

一个对流边界层大涡模式的建立与调试^{*}

蔡旭晖 陈家宜

(北京大学环境科学中心, 北京 100871)

提 要

本文介绍一个适合于对流边界层的大涡模式的建立及其调试结果。该大涡模式建立过程中注重于计算的节省, 同时也强调原理与方法的简单和合理性。模式的调试表明, 对于平坦均一地形的情况, 模拟可以获得合理的结果。调试同时显示了模式对较低水平分辨率的适用条件, 以及模式应用于模拟较大水平范围问题的可能性。

关键词: 大涡模拟; 对流边界层; 模式。

一、引 言

大气边界层的大涡模拟, 若以 Deardorff 在 70 年代初的工作^[1-3]算起, 至今已有 20 多年的历史。Deardorff 等卓有成效的数值模拟及实验室模拟工作^[4-6]对于人们重新认识并深入了解对流边界层的湍流运动特性及扩散规律等起到了重要的作用, 从而显示了大涡模拟方法在研究大气边界层问题中的巨大潜力。80 年代之后, 这方面的研究不断取得新的进展, 值得提及的有, Moeng^[7] 和 Moeng 与 Wyngaard^[8] 对大涡模拟方法进行了改进和探讨, 引入了伪谱计算方法, 并对不同过滤函数的作用进行了比较。Mason^[9] 详细考察了各种模式参数对模拟结果的影响, 尤其是对于地面附近的壁效应进行较细致的处理。Schmit 和 Schumann^[10] (以下简记作 S 和 S) 用较高分辨率的模式对对流边界层中的大涡结构、运动的统计特性等进行了深入的研究。Hadfield 等^[11] 和 Walko 等^[12] 则采用可压缩性的模式模拟了地表的简单非均匀性影响。Schumann 等^[13] 对在模式中加入地形起伏的作用进行了讨论。

由此可见, 对大涡模拟的基本方法和简单应用方面的研究已经进行了大量的工作。大涡模拟的基本方法也已相对成熟。然而, 这种方法巨大的计算量和模式的复杂性一直是阻碍其更广泛应用的主要原因。也正因为如此, 国内有关大气边界层的大涡模拟研究仍处于起步阶段。因此, 建立一个计算上较节省、方法和原理上较简单、合理的大涡模式是必要的。本文介绍这样一个大涡模式的建立和调试, 以及其应用于较现实问题的预期。

二、模 式

总结前人的工作^{[1-3], [7-10]}, 并考虑到计算的节省和模式的简化, 我们采用的模式方

1994 年 3 月 14 日收到, 7 月 20 日收到修改稿。

* 本文工作得到科学基金会的资助。

程如下：

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = \bar{v}\zeta_z - \bar{w}\zeta_y - \frac{\partial p^*}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} - \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = \bar{w}\zeta_x - \bar{u}\zeta_z - \frac{\partial p^*}{\partial y} - \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} - \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z}, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{w}}{\partial t} = & \bar{u}\zeta_y - \bar{v}\zeta_x + \frac{g}{\theta_0} \bar{\theta} - \frac{\partial p^*}{\partial z} - \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} - \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \\ & - \langle \bar{u}\zeta_y - \bar{v}\zeta_x + \frac{g}{\theta_0} \bar{\theta} - \frac{\partial p^*}{\partial z} - \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} - \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \rangle, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = -\bar{u}\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - \bar{v}\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} - \bar{w}\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{\partial \tau_{\theta x}}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{\theta y}}{\partial y} - \frac{\partial \tau_{\theta z}}{\partial z}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0, \quad (5)$$

其中 ζ_x 、 ζ_y 、 ζ_z 为涡度分量，尖括号 $\langle \rangle$ 表示水平平均。以上方程中

$$\tau_{ij} = R_{ij} - R_{kk} \delta_{ij} / 3, \quad (6)$$

$$\tau_{\theta i} = \bar{u}_i \bar{\theta} - \bar{u}_i \bar{\theta}, \quad (7)$$

$$p^* = \frac{\bar{p}}{\rho_0} + \frac{R_{kk}}{3} + \frac{\bar{u}_k \bar{u}_k}{2}, \quad (8)$$

其中

$$R_{ij} = \bar{u}_i u_j - \bar{u}_i \bar{u}_j. \quad (9)$$

由以上方程可以看出，本模式没有考虑水汽、辐射以及科里奥利力的作用，也没有考虑大尺度平均风的影响。

关于次网格闭合，假设有

$$\tau_{ij} = -K_m \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad (10)$$

$$\tau_{i\theta} = -K_h \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_i}. \quad (11)$$

其中次网格扩散系数取为

$$K_m = \begin{cases} \lambda_r^2 (1 - R_f)^{1/2} S, & \text{当 } R_f \leq 1/3 \\ 0, & \text{当 } R_f > 1/3 \end{cases} \quad (12)$$

$$K_h = K_m / Pr. \quad (13)$$

这里 S 为形变速度， R_f 为通量 Richardson 数， λ_r 为修正的次网格混合长度尺度， Pr 为次网格 Prandtl 数（关于 S 、 R_f 、 λ_r 和 Pr 的具体函数形式见文献[9]）。可见这里采用的是一阶闭合，为了弥补模型过分简化的缺陷，次网格模型中考虑了地面固壁作用以及浮力作用因子的修正^[9]。

三、计算格式、边界条件与初始化

模式在水平方向和垂直方向都采用等距网格。模式计算格式是，水平方向采用伪谱方法^[7]；垂直方向采用交错网格和差分方法；时间差分使用 Adams-Bushforth 格式。模式计算过程中压力项由求解一个 Poisson 方程获得，该 Poisson 方程由谱和差分相结合的方法直接求解^[7]。

模式的四个侧边界取周期性的边界条件，即认为变量 u 、 v 、 w 、 p 和 θ 在 x 和 y 方向都是周期变化的。上边界认为湍流消失^[2]，下边界符合近地面相似性的局地平衡条件^[9, 10]。

关于模式的初始化方法取为通常的扰动法，但扰动仅加在模式最低三层的温度场上，方法是，在模式初始温度场的最低三层网格上迭加一个取值在 ± 0.05 K 之间的随机温度扰动，模式的初始条件则取为：(a)0 风速场；(b)800 m 以下取 290 K 等位温场；800 m 以上取为均匀逆位温，位温梯度为 10 K / km。

四、模式的主要调试结果及讨论

为了考察模式的性能以及模式参数的作用，我们取平坦地面均匀加热条件下的不同情况进行调试计算，计算是在北京大学计算中心的 SGI 计算机上进行的。参照文献[3]的做法，计算的初始阶段取时间步长为 10 s，对流运动发展起来之后，时间步长取为 6 s。在初始化后经过大约 50 min 的模拟计算，所模拟的边界层湍流运动即达到准定常状态。

不同调试计算个例的结果是有所不同的。本文将主要以典型计算个例 RA6 为例介绍模式的调试结果。该个例的模式参数为： $\Delta x = \Delta y = 200$ m， $\Delta z = 50$ m， $z_0 = 0.1$ m；模式网格数为 $32 \times 32 \times 30$ ；地面热通量为 0.2 K · m / s。此算例在 SGI 机上每模拟 1 h 大约需要 4 h 的 CPU 计算机时。

以下为算例 RA6 的主要调试结果。需要说明的是，各瞬时结果皆取自模式初始化之后 1 h 的有关场，而水平平均统计一般取为模拟 55 min 之后的结果，并经过 55—60 min 之间的时间平均。另外，我们的调试结果将主要与 Schmit 和 Schumann^[10]、Moeng^[7]以及 Mason^[9]等的与实验观测相符较好的模拟结果相比较。

图 1 为瞬时的垂直风速场分布。其中，图 1a 是经过模式水平区域正中 ($y = 16\Delta y$) 的 $X-Z$ 截面上的情况，图 1(b) 是距地面 500 m 高度的 $X-Y$ 水平面上的分布。此时边界层的平均高度约为 1000 m，因此图 1b 代表的是边界层中部的情况。从图 1a 可以看出，在水平 6.4 km 的范围内上升和下沉区相间出现，强的对流泡可以贯穿整个边界层，甚至进入上层逆温层中。从图 1b 看出，在边界层中部对流上升区面积较小而速度较大，下沉区的情况则正好相反。

图 2 是水平平均位温廓线的分布。图中表现出典型的对流边界层位温廓线规律，在近地面约 150 m 以下，为一层超绝热层，150 m 以上到 900 m 为近似等位温状态，自 900 m 以上开始进入卷夹层，在 1000 m 高度上有一层较明显的位温跳跃。图中我们同

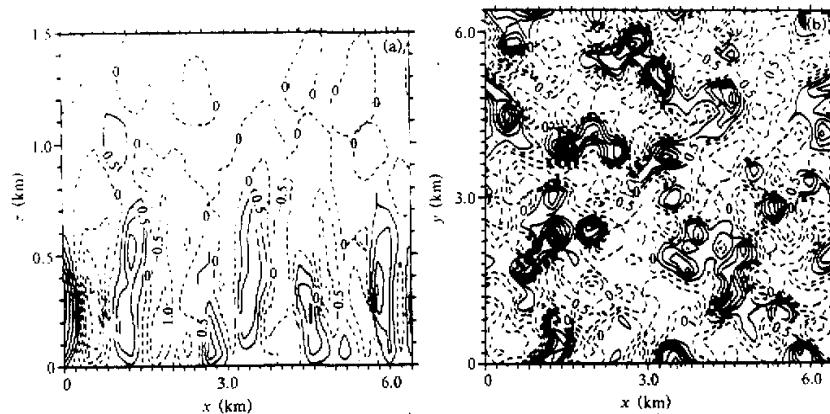


图 1 垂直运动速度的瞬时分布

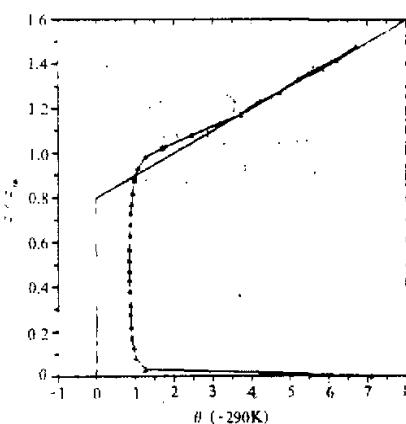
(a) 垂直 $X-Z$ 截面上的 w 场 ($y = 16\Delta y$)；(b) 水平 $X-Y$ 截面上的 w 场 ($z = 500$ m)图中等值线增量为 0.5 m/s , 虚线为 0 和负值, 实线为正值

图 2 水平平均位温廓线

图中水平坐标给出的是相对于 $\theta = 290 \text{ K}$ 的偏移量
垂直坐标为高度, 其中 $z_{10} = 1000 \text{ m}$

细致结构。我们在其他算例中曾取水平网格距为 100 m 进行计算, 水平速度方差的结果即有明显的改善。因此可以认为适当的模式分辨率对于此类模拟是重要的。

从图 3b 中的垂直速度方差来看, 我们计算的结果与他人^[10]的结果相当一致, 只是在边界层中上部的值略偏小, 这一结果与观测数据相比十分相符 (见文献[10])。

图 4 为垂直热通量廓线及与他人模拟结果的比较。图中给出了算例 RA6 的总热通量和次网格热通量。可以看到, 模拟所得边界层中热通量随高度呈线性变化规律, 在约 $0.85z_1$ 处热通量转变为负值。边界层顶附近最大负热通量数值上约为地面热通量的

时给出了初始位温廓线, 可以看出在模式积分约 1 h 之后, 整个边界层的温度大约增高了 1 K , 上层明显逆温层顶盖的高度增加了近 200 m 。

图 3 为三个分量的无因次速度方差的垂直廓线及与前人^[10]的研究结果的比较。图 3a 和 3b 分别为可求解部分水平速度方差与垂直速度方差结果。由图 3a 可见, 本模式的水平速度方差结果在边界层中上部与其他人的模拟结果较为一致。在近地面层, 我们求得的结果系统偏大, 尤其是在近地面处, 偏大近 1 倍。

造成上述情况的原因可能主要与我们所用的模式分辨率较低 ($\Delta x = 200 \text{ m}$) 有关。由于近地面是流动变化剧烈的区域, 因而较低的分辨率不利于反映该层运动的

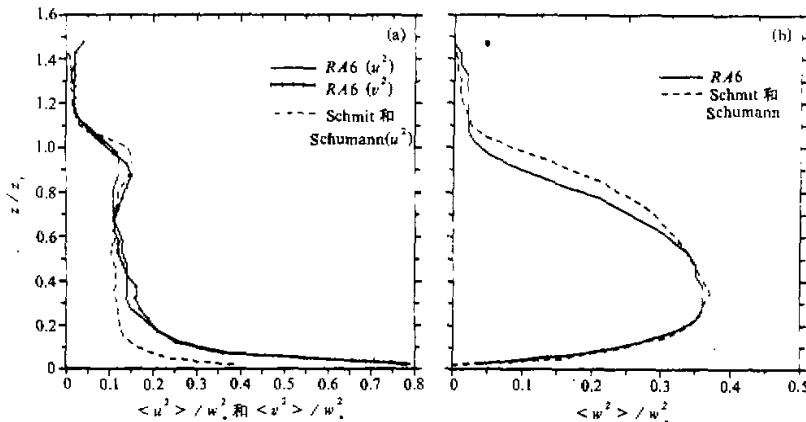


图3 无因次速度方差(可求解部分)的垂直廓线

(a)水平速度 u 和 v 的方差; (b)垂直速度 w 的方差, Z_t 为对流边界层高度, w_* 为对流边界层速度尺度

10%，这一数值与其他人^[10]的模拟结果相比略小。但与实验数据相比较，我们的模拟结果更接近于文献[6]的水槽实验数据。Young^[14]曾总结不同的实验观测结果，卷夹层中热通量的观测值十分离散，但可以看出向下热通量的最大值取为地面热通量的10%左右仍是合理的。

图4中同时可以看出次网格部分的作用，显然在地面附近次网格部分的作用最大，约至 $0.2z_t$ 高度以后次网格部分的值逐渐减小为地面热通量值的5%左右，并维持到边界层顶附近，再往上则很快趋近于0值。

图5为垂直速度偏斜量 S_w 的垂直廓线及与前人模拟结果的比较。可见我们所模拟

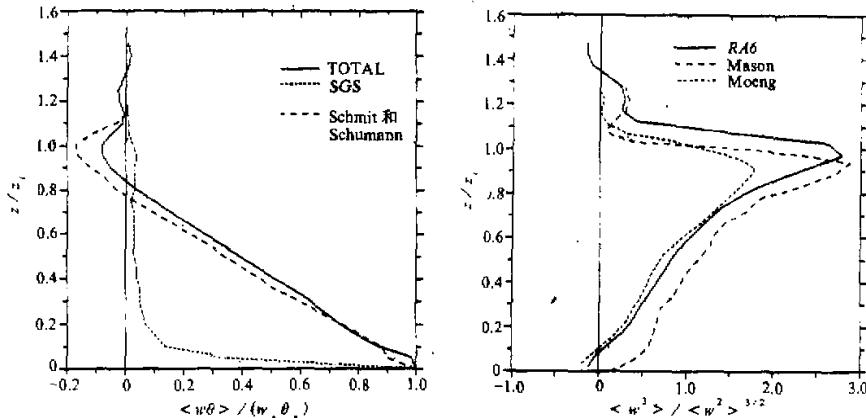


图4 垂直热通量廓线

图中TOTAL和SGS代表总热通量和次网格部分的作用，Schmit和Schumann为文献[10]的模拟结果， θ_* 为对流边界层位温尺度

图5 垂直速度偏斜量 S_w (= $\langle w^3 \rangle / \langle w^2 \rangle^{3/2}$)的廓线及与他人结果^[7,9]的比较

出的结果与前人的结果是基本相同的。在边界层顶附近与 Mason^[9]的结果更为接近，峰值皆为 2.5 以上，在地面附近的负值则与 Moeng^[7]的结果较接近。这些 S_w 的模拟结果数值上与实际观测结果之间有较大差别，其原因仍有待进一步探讨^[15]。

五、小 结

1) 一个较为节省计算量的大涡模式成功地在 SGI 计算机上建立起来并进行了系统的调试计算。模式兼顾了计算量的节省和方法与原理上的简单和合理，从而有较好的可实现性。

2) 模式对于平坦均一地形对流边界层的模拟计算获得了合理的结果。模拟所得边界层中运动形态与特征、边界层结构及主要湍流统计规律等都与已有的实验观测及他人的同类数值模拟结果相符甚好。

3) 调试结果表明在取 $\Delta x = \Delta y = 200$ m 这样一个较低的水平分辨率的情况下，除了个别模拟量在贴近地面的一薄层内误差较大之外，模式仍可很好地重现对流边界层内的主要特征。因此在计算量一定的条件下，这一模式有利于用来研究较大水平范围的问题。

参 考 文 献

- [1] Deardorff, J.W., 1972, Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers, *J. Atmos. Sci.*, **29**, 91–115.
- [2] Deardorff, J.W., 1973, Three-dimensional numerical modeling of the planetary boundary layers, In: Workshop on Micrometeorology (D.A. Haugen Ed.), 271–311, Amer. Meteor. Soc., Boston.
- [3] Deardorff, J.W., 1974, Three-dimensional numerical modeling of height and mean structure of a heated planetary boundary layer, *Bound. Layer Meteor.*, **7**, 81–106.
- [4] Willis, G.E. and J.W. Deardorff, 1974, A laboratory model of the unstable planetary boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1297–1307.
- [5] Lamb, R.G., 1982, Diffusion in the convective boundary layer, In: Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modelling (F.T.M. Nieuwstadt and H. van Dop Eds.), 159–229, Dordrecht Publishing Co., Dordrecht.
- [6] Deardorff, J.W. and R.G. Willis, 1985, Further results from a laboratory model of the convective planetary boundary layer, *Bound. Layer Meteor.*, **32**, 205–236.
- [7] Moeng, C.H., 1984, A large eddy simulation model for the study of planetary boundary layer turbulence, *J. Atmos. Sci.*, **41**, 2052–2062.
- [8] Moeng, C. H. and J.C. Wyngaard, 1988, Spectral analysis of large eddy simulations of the convective boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **45**, 3574–3587.
- [9] Mason, P.J., 1989, Large eddy simulation of the convective atmospheric boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **46**, 1492–1516.
- [10] Schmit, H., and U. Schumann, 1989, Coherent structure of the convective boundary layer derived from large eddy simulation, *J. Fluid Mech.*, **200**, 511–562.
- [11] Hadfield, M.G., W.R. Cotton and R.A. Pielke, 1991, Large eddy simulation of thermally forced circulations in the convective boundary layer, *Bound. Layer Meteor.*, **57**, 79–114.
- [12] Walko, R.L., W.R. Cotton and R.A. Pielke, 1992, Large eddy simulation of the effects of hilly terrain of the convective boundary layer, *Bound. Layer Meteor.*, **58**, 133–150.
- [13] Schumann, U., P. Hauf, H. Holler, H. Schmit and H. Volkert, 1987, A mesoscale model for the simulation of turbulence: formulation and validation examples, *Beitr. Phys. Atmos.*, **60**, 413–446.
- [14] Young, G.S., 1988, Turbulent structure of the convective boundary layer, Part I: variability of normalized turbulence statistics, *J. Atmos. Sci.*, **45**, 719–725.
- [15] Moeng, C.H. and R. Rotunno, 1990, Vertical velocity skewness in the buoyancy driven boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1149–1162.

A Large Eddy Simulation Model for Convective Boundary Layer

Cai Xuhui and Chen Jiayi

(Center of Environmental Sciences, Peking University, Beijing 100871)

Abstract

The method of large eddy simulation (LES) is an important numerical method for studying phenomena in the atmospheric boundary layer. In this paper, a new LES model and its evaluation is persented. This model is established on consideration of its simplicity and of saving computation time. Efforts are also exerted to keep this model reasonable in principle. Application of this model to simulate horizontally homogeneous convective boundary layer shows reasonable results. The simulation also shows that the model can be used to problems of a rather coarse resolution. It is also possible to apply further this model to more practical conditions.

Key words: large eddy simulation; convective boundary layer; model.

.....

《大气科学》第四届编辑委员会成立

1986年成立的《大气科学》第三届编辑委员会任期届满，经中国科学院大气物理研究所领导研究决定，成立《大气科学》第四届编辑委员会，由中国科学院院士、大气物理研究所副所长黄荣辉任主编，编委会组成见本期封底。

1995年4月18日上午召开了《大气科学》第四届编辑委员会成立暨第一次编委会。新任主编黄荣辉院士首先对上届主编周晓平同志的辛勤工作表示感谢，他指出，在上届编委会任职期间，《大气科学》由季刊改为双月刊，并由美国Allerton公司在纽约出版英文版，在中国科学院组织的两次期刊评比中均获得三等奖，在科技期刊排名中位置有所上升，这些成绩的取得，是第三届编委会和编辑部的同志们共同努力的结果。黄荣辉主编指出，新一届编委会聘请了大气科学领域德高望重的老一辈科学家为顾问编委，从所外兄弟单位聘请了常务编委和编委，从所内聘请了有学术成就的年轻同志担任编委。他希望全体编委共同努力，一定要把《大气科学》办得好，办出自己的特色，办成国际上有影响的学术期刊。

大气物理研究所所长洪镇祥在会上讲了话，他指出，当前研究所和《大气科学》都面临激烈的竞争，大家一定要有紧迫感，要通过自己的努力把我们的研究所办好，把我们的刊物办好。

编委们肯定了《大气科学》所取得的成绩，认为《大气科学》一直得到国内外同行们的热情关心和爱护。但是目前存在的最大问题是稿件严重积压，有的稿件投稿后要等3年甚至更长才能刊登出来，不仅使科研成果不能及时交流，而且影响了投稿人对《大气科学》的信任。因此，当前首要任务是要尽快解决压稿问题：编委会和编辑部一定要把好稿件的审稿关，编委会要选好有一定学术水平、认真负责、办事公道的同志审稿。

会议决定，今后全体编委会每年至少开一次，制定编辑工作计划、决定编委会的重要事项；常务编委会每年开三次，每次决定以后两期稿件的刊用。

鉴于办刊经费严重不足，会议决定，今后对来稿每篇收取50元的稿件审理费，《大气科学》英文版按40元/页的标准收取版面费。