个地面热通量较大的区域, 故平流作用使其增温。湍流项则总是在地面热通量较大的一侧略大。速度散度项的作用在地面热通量不连续处附近或略偏下风向为最大, 且当空气由较冷区域流向较热区域时为负值, 由较热区域流向较冷区域时为正值, 这表明前者伴随着平均气流的辐合而后者伴随着辐散。这一现象正与气流从光滑地表流向粗糙地表及从粗糙地表流向光滑地表的情况相对应^[6]。

注意到以上三个例中一些地方, 如图 2b 中的 $x=-3$ km 附近, 边界层实际加热率约是局地地面热通量所能提供的加热率的 2 倍; 图 2a 中 $x=-6$ km 附近这一比率甚至达到近 3 倍。从图中可以看出平流项对造成这种情况的关键作用。各个例平流项作用的最大幅度都接近较热区域和较冷区域地面热通量的差值。图 2a 和 d 显示, 对于 Run 1 和 Run 4 这两个具有不同地面热通量, 但有相同地面热通量非均匀性差值 (即 $Q_2 - Q_1$) 的算例, 其平流项随 x 的变化十分相似。这进一步表明平流项的作用主要决定于地面热通量的非均匀性差值, 而与当地地面热通量本身的大小关系不大。

与上述平均风速不为零的情况相比, 算例 Run 3 的平流项的作用在这一时刻主要局限于地面热通量交界处两侧 (注意在模式区域的两端, 由于周期性边界条件, 实际上相当于也处于地面热通量的突变交界条件下)。平均流的散度作用较大且与平流项的符号相反。这些与此情况下的平均运动来自于地面热力差异造成的自生环流, 而不是外强迫的平均流有关。

将平流作用项进一步分为水平平流和垂直平流部分 (即 (4) 式右端第三项中的第一和第二部分), 结果示于图 3。由图 3a、b 和 d 可见, 在有风条件下, 水平平流的作用是重要的, 尤其在大风条件下 (图 3d), 水平平流占主导地位。值得注意的是, 垂直平流的作用在地面热通量变化处也很重要, 尤其是对风速相对较小、地面热通量相对较大的情况, 如将图 3a 与 b 和 d 比较。这表明了地面非均匀加热造成的局地环流的影响。图 3c 中 Run 3 作为平均风速为零的特例, 局地环流作用最强, 明显可见垂直平流项的作用是主要的。由此可见, 强的水平风抑制局地环流的发展, 从而减小垂直平流项的作用。

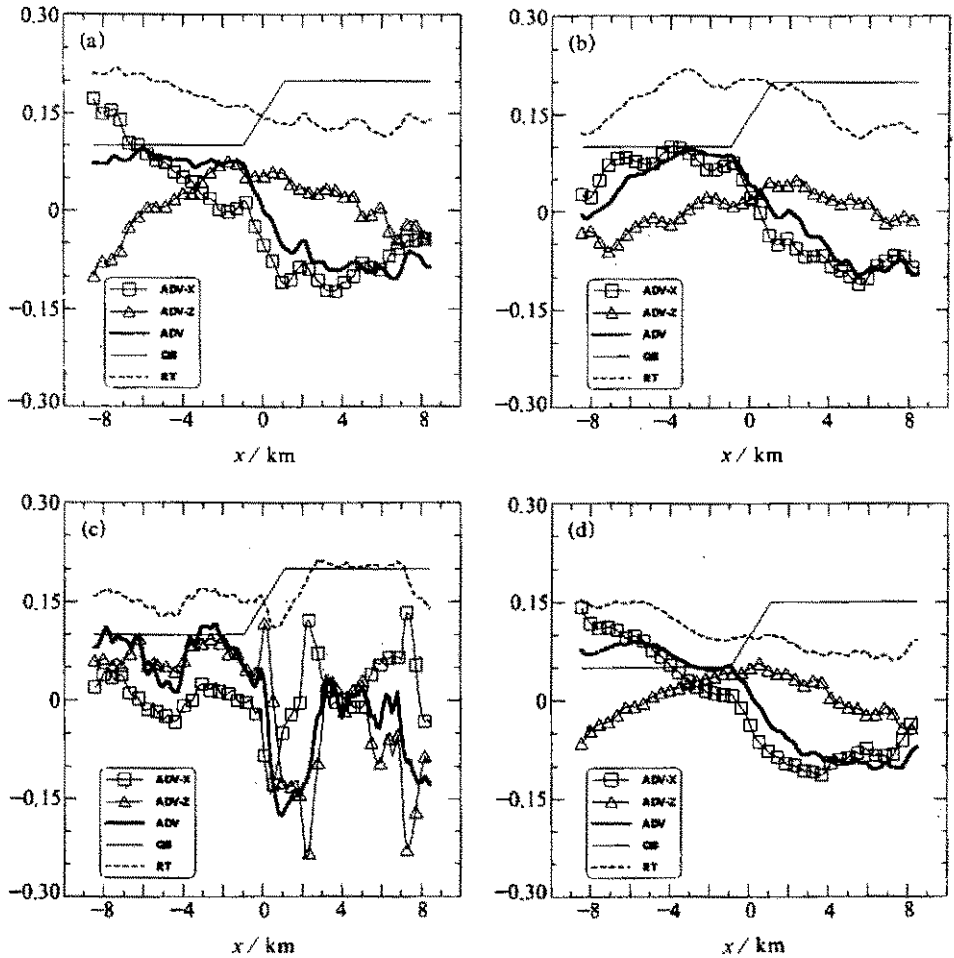


图3 热量的水平平流和垂直平流作用随 x 的变化

(a)、(b)、(c) 和 (d) 分别为个例 Run 1、Run 2、Run 3 和 Run 4 的结果。图中 ADV-X 和 ADV-Z 分别代表水平和垂直平流作用项。图中同时显示了总的平流作用项 ADV 及 QS 和 RT 项。其他同图 2

5 讨论和小结

地球陆面的重要特征之一是其水平非均匀性，典型的情况如：城市与乡村、森林与农田、沙漠与绿洲、湖面与陆地等等。因而研究地面非均匀性对大气边界层影响的特征、机制和规律是必要的。作为初步的工作，本文用大涡模拟方法对地面热通量在 x 方向存在突变的情况进行了模拟，以了解这种较为简单理想的非均匀情况下对流边界层中的热量平衡关系和平流输送作用。

本文模拟个例的地面非均匀性的水平尺度接近 10 km，边界层水平平均速度略大于对流速度尺度的 1 倍和 2 倍。作为对照，也模拟了水平平均风速为零的情况。对模拟结果的分析表明，有风情况下，平流项是除地面热通量项以外对边界层的热量平衡起最重要作用的项。不论是从较冷区域到较热区域的冷平流还是从较热区域到较冷区域的暖平

流, 其作用都接近于二区域地面热通量之差, 在风速较大时以水平平流的作用为主。在水平平均风速为零的情况下, 由地面热通量差异导致的自生环流的平流输送作用对边界层热量平衡也是最为重要的, 但其作用限于自生环流的范围, 并以垂直平流作用为主。除了平流作用以外, 侧向平均速度的散度项作用也不可忽略。相比之下, 湍流项对我们所求积分区域来说作用很小。较大的平均风速和较小的地面热通量都不利于局地环流的发展, 从而垂直平流的作用减小。

值得指出的是, 我们计算的是边界层内 δz 高度以下的热量平衡情况。由于所模拟情况下边界层顶以上稳定层的逆位温强度较大, 模拟结束时边界层的厚度随 x 的变化仍较小, 同时选用的 δz 值相当接近于边界层顶的平均高度, 因此可以认为计算结果较好地反映了整个边界层的情况。当然更理想的可能是考虑实际的边界层厚度而不是固定的 δz 高度值, 但我们发现计算的热量平衡对边界层顶附近过程和处理极为敏感(结果未显示), 这可能是因为模式的垂直分辨率较低, 不足以反映边界层顶的水平变化、卷夹作用、增长速率以及边界层顶平流作用等复杂的现象和过程^[6]。因此本文未考虑边界层顶变化的影响。

本文结果对中尺度或大尺度大气模式中地面过程的参数化具有意义。因为迄今有关模式中次网格地面非均匀性的参数化仍没有很好地考虑平流输送的作用^[12,13]。陈家宜等^[7]的观测分析显示边界层中水平平流的作用可达当地地面热通量与边界层顶卷夹作用之和的 $1/3$ 以上。本文的结果则强调总的平流作用可达到地面热通量不均匀性差值的大小, 且其影响的尺度至少达 10 km 以上。因此不考虑平流作用的地面过程参数化方案可能会有很大的误差。当然本文模拟的仅是一种较简单的地面非均匀情况, 对更实际的地面条件和气象条件的模拟以及与观测分析结果的比较仍有待于进一步的工作。

参 考 文 献

- 1 Shen, S. and M. Y. Leclerc, How large must surface inhomogeneities be before they influence the convective boundary layer structure? A case study, *Q. J. R. Meteor. Soc.*, 1995, **121**, 1209~1228.
- 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 Hadfield, M. G., W. R. Cotton and R. A. Pielke, Large-eddy simulation of thermally forced circulations in the convective boundary layer, Part II: The effect of changes in wavelength and wind speed, *Bound. Layer Meteorol.*, 1992, **58**, 307~327.
- 4 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**, 1721~1741.
- 5 Walko, R. L., W. R. Cotton and R. A. Pielke, Large eddy simulations of the effects of hilly terrain of the convective boundary layer, *Bound. Layer Meteor.*, 1992, **58**, 133~150.
- 6 Stull, R. B., 杨长新译, 边界层气象学导论. 北京: 气象出版社, 1988, 525~526.
- 7 Chen Jiayi, L. L. Pan, Y. Mitsuta, K. Sahashi and Y. Q. Hu, The heat budget in mixed layer over transitional area between Gobi and oasis, Proc. International Symposium on HEIFE, Kyoto University, Kyoto, Japan, Nov, 8~11, 1993, 412~423.
- 8 Mahrt, L., Sun, J., Vickers, D., MacPherson, J. I., Pederson, J. R. and Deardins, R. L., Observation of fluxes and inland breeze over a heterogeneous surface, *J. Atmos. Sci.*, 1994, **51**, 2484~2499.
- 9 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**(4), 415~421.
- 10 Mason, P. J., Large eddy simulation of the convective atmospheric boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, 1989, **46**, 1492

~1516.

- 11 Moeng, C-H., A large eddy simulation model for the study of planetary boundary layer turbulence, *J. Atmos. Sci.*, 1984, **41**, 2052~2062.
- 12 Avissar, R., A statistical-dynamical approach to parameterize subgrid-scale land-surface heterogeneity in climate models, in: *Land Surface-Atmosphere Interactions for Climate Modeling* (Ed. by E. F. Wood), Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands, 1991, 155-178.
- 13 Mahrt, L., The bulk aerodynamic formulation over heterogeneous surface, *Bound. Layer Meteor.*, 1996, **78**, 87~119.

Large-Eddy Simulations of Heat Budget and Advection Effects in Heterogeneous Convective Boundary Layers

Cai Xuhui and Chen Jiayi

(State Key Laboratory of Severe Storm Research, State Key Laboratory of Atmospheric Environmental Simulation, Center of Environmental Sciences, Peking University, Beijing 100871)

Abstract Data of large-eddy simulations are used to analyze heat budget and advection effects in convective boundary layers (CBL) which across a surface heat-flux discontinuity along average wind direction. Results show that heat conservation equation is well balanced in CBL; besides the surface heat flux term, the advection, horizontally and vertically, also plays a most significant role in heat budget. Contribution of advection to heating rate of CBL could achieve that of the net heat-flux difference between two sides of the surface discontinuity. Contribution of divergence of average wind field is not negligible to heat budget, while that of turbulent flux divergence is quite small.

Key words: convective boundary layer; heat budget; advection; large-eddy simulation