

城市居民小区内微环境的数值模拟研究



论文作者签名: 包毅

指导教师签名: 程斌

论文评阅人 1: _____

评阅人 2: _____

评阅人 3: _____

答辩委员会主席: _____

委员 1: _____

委员 2: _____

委员 3: _____

委员 4: _____

委员 5: _____

委员 6: _____

答辩日期: 2010-06-09

Numerical simulation of micro-environment in urban
resident sub-district



Author's signature: Xi Bao

Supervisor's signature: Jian Fan

External Reviewers: _____

Examining Committee Chairperson:

Examining Committee Members:

Date of oral defence: 09, Jun, 2010

感谢浙江省自然科学基金重点项目
NO. Z107332 的资助

致 谢

感谢国家的资助培养。

我爱浙江大学，我爱浙江大学热能所，我爱浙江大学热能所-计算组。我深爱着这片土地。

感谢樊建人教授和罗坤副教授两年多来对我的悉心指导。感谢樊老师和罗老师给我负责这个项目的机会。感谢他们对我工作的信任、帮助、支持和鼓励。在论文即将完成之际，谨向樊老师和罗老师致以最高的敬意和最诚挚的感谢。

感谢浙江大学建筑系建筑技术研究所的葛坚教授给予的帮助。感谢葛教授的学生沈婷婷硕士和燕艳硕士。

感谢房明明博士在工作上给我的帮助和支持。感谢闫洁博士和陈鑫蔚博士的无私大方，感谢尚明涛博士在并行机上对我的帮助和支持。感谢桂南博士、王则力博士、周哲博士对我学术上的帮助。

感谢卢树强博士、易富兴博士、倪煜博士、杨建胜硕士、王雄硕士等在学习和生活上给予的帮助和支持。感谢新进计算组学习的师弟师妹们。

感谢挚友金剑博士、王宇峰硕士、王辉硕士、严密博士、余量博士、洪毅女士、徐文佳女士。

感谢朱晓燕女士。

感谢我的家人。你们的亲情和支持是我奋斗至今的源动力，使我克服了求学过程中的每一个困难，完成今日的学业。

祝福浙江大学、祝福浙江大学热能所、祝福浙江大学热能所-计算组。

我爱你们。

包毅

2010年4月于浙江大学

摘 要

随着中国经济的发展、城市化进程的加快和人们环保意识、健康舒适理念的提高,城市居民小区内的微环境问题愈来愈受到关注。城市居民小区内的微环境主要包括风环境、污染物环境、热环境、光环境和声环境等等。本文采用数值模拟的方法研究了杭州某一实际居民小区内的风环境、污染物环境和热环境,取得了一系列较为重要的结果,为住宅规划设计、避免室外污染物的聚集和室外热环境的改善提供了一定的参考和帮助。

本文首先采用雷诺平均方法研究了小区内夏季典型风环境。研究发现,在小区建筑群的上游部分建造单体体积较大的高层建筑,对小区内夏季自然通风是不利的。虽然地表面开敞的区域能够改善区域内的风环境,使区域内的流动更加顺畅,但是它同时也能够对周边区域的流动产生明显的影响。此外,迎风建筑的背风面区域内的流向速度分布近似符合高斯分布,但是在下游区域,这种分布规律渐渐消失。

其次采用大涡模拟方法对小区内汽车尾气扩散进行了数值模拟研究。研究发现,在污染源上游附近建造单体体积较大的高层建筑物,对污染物沿流向扩散是不利的,能造成单体建筑背风面污染物的大量聚集,但是它能够加速污染物沿高度方向的扩散。小区内复杂的建筑物分布决定了污染物扩散的复杂性,近源处建筑物的空间分布将对污染物的扩散产生明显的影响,不合理的空间布局将导致污染物在近源建筑物的四周大量聚集,将形成恶劣的污染物环境。此外,污染物均方根浓度的最大值不一定出现在最靠近排放源的位置,有可能出现在排放源的下游附近。

最后采用雷诺平均方法对小区室外热环境进行了数值模拟研究。在计算过程中,考虑了太阳辐射的影响,耦合了空气与建筑表面及地表之间的对流换热、建筑物与建筑物之间及建筑物与地表之间的辐射换热和建筑物表面的导热(只考虑壁面的一维导热,并忽略地表面的导热)。研究发现,太阳辐射(包括太阳高度角、太阳辐射量)和小区内建筑物的空间布局(影响建筑阴影形成、壁面与壁面之间的辐射换热和小区内风环境)是影响小区内热环境的两个主要因素。相对于地表全为嵌锁石块的情况,当地表全为草地时(其它条件都相同),小区内空气平均温度有较明显的下降。在迎风建筑的上游铺设草地的降温效果是最佳的。大

面积的草地能使小区内空气温度的波动变缓。

关键词：居民小区；微环境；雷诺平均；大涡模拟；汽车尾气；太阳辐射；

Abstract

With the development of China's economy, accelerating the urbanization process, improved people's environmental protection consciousness and healthy and comfortable concept, micro-environment problems of urban resident sub-districts have attracted more and more attention. Micro-environment within the resident sub-districts includes the wind environment, pollution environment, thermal environment, light environment and acoustic environment, ect. In this paper, numerical simulation of micro-environmental flow, pollutant dispersion, thermal environment in a real resident sub-districts of Hangzhou was carried out, made a series of important conclusions, providing definite reference for housing planning and design, avoiding the aggregation of outdoor pollutants and improving the outdoor thermal environment.

Firstly, RANS (Reynolds-Averaged Navier-stokes) simulation of summer typical wind environment in the resident sub-district was carried out. The results show that a large and tall building in the upstream region of the resident sub-district is adverse to the ventilation in summer. Although a large open region near the ground is beneficial to the wind environment, making the flow more fluently, it can influences evidently on the surrounding flows. Moreover, the distribution of streamwise velocity behind the upwind building follows a Gaussian-like distribution, whereas it deviates from the normal distribution in the downstream region.

Secondly, author used the LES (Large Eddy Simulation) to simulate the process of dispersion of automobile exhaust in the resident sub-district. The results show that a large and tall building in the upstream neighboring region of the pollution source is disadvantageous to the streamwise dispersion of automobile exhaust, causing pollutants gather a great in the leeward side of large and tall building, but it can accelerates the spread of pollutants along the height direction. Complex distribution of buildings in the resident sub-district determines the complexity of the dispersion of pollutants. Spatial distribution of buildings near the pollution source obvious influences on the dispersion of pollutants. Unreasonable Spatial distribution of

buildings can lead to pollutants gather a great amount around the buildings that close to the pollution source, resulting in a wicked pollution environment. Furthermore, maximum root mean square (RMS) concentration of pollutants is not always appear in a position that is most close to the pollution source, which may occur in the downstream neighboring region of the pollution source.

Finally, RANS (Reynolds-Averaged Navier-stokes) simulation of outdoor thermal environment in the resident sub-district was carried out. In the calculation process, the author has performed coupled simulation of convection (convection heat transfer between air and building surfaces or the ground), radiation including solar radiation, radiation heat transfer between building surfaces or between the ground and building surfaces and conduction only considering one-dimensional building wall heat conduction and neglecting heat conduction in the ground to evaluate the outdoor thermal environment. The results show that solar radiation including solar altitude and the value of the solar radiation and spatial distribution of buildings in the resident sub-districts, which can influence on the building shading, radiation heat transfer between building surfaces and micro-environmental flow in the resident sub-districts, are the most important factors in the outdoor thermal environment of the resident sub-district. Relative to the ground covered interlocking blocks, the ground covered grass makes the decrease of outdoor air temperature (other conditions are the same). Paving the grass in the upstream of windward building is the best measure to cooling. Large areas of grass can make the air temperature fluctuations gentler.

Keyword: resident sub-district; micro-environment; RANS; LES; automobile exhaust; solar radiation

目 录

致 谢.....	I
摘 要.....	II
ABSTRACT.....	IV
第 1 章 绪论.....	1
1.1 课题研究背景及其意义.....	1
1.1.1 城市居民小区内风环境的研究背景及其意义	1
1.1.2 城市居民小区内污染物环境的研究背景及其意义	1
1.1.3 城市居民小区内热环境的研究背景及其意义	6
1.2 研究方法.....	7
1.3 大气微环境流动和污染物扩散国内外研究进展.....	9
1.4 室外热环境国内外研究进展.....	13
1.5 本论文的研究内容.....	17
第 2 章 居民小区微环境数值模拟的基本理论和方法.....	19
2.1 引言.....	19
2.2 居民小区内风环境的控制方程及其封闭形式.....	19
2.2.1 雷诺平均方法	20
2.2.2 大涡模拟方法	30
2.3 居民小区内污染物环境的控制方程.....	34
2.4 居民小区内热环境的控制方程.....	35
2.5 数值方法.....	40
2.6 本章小结.....	41
第 3 章 居民小区内风环境的数值模拟.....	43
3.1 引言.....	43
3.2 三维居民小区物理模型的建立.....	43
3.4 计算区域的入流边界条件.....	46
3.5 计算实例与结果分析.....	47
3.6 本章小结.....	59
第 4 章 居民小区内污染物环境的数值模拟.....	60
4.1 引言.....	60
4.2 数值方法.....	60

4.3 边界条件.....	60
4.4 计算实例与结果分析.....	61
4.5 本章小结.....	72
第5章 居民小区内热环境的数值模拟.....	74
5.1 引言.....	74
5.2 数值方法.....	74
5.3 边界条件.....	75
5.4 计算实例与结果分析.....	75
5.5 本章小结.....	82
第6章 全文总结及工作展望.....	84
6.1 全文总结.....	84
6.2 本文主要的创新点.....	84
6.3 本文不足之处及未来工作的展望.....	85
参考文献.....	86
作者简介及攻读硕士期间主要的科研成果.....	94

第 1 章 绪论

1.1 课题研究背景及其意义

1.1.1 城市居民小区内风环境的研究背景及其意义

随着中国经济的发展、城市化进程的加快和人们环保意识、健康舒适理念的提高,城市居民小区内的大气环境问题愈来愈受到关注。作为城市大气环境的子系统,城市居民小区内的大气环境空间范围较小,属于微尺度气象问题^[1]。研究城市居民小区内的微尺度大气环境问题,对提高小区内的人居环境质量,保证居民的健康和安全有着重要的意义。

城市居民小区的微环境包括风环境、污染物环境、热环境、光环境和声环境等等。在这一系列微环境中,小区风环境问题是一个很重要的环节,它与小区内建筑物的布局、形体特征、空间关系、维护结构的产生、相关技术的选择和人居舒适度有密切的关系。比如,当我们研究不同地区建筑辐射与人体的舒适性关系时,在不同的通风条件下,人的舒适度标准对太阳辐射强度的要求是不同的。再如,两个居民小区处于同一地区,由于风向及规划布局的不同,形成两个小区内完全不同的微气候环境,直接影响建筑的热工性能和人居舒适度。对于高层建筑及建筑群体,建筑物的布局和建筑物本身的阻挡会造成小区内的局部大气环流的改变,形成复杂的风环境状况,相对位置如果设计不合理,在冬季可能使建筑前后压差过大,增加建筑冷风渗透能耗和“恶性风流”的滋生。在夏季可能使建筑前后压差过小,这样不利于建筑的风压自然通风。这些对建筑物安全、载荷、居住环境和人的生活及工作带来不利的影响^[2]。我国小区建筑总体布局较多的考虑了生态因素和总平面的功能布局、设计的美观和空间的充分利用等方面^[3]。但是,对环境设计的另一个重要因素,风环境考虑的较少,导致居民小区内局部恶劣的风环境,进而导致污染物的局部聚集,从而造成局部恶劣的空气质量。所以,对小区风环境的形成状况进行研究,探索流动的运行规律,能够消除不利风环境对建筑及居民造成的危害。表 1-1 给出了室外舒适度的概念^[4]。

1.1.2 城市居民小区内污染物环境的研究背景及其意义

中国城市化和工业化的快速发展和能源消耗的迅速增加,给城市带来了严重

的空气污染问题。2005 年全国二氧化硫年排放总量高达 2549 万吨，比 2000 年增加了 27%^[5]。2005 年，被监测的 522 个城市中，56.1%的城市达到二级标准，有 39.7%的城市处于中度或重度污染，只有 4.2%的城市达到国家环境空气质量一级标准。2008 年，全国 23.3%的城市空气质量未达到国家二级标准，城市空气中的可吸入颗粒物、二氧化硫浓度依然维持在较高水平^[6]。2007 年，中国的二氧

表 1-1 室外舒适度概念^[4]

风级	描述	风速（m/s）	效果
2	微风	0.81-2.68	脸上能感觉到风
3	和风	2.68-4.47	头发会被吹乱，小旗飘动
4	弱风	4.47-6.71	灰尘被扬起，纸张被吹乱
5	清风	6.71-8.91	带叶小树开始摇晃
6	强风	8.91-11.18	撑伞很困难
7	弱飓风	11.18-13.86	行走觉的不方便
8	飓风	13.86-17.00	一般应停止户外活动

化碳排放量已经超过美国，成为世界上最大的二氧化碳排放国^[7]。近年来，虽然我国大气污染防治工作取得了很大的成效，但是由于各种原因，我国大气环境面临的形式依然非常严峻，主要污染物的减排还不是十分稳定，颗粒特别是细颗粒物的排放量还增加的较快，酸雨还有所增加。城市空气污染影响着城市居民的健康和城市的发展。城市大气污染物的来源如下^[8]：

煤炭是我国的主要能源,是我国电力生产的主要原料,已经探明的煤炭资源占煤炭、石油、天然气、水能和核能等一次能源总量的 90%以上^[9]。长期以来煤炭在能源消费结构中的比重一直较高,虽然近几年随着能源的多样化、能源消费结构的变化,煤炭在能源消费中的比例逐年降低,但是截止到 2003 年煤炭资源在整个能源消费结构中仍占 65%以上,所以煤烟型污染仍将是我国大气污染的重要特征。固定源中最大的污染源为火电厂,其次钢铁、化学行业也是重要的污染物来源。城市交通运输工具是流动污染物的主要来源,比如汽车、飞机和轮船等。近年来,我国珠三角、长三角和京津冀地区的灰霾天气有所增加,光化学烟雾污染增大,在珠三角地区城市中,灰霾天气有的已经占到了全年天数的一半或一半以上。2010 年,我国汽车保有量超过 1.9 亿辆,汽车尾气排放成为大中城市空气污染的重要来源,使大中城市空气污染开始呈现煤烟型和汽车尾气复合型污染特点。汽车尾气中的污染物有固体悬浮颗粒、一氧化碳、二氧化碳、碳氢化合物、氮氧化物、铅及硫氧化物等。氮氧化物排放量占城市空气污染物排放总量的 50%,一氧化碳占 85%,铅占 60%以上。氮氧化物主要是指一氧化氮、二氧化氮。它们都是对人体有害的气体,特别是对人的呼吸系统,同时它们还是多种二次污染物的前驱物,比如它能转化为氮氧化物细颗粒、低空臭氧等。一氧化碳经呼吸道进入血液循环,与血红蛋白亲和后生成碳氧血红蛋白,从而削弱血液向各组织输送氧的功能,危害中枢神经系统,造成人的感觉、反应、理解、记忆力等机能障碍。铅是有毒的重金属元素,人体中铅含量超标可引发心血管系统疾病,并影响肝、肾等重要器官的功能及神经系统。铅的比重大,它通常聚集在行人的呼吸带高度左右的空气中,对人体健康形成严重的威胁^[10]。近几年,我国的机动车污染呈上升趋势,机动车污染问题越发突出,尾气直接危害人体的健康。城市大气中污染物的主要形态如下^[11]。

1996 和 2000 年国家环保总局公布并修改了我国城市环境空气质量标准,并认为城市空气质量应达到二级,这样才能保持城市居民的健康。表 1-2^[12]给出了环境空气质量标准中主要污染物限制标准。我国是用空气污染指数来划分空气质量等级,范围从 0-500,指数越低,空气质量越好。表 1-3^[12]给出了空气污染指数范围与空气质量和对人体健康影响的关系。表 1-4^[12]给出了主要污染物浓度限值和空气污染指数的关系。

表 1-2 环境空气质量标准中主要污染物限制标准^[12]（2000 年）（mg/m³）

污染物	平均时间	一级	二级	三级
TSP	日	0.12	0.3	0.5
	年	0.08	0.2	0.3
PM ₁₀	日	0.05	0.15	0.25
	年	0.04	0.1	0.15
SO ₂	日	0.05	0.15	0.25
	年	0.02	0.06	0.1
NO ₂	日	0.08	0.12	0.12
	年	0.04	0.08	0.08
CO	日	4	4	6
O ₃	小时	0.16	0.20	0.20

表 1-3 空气污染指数范围与空气质量和对人体健康影响的关系^[12]

污染指数范围	空气质量	对健康影响
0-50	优	可正常活动
51-100	良	可正常活动
101-150	轻微污染	易感人群症状有轻度加剧,健康人群出现刺激症状
150-200	轻度污染	易感人群症状有轻度加剧,健康人群出现刺激症状
201-250	中度污染	心脏病和肺病患者症状显著加剧,运动耐受力降低,健康人群中普遍出现症状
251-300	中度重污染	心脏病和肺病患者症状显著加剧,运动耐受力降低,健康人群中普遍出现症状
>300	重污染	健康人运动耐受力降低,有明显强烈症状,提前出现某些疾病

表 1-4 主要污染物浓度限值和空气污染指数的关系^[12]

API	CO	PM ₁₀	SO ₂	NO ₂	O ₃
50	5	0.050	0.050	0.080	0.120
100	10	0.150	0.150	0.120	0.200
200	60	0.350	0.800	0.280	0.400
300	90	0.420	1.600	0.565	0.800
400	120	0.500	2.100	0.750	1.000
500	150	0.600	2.620	0.940	1.200

1.1.3 城市居民小区内热环境的研究背景及其意义

城市的热环境是指以空气温度和下垫面表面温度为核心，包括太阳辐射、人为产热以及影响热量传输的大气状况-如风速、大气混浊度、空气湿度等，和下垫面状况-如下垫面类型、反射率、发射率、导热率、热容等共同组成的一个影响人及人类活动的物理系统^[13]。在城市化过程中，城市下垫面性质的改变最为突出。城市下垫面的改变将产生以下 3 方面影响^[13]：

辐射平衡的改变：下垫面的改变导致地表反射率和反射过程的双重改变，比如，建筑群构成的城市“街谷”中的壁面和壁面之间、壁面和地面之间、在太阳辐射下，会产生多次的反射和吸收现象，使短波辐射在城市环境中能更充分的被吸收，减小长波向空间的辐射，直接增加了城市可吸收的能量。

水分平衡的改变：在城市居民小区中除了少量绿化地带外，多为人工铺砌的道路、建筑物等，下垫面的蓄水能力严重不足，不能提供充足的水分供给蒸发，所以用于下垫面和空气增温的热量与自然状况显著不同，使得城市夏季的大气环境更加恶化。

局部环流的改变：建筑物密集，粗糙度也相应增大，低层大气的水平换热受阻，局部垂直热交换强烈，而局部环流的改变使城市风速减少，减少了低层热量的扩散，加剧了城市的热效应。

此外，人为释热是城市热平衡中不可忽视的重要环节。人为释热主要有以下

三个方面：城市人体散发出来的热量；城市机动车和空调、冰箱等释放的热量；人们生产活动释放的热量。同时，城市的温室效应和大气污染也是加剧室外热环境恶化不能忽略的因素^[13]。

城市热环境恶化的最突出表现-城市热岛效应。城市热岛效应是一种城市气候特征，是城市对气温影响的典型特征，是一种城市气温比郊区高的现象。热岛强度有明显的日变化和季节变化。日变化表现为夜晚强、白天相对较弱、白天午间最弱。季节变化表现为秋季最大、夏季最小^[14]。

城市室外热环境日益恶化对城市居民生活、健康和社会经济产生一系列直接和间接的负面影响。表现为对城市人群的生理和心理健康产生负面影响、能耗增加、加剧空气污染、促使光化学烟雾的形成^[13]。

城市居民小区是城市规划中重要的组成部分，发生在城市大气环境中的大气污染问题、热环境恶化问题都对城市居民小区这个子系统产生直接的影响。因此，在城市大气环境中对城市居民小区内的微尺度大气环境进行研究，是非常有意义的工作。

1.2 研究方法

目前，研究大气微环境流动和污染物扩散的方法主要有三种：风洞试验、现场监测和数值模拟方法^[15]。风洞试验，就是依据运动的相对性原理，将模型或实物固定在地面人工环境中，人为制造气流流过，以此模拟各种复杂的物理现象，获取试验数据。现场监测，就是在现场分布有限测试测点或者流动测点进行现场参数测试研究。数值模拟，就是以电子计算机为手段，通过数值计算和图像显示的方法，达到对工程问题和物理问题乃至自然界各类问题研究的目的。对于城市室外热环境的研究除了上述的现场监测和数值模拟方法外，还包括热红外遥感技术^[16]。其中热红外遥感技术，指的是利用航空、航天热红外传感器对城市室外地表进行大面积、快速定量同步测试，其过程包括遥感信息的接收、记录、传输、处理和分析等。

以上几种方法都有自己的优缺点：风洞实验和现场监测具有费用高、周期长、费力等特点，但是具有准确可靠的优点；对于数值模拟，具有成本低、周期短和可控等优点，但是它的不足之处就是结果的可靠性需要验证；对于热红外遥感技术，具有快速、实时、数据综合性和可比性强等技术优势，可以在短时间内获取

瞬时大面积的热红外信息,为热环境的研究提供了快速、准确的信息。但是,它的空间分辨率受到传感器技术的限制,只能反应室外热环境的宏观空间特征,并且对室外气温的直接反馈比较困难。

因为本文主要采用数值模拟的方法研究大气微环境问题,并且气相流动是污染物扩散和热环境模拟的基础,所以下面作者首先介绍了关于气相流动数值模拟方法。气相流动的数值模拟方法主要可分为:雷诺平均方法(RANS)、大涡模拟方法(LES)和直接数值模拟方法(DNS)。

雷诺平均方法^[17] (Reynolds-Averaged Navier-Stokes, 即 RANS): 该方法是将 N-S 方程中的瞬态变量用平均量和脉动量表示,然后对方程取时间平均,并且在常粘性和不可压缩流动的条件下,我们就可以获得著名的雷诺方程。它与常粘性不可压 N-S 方程相比,多出了一个雷诺应力项。因此,为了使湍流方程组封闭,必须要对雷诺应力项进行求解。自 1886 年以来,除了以经典的湍流统计理论,比如,相关理论,能谱理论,来求取各种湍流量的统计平均值,用统计平均法来研究湍流运动之外,比较实用的方法是对某些相关量提出一些半经验的假设,来使湍流运动方程组封闭。目前主要的湍流模型有零方程模型、单方程模型、双方程模型、雷诺应力模型和代数应力模型的。该方法的缺点是,对经验数据的依赖性,以及将脉动运动的全部细节一律抹平,只能提供湍流的平均信息,各种湍流模型只能适合于解决一种或者几种特定的湍流运动,没有普适性。由于工程运用中起主导作用的是流动的平均性质,并且该方法节省计算资源,所以在工程上得到广泛的运用。

大涡模拟方法^[18] (Large Eddy Simulation, 即 LES): 众所周之,流场中存在着大、小不同尺度的涡旋结构。流场中大尺度涡旋与平均流动有着强烈的相互作用,一方面大尺度涡旋的能量直接由平均流动或者湍流发生装置提供,对平均流动的边界条件、初始条件和几何结构都有较强的依赖性,其强度和形态结构也随流动的不同而发生很大的变化,因而具有高度各向异性的属性。另一方面大尺度涡旋又对平均流动有强烈的影响,大部分质量、动量、能量和其它传递标量的输运都是靠大尺度涡旋来完成。流场中小尺度涡旋主要是由大尺度涡旋之间的非线性作用间接产生的,主要起粘性耗散作用,与平均运动和边界条件几乎没有联系,所以可以近似认为各向同性。大涡模拟的方法就是基于这样的认识产生的。它对

流体运动中起重要作用的大尺度涡旋采用直接数值求解,而对起较小作用的亚网格小尺度涡旋则采用模型求解。该方法具有较高的计算精度,能够反映出流体中的脉动速度,获得比雷诺平均方法更多的湍流信息,对空间分辨率的要求远远小于直接数值模拟方法,可以模拟较高雷诺数和较复杂湍流,但是计算精度不如直接数值模拟。

直接数值模拟方法^[18] (Direct Numerical Simulation, 即 DNS): 直接求解 N-S 方程组,不引入任何模型,仅有的误差是由数值方法带入的。它具有极高的时空分辨率,能够捕捉湍流中各种尺度的涡旋结构在空间和时间上的演化过程,并且能够检测各种湍流模型的准确性,发展新的物理概念。但是,采用直接数值模拟方法求解全尺度湍流所需要的总的计算量正比于 R_L 的三次方,这对于工程实践中高雷诺数问题来说计算量是巨大的。所以,巨大的计算量成了限制湍流直接数值模拟发展和运用的主要障碍。

1.3 大气微环境流动和污染物扩散国内外研究进展

近年来,国内外学者已采用风洞实验、现场监测和数值模拟方法对大气微环境流动和污染物扩散现象进行了大量的研究。CHENG 和 CASTRO^[19]分别对顺排、等高立方体矩阵群;叉排、等高立方体矩阵群;叉排、不等高立方体矩阵群模型进行了风洞试验,结果表明在粗糙次层 (Roughness Sub Layer) 中存在强烈的三维湍流,粗糙次层和惯性次层 (Inertial Region、Log Region) 内的平均速度能够用单一的对数函数来描述。确定了每个表面粗糙次层、惯性次层 (对数率区) 的厚度,发现虽然不等高立方体矩阵群和等高立方体矩阵群在惯性次层厚度的上限极值上是一致,但是对于粗糙次层,不等高立方体矩阵群比等高立方体矩阵厚,这个增加了真实城市下垫面不存在惯性次层的可能性,并认为粗糙次层的厚度与来流方向无关。MARUYAMA 和 ISHIZAKI^[20],对日本某一城市区域进行了风洞试验研究,他们得出的结果表明大气边界层在高度上可以划分成三个区域,分别为尾流区 (Wake Region)、对数率区 (Log Region)、和下层区 (Urban Canopy),并认为尾流区内的平均速度剖面分布不符合对数定律,对数率区内的平均速度剖面分布符合对数定律,下层区内的平均速度剖面分布和下垫面结构、位置、阻力系数和摩擦速度有密切关系。在尾流区内,湍流强度和雷诺剪切应力随着高度的增大而减少,在对数率区,雷诺剪切应力几乎保持一个常数。KASTNER-KLEIN

和 ROTACH^[21]在风洞中构建了法国南特市某一中心区域模型,研究了下层区内和上方的流动特征。依据实验数据,提出了计算对数率区平均速度剖面和剪切应力剖面的参数化经验公式,平均速度剖面符合对数函数定律,并且关联了平均速度经验公式中的参数 Z_0 、 D_0 和剪切应力经验公式中的参数 Z_s 、 D_s 。在下层区内或粗糙次层内,采用了局部尺度参数确定方法来计算其速度剖面分布,这些公式与全尺度测量数据满意的吻合。KUBOTA^[22]等人构建了日本主要城市 22 种典型居民小区的风洞模型,研究了居民小区建筑物覆盖率和小区内人步行高度上平均风速的关系,给出了利用居民小区建筑物覆盖率来评价小区内风环境的方法。

DAVIDSON^[23]等人对下游点源在立方体矩阵群内扩散进行了风洞研究,他们发现在立方体矩阵群内,流线的分离、聚合和湍流结构的改变是影响扩散的两个主要因素。MFULA^[24]等人在边界层风洞中构建了用立方体矩阵群表示的城市下垫面,研究了不同污染源位置、不同下垫面密度对污染物扩散的影响。他们发现污染源影响的范围随着面密度的增大而增大,但是这个面密度存在一个临界值,一旦超过这个临界值,污染源影响的范围和面密度的关系将被减弱。随着污染源离建筑物位置的渐远,建筑物区域污染物平均浓度的空间变化将明显减落。YASSIN^[25]等人对日本东京某一区域内污染物扩散进行了风洞试验,研究了不同的风向对污染物扩散的影响,认为风向对污染物的扩散产生重要的影响。HEISE^[26]等人在风洞试验中研究了 12 种不同路面构造对交通污染物(线源)扩散的影响。结果表明相对于平坦路面,12 种路面结构都起到了降低地平线平面上污染物浓度的作用,减弱程度最小的路面是两边没有噪声障上凸的路面,减弱程度最大的路面是两边有噪声障下凹的路面,在平坦路面两边设置噪声障,对降低地平线平面上污染物浓度作用很大。

YEE^[27]等人分别利用具有高瞬时清晰度的浓度探测器和声波风速计现场测量了大气边界层上游点源(puff)扩散的瞬时浓度场和平均速度场,并采用 L 动量(L-Moments)来描述各个统计变量的概率分布,其中 L 动量(L-Moments)表示的是变量采集样本本次序统计量的某一线性组合的数学期望。结果表明最大瞬态浓度的概率密度符合伽马分布。ROTACH^[28]等人对瑞士巴塞尔市某一区域进行了边界层内流动和污染物扩散现场实验。他们在这个区域内设置了两个屋顶水平高度的点源和 19 个测试点。实验结果表明,尽管存在复杂的下垫面和屋顶水

平高度的点源释放,但是还是能观察到充分发展的羽流,并且在城市区域街道峡谷内垂直方向上的浓度梯度几乎为零,在水平面上羽流(plume)的浓度接近高斯分布。TOMLIN^[29]等人对伦敦市中心某一繁忙十字路口的空气流动、车流量、一氧化碳浓度进行了现场测量。他们发现从风向这个因素出发,由于来自街道峡谷的流动在十字路口融合,那么十字路口空气流动的复杂性和湍流强度将大大增加,再加上十字路口附近庞大的车流量,导致这里测量的时间平均一氧化碳浓度最高,但是从风速大小这个因素出发,时间平均一氧化碳最高浓度发生在街道峡谷下游,而不是在十字路口。污染物扩散机理和屋顶水平面的流动关系密切,屋顶水平面流动方向微小的变化将导致街道内平均速度方向和湍流强度发生明显变化,从而影响一氧化碳的扩散和导致一氧化碳浓度明显的空间变化。

HASSAN^[30]等人利用 k-epsilon 湍流模型模拟了二维街道峡谷内流动和扩散现象。模拟结果显示街道峡谷内出现明显的流向涡旋,最高污染物浓度出现在逆风建筑物东面墙的下边缘,最低污染物浓度出现在顺风建筑物西墙上边缘。ZHANG^[31]等人利用 k-epsilon 湍流模型对单个立方体模型进行流动和扩散模拟。他们用 Froude 数表示来流的层化(湍流)程度,发现当 Froude 数小于 3 时,模拟结果和实验结果有较大的误差;当 Froude 数大于等于 3 时,单个立方体附近的流动结构与来流的层化程度关联很小。KIM^[32]等人利用 RNG k-epsilon 湍流模型模拟了用立方体矩阵群表示的城市街区下垫面内空气流动和扩散现象。研究了不同风向对城市街区内空气流动和扩散的影响,并发现风向对街区内的流动和污染物扩散产生明显的影响。他们根据风向和城市街区下垫面内平均流动特征把流动划分成三种模式:当风向垂直于建筑物顶面法线方向时出现第一种流动模式,这时在逆风建筑东面产生的入口旋涡关于街道峡谷中心对称,入口旋涡的水平截面位于顺风建筑物的下边缘,在峡谷的中心位置,速度的 y 轴分量几乎为零;当风向与建筑物顶面法线方向的夹角在 5-20 度之间时出现第二种流动模式,这时入口旋涡出现的位置和第一种模式相似,但是入口旋涡的水平截面位于街道峡谷中心和逆风建筑的东北角;当风向与建筑物顶面法线方向的夹角在 25-45 度之间时出现第三种流动模式,这时入口旋涡的水平截面位于逆风建筑北墙和东墙后。他们还发现除了入流角度为零时,随着入流角度的增大,扩散出街道峡谷的污染物减小,当入流角度为零时,污染物集中输运到街道峡谷两边,然后扩散出街道

峡谷。XIE^[33]等人对用随机分布矩阵群表示的城市下垫面内流动进行大涡模拟研究 (LES)。他们把下垫面内空间平均速度分布、雷诺应力分布、湍动能分布结果与之前用大涡模拟和直接数值模拟方法研究的均匀分布矩阵群结果做比较,发现虽然在空间平均统计量上存在一定的相似性,但是在湍流统计量上存在明显的差异。COCEAL^[34]等人对用规则矩阵群表示的城市下垫面内流动进行直接数值模拟 (DNS) 研究。他们研究了矩阵群内的平均速度分布、雷诺应力分布、压差阻力等,统计结果和风洞试验取得了满意的吻合。他们发现时间平均流动结构在矩形群内产生明显的分散应力 (Dispersive Stress), 湍流脉动分量对平均速度的影响是不可忽略的, 尤其相对于下冠层来说。SMOLARKIEWICZ^[35]等人利用大涡模拟方法对一个五边形复杂模型下垫面进行数值模拟。他们分别采用贴体坐标转换方法 (Terrain-Following Coordinate Transformation of Gal-Chen and Somerville-GCT) 和浸没边界法 (Immersed Boundary Approach-IBM) 来模拟复杂的下垫面, 结果表明在测试点上的一阶、二阶动量统计量和风洞试验结果取得了满意的一致。虽然两种方法都适合于大涡模拟, 并且浸没边界法的计算效率更高, 但是 GCT 的计算精度要高于 IBM 方法, 并且认为贴体坐标转换方法和浸没边界法不是仅限于平缓的下垫面, 也适合复杂的下垫面。YU-HENG TSENG^[36]等人对真实城市下垫面 (美国巴尔的摩市区) 内流动和污染物扩散进行了大涡模拟。他们分别进行了亚网格模型、网格尺度数值测试, 认为非流线体分布 6-8 个网格点和亚网格相关的拉格朗日动态模型 (Scale-Dependent Lagrangian Model) 是大涡模拟真实城市下垫面内流动和污染物扩散需要的最小网格尺度和最佳的亚网格模型。XIE^[37]等人对伦敦市中心某一区域下垫面内流动和点源扩散进行了大涡模拟, 并研究了两个点源扩散的关联系数, 为更好的理解线源扩散提供了参考。他们认为采用小至 1m 的空间网格尺度和 1s 的时间步长能够对真实城市下垫面进行比较准确的模拟。研究结果表明建筑物尺寸和相对位置对流动产生明显的影响, 点源位置只对离点源较近区域内污染物扩散产生明显的影响, 而远场污染物的浓度则对点源位置不敏感, 点源扩散关联系数明显与风向和建筑物几何结构和相对位置有关。

吕萍等^[38]人利用数值模拟方法研究了街道峡谷高宽比以及街道两侧建筑物对称性对峡谷内流场及汽车排放污染物扩散规律的影响。研究结果表明, 街道峡

谷高宽比以及两侧建筑物高度对称性决定街谷内流场及污染物浓度场的特征,各类型街道峡谷内污染物扩散水平从强到弱依次为迎风面建筑物高度大于背风面建筑物高度的街道峡谷;迎风面建筑物高度小于背风面建筑物高度的街道峡谷;平行型街道峡谷。这些结果对居民小区规划和城市建筑规划都有较大的指导意义。田丰^[39]等人对一个街道峡谷型交叉口内流动和机动车排放的污染物扩散进行数值模拟。结果表明,在相同高度条件下,交叉口处与处于下风向的街区内污染物浓度明显高于其他街区;风向对污染物浓度的分布起到决定性的作用,平行风向街区内的污染物浓度最高;交叉路口处气流的掺混导致气流速度降低,使得平行风向街区内的污染物可以向两侧垂直风向的街区内扩散,起到稀疏交叉路口处地面附近污染物浓度的作用。张宇^[40]等人利用大涡模拟方法对一个单体建筑物周围气流场和污染物扩散进行了模拟研究,研究结果很好地模拟出单体建筑物周围流场结构,特别是建筑物顶部和建筑物侧面的气流回流现象。研究发现,单体建筑周围污染物的分布对污染源的位置很敏感,特别是对于建筑物背风面空腔区的近地面污染物浓度。汪新^[41]等人采用大涡模拟方法对一个上风低源排放的烟流在孤立建筑物周围扩散现象进行了数值模拟。研究结果表明,建筑物尾流区平均浓度场的分布和大小不仅取决于局部流场,在很大程度上也受到烟流抬升和马蹄涡的影响。周莉^[42]等人对高层建筑物风场和风压力进行数值模拟,获得了不规则形状的单体建筑物在不同风向下的流场和风压力分布,并对三幢一字排列高层建筑群进行模拟,将其结果与单体建筑物进行了比较。结果表明,沿着风的流向,在风受到第一个阻碍后的空间区域里,旋涡分布最强烈,压力梯度最大,是最危险的受力区。模拟建筑群的结果表明建筑物间距不能过小,否则建筑物将受风载影响过大而发生较大变形,进而影响到建筑寿命。史瑞丰^[43]等人利用大涡模拟方法对澳门荷兰园小区从早 7:00 到晚上 17:00 的风场和交通污染物浓度的分布进行研究。作者采用了浸没边界和分布阻力元相结合的方法,实现了对复杂建筑物下垫面的有效处理,并且采用了拉格朗日动态亚网格模型来封闭方程组。通过比较不同位置处的污染物浓度,分析了建筑物几何结构对污染物扩散的影响;通过研究不同街道峡谷内污染物浓度的分布情况,获得了城市小区内污染物扩散的细节特征。

1.4 室外热环境国内外研究进展

对于城市室外热环境,国内外学者采用了现场测量、数值模拟、热红外遥感技术方法进行研究,在一系列研究中,取得了一定的成果。目前,一种比较实用的研究方法是对室外的空气温度、空气湿度、风速、太阳辐射强度等一些热物理参数进行现场测量,然后同时对室外人群进行问卷调查,然后定性的分析室外热物理参数对人体热舒适度的影响关系,或者采用 PMV 的方法预测室外热物理参数并与实测结果进行比较^[13]。BAKER^[44]等人分别在春、夏、冬季,对英国剑桥市中心 4 个公共活动区域进行了现场热物理参数测量,包括空气温度、空气湿度、风速、太阳辐射强度等,并且对一千多人进行了现场问卷调查,然后通过测量数据和问卷调查的对比,总结出室外活动人体舒适度的条件,但是他们也指出单一的问卷调查是不足于充分认识室外热环境。NAGARA^[45]等人对日本大阪市某一商业区室外热环境进行现场测量和问卷调查,他们取得了与调查者主观感受趋势相同的热物理参数测量结果,同时他们认为调查者的主观感受与其暴露在室外的时间也有关系。他们建议在出口和室外之间构建一个缓冲区,这对徒步者的热舒适度起到积极的作用。YANNAS^[46]等人对伦敦中心某些区域进行了现场测量实验,测试结果表明几个临近测试点之间的空气温度、相对湿度、光照强度存在着明显的差异。在伦敦 Embankment 区域,早上九点两个测试点之间的温度差异最大,光照强度随着太阳高度角和地形的变化而变化,在中午三点光照强度差异最大。在伦敦市的其它测量区域,测量结果表现出相似的趋势。他们认为太阳辐射和植被分布是影响区域热环境的两个重要因素,并且在繁忙狭长的街道峡谷内温度一般较高。作者认为,这些测量结果表明各种因素对城市热环境的影响没有统一的标准,从而使我们能够通过一些微小合宜的人为干预来避免恶劣的热环境,比如热岛效应。BONAN^[47]等人对美国科罗拉多州一个居民小区进行现场测试。结果表明,在夏季草地温度比非草地低,说明水分蒸腾作用的重要性。草坪布置方式和住宅密度对小区内热环境产生明显的影响,稀疏建筑区域的热量能够通过临近的空间通风散热出去,而建筑密集区则不能。所以植被分布、建筑物密度等对科罗拉多州居民区内的热环境产生重要的影响。

ALI-TOUDERT^[48]等人利用 ENVI-MET 模型研究了对称街道峡谷在不同高宽比和朝向条件下对人行热舒适度的影响,并采用生理等价温度(Physiologically Equivalent Temperature-PET)来评价人体热舒适度。研究结果表明不同的高宽比

和朝向对街道峡谷内 PET 的空间分布和极端热环境的形成产生明显的影响, 研究结果对街道峡谷的设计和居民小区内建筑物的相对分布提供了指导。TAKAHASHI^[49]等人对东京市三个区域内的热环境进行数值模拟, 它们分别是: 商业和居民混合区、大学校园区域、露天广场。他们计算了区域的空气温度、湿度、风速和边界层热通量。结果表明没有大面积绿化的露天广场、商业和居民混合区的空气温度明显要比具有大面积绿化的大学校园高, 并且模拟结果和现场测试结果满意的吻合, 但是在高度为 45m 的平面上, 热通量的模拟结果却比现场测试结果偏低 40%。作者认为, 这可能与简化的下垫面模型有关系。HONJO^[50]等人用数值模拟的方法研究了绿化面积、绿化规划对城市热环境的影响。结果表明, 绿化对城市热环境影响的程度和范围与绿化面积和绿化面积间隔策略有关, 小面积多间隔分布是最佳的绿化策略。HUANG^[51]等人对东京市中心某一商业区热环境进行数值模拟研究。该数值方法耦合了空气对流、城市下垫面的长波辐射和建筑物的一维导热。采用标准有效温度 (Standard Effective Temperature-SET, 它是 ASHRAE 提出的关于人体对热环境反应的综合指数, 它包括了空气温度、风速、湿度和辐射的综合影响) 的空间分布来评价热环境舒适度。从 1.5m 高度水平面的 SET 分布来看, 作者认为这一区域的热环境在夏季比较恶劣, 并且认为冷却塔对区域热环境的改善起到很小的作用, 因为热焓、潜热都向天空扩散。CHEN^[52]等人对深圳市某一居民小区内热环境进行数值模拟研究, 计算了这个区域内的速度分布、温度分布、湿度分布和平均辐射温度分布 (MRT)。作者采用 SET 的空间分布来评价居民小区内的热环境舒适度。根据计算结果, 作者提出了改进小区内热环境的建议, 比如改进建筑物外形、改进绿化分布等等。CHEN^[53]等人运用数值模拟方法研究了人为释热、表面反射率、绿化、水分蒸发作用、交通容量等因素对日本东京 OTEMACHI 和 KYOBASHI 两个区域热环境的影响, 其中 OTRMACHI 区域主要分布着高层建筑, 而 KYOBASHI 区域则以中层建筑为主。研究发现在两个区域, 由汽车等交通工具释放的热量增加了人行高度 (1.5m) 水平面上空气的温度。在 OTRMACHI 区域, 虽然由空调释放的热量对人行高度水平面上空气温度没有明显的影响, 但是提高了区域局部温度, 并且对低风速狭长街道内的温度升高产生了明显的影响。

赵敬源和刘加平^[54]利用街道峡谷动态模型, 对典型街道峡谷进行温度场数

值模拟。研究了街道峡谷不同的高宽比、下垫面材料、蒸发率以及不同街道峡谷走向、不同立面形式对街道峡谷内热环境的影响。作者认为,高度比变化带来的是正、反两方面的影响,不应孤立分析,在七种模拟工况中,高宽比在 1: 1.1 时,街道峡谷内热舒适度最佳。在街道峡谷这种封闭环境下,单纯地提高下垫面反射率对改善街道峡谷热环境的作用极其有限。提高下垫面蒸发率对改善街道峡谷热环境非常有效。不用走向街道峡谷热环境的差异主要表现在热环境峰值持续时间长短上,而对峰值大小并无明显影响。街道峡谷两侧建筑表面凹凸起伏对热环境十分不利。街道峡谷是城市户外空间和居民小区内的基本构成单元,研究结果对街道峡谷的设计、城市户外建筑物、居民小区内建筑物的相对分布提供了指导。李先庭^[55]等人对某一单体建筑室外热环境进行了数值模拟,通过采用建筑物和周围下垫面能量平衡方程组与室外空气流动方程相结合的方法,求解了下垫面的逐时温度及空气温度分布。在每个时间步长内,采用了稳态方法计算室外空气温度,而对于下垫面温度,则采用逐时太阳直射区域温度和日影区域温度的方法。解决了空气流场计算时间步长与下垫面计算时间步长不一致的问题。该方法大大降低了数值模拟的计算时间和内存需要。模拟结果与现场测量结果取得了满意的一致性。陈宏^[56]运用 CFD 方法,对进行绿化后建筑外墙壁面的温度以及室外空间的风向、风速、空气温度、相对湿度、平均辐射温度的空间分布进行数值模拟。从而对建筑物外壁绿化所产生的城市热环境改善效果进行定量分析研究。结果表明,外壁绿化能够降低建筑物外壁表面温度、室外空气温度以及平均辐射温度,但是,同时也产生室外风速降低、相对湿度上升等不利影响。李晓峰^[57]对深圳某住宅小区热环境进行数值模拟,获得室外热环境优劣的详细信息,从而优化小区内建筑布局和园林设计。作者在室外长、短波辐射计算方面,解决了蒙特卡洛算法中射线发射受计算单位形状影响而导致的不均匀性问题,使得蒙特卡洛-杰勃哈方法在室外大空间运用中提高了数值模拟计算速度并保证计算精度,并解决了室外空气流动、太阳辐射和固体导热耦合计算问题。王菲^[58]等人对济南某小区内热环境进行数值模拟研究,研究了四种不同工况下,太阳辐射作用引起的温升情况,对不同建筑密度、下垫面材料、风速对小区内热环境的影响进行了比较。结果表明,小区建筑密度较小时,在同样的太阳辐射强度条件下,引起的小区温升较大,改变下垫面条件,加强自然通风可以改善室外热环境质量。

总之,国内外学者都对大气微环境流动、污染物扩散和热环境进行了大量的实验研究和数值模拟计算,取得了丰硕的成果。从简单的矩阵群实验到真实城市下垫面的实验研究,从雷诺平均方法到大涡模拟方法,都充分体现了大气微环境研究的不断进步和完善。但是由于大气微环境问题的复杂性,随机扰动和复杂的下垫面几何结构都可能对微环境产生较大影响,这给研究者带来巨大的挑战,特别是在数值模拟方面。由于目前计算机水平的限制,不可能采用直接数值模拟的方法研究复杂下垫面内的微环境问题。虽然大涡模拟方法已经成功得到运用,但是我们还需要在空气流动的物理机制和湍流模拟方法上进行更加深入的研究,以便深入地揭示和更精确的预测大气微环境的物理过程。

1.5 本论文的研究内容

基于大气微环境上述研究背景,本文作者对杭州某居民小区内的微环境(风环境、污染物环境和热环境)进行了数值模拟的研究。具体来说,本学位论文的研究内容和章节安排如下:

第一章是本课题的研究背景、意义和文献综述。主要阐述了研究城市居民小区内微环境(主要指风环境、污染物环境和热环境)的背景和意义,并分别总结了国内外大气微环境流动、污染物扩散和室外热环境的研究进展。

第二章主要介绍了描述居民小区内微环境(主要指风环境、污染物环境、热环境)的控制方程及其这些控制方程的封闭形式和离散求解这些控制方程的数值方法。

第三章作者对杭州某一居民小区内夏季典型风环境进行了稳态(RANS)数值模拟。介绍了该居民小区的建模过程,网格生成过程及其计算过程采用的数值方法和边界条件,并对数值结果进行了较为深入的定性和定量分析,得到了一些有意义的结论,为住宅规划设计提供了一定的参考和帮助。

第四章作者采用大涡模拟(LES)方法对小区内汽车尾气污染物(二氧化氮)的扩散现象进行了数值模拟研究。对污染物扩散的模拟结果做了定性和定量的分析,并得出了一些有意义的结论。

第五章作者采用雷诺平均(RANS)方法对小区室外热环境进行了数值模拟研究。分析了杭州2009年7月21日14时居民小区内的热环境,着重比较了不同地表材料(嵌锁石块或草地)对小区室外热环境的影响(14时),得出了一些

有意义的结论，为改善小区夏季室外热环境提供了一定的参考依据。

第六章对全文进行了总结及以后工作的展望。

第2章 居民小区微环境数值模拟的基本理论和方法

2.1 引言

众所周之,流动、传热和扩散现象普遍地存在于自然界及各个工程领域中,其具体的表现形式多种多样。所有这些形式多样的流动、传热和扩散过程都由最基本的3个物理规律控制,即质量守恒、动量守恒和能量守恒定律。那么,在流动、传热和扩散问题中这些守恒定律的具体数学表达式,即控制方程,分别是连续性方程、动量守恒方程、能量守恒方程和标量输运方程。这些方程是流动、传热和扩散过程的普适性方程,要使一个过程区别于另一个过程,我们必须对这个过程说明一个单值性条件(初始条件和边界条件)。我们知道,对于工程实际中遇到的许多复杂几何形状和边界条件的问题,由于数学上的困难无法得出其分析解,特别是动量守恒方程的分析解。另一方面,在近几十年中随着电子计算机技术的飞速发展,采用数值方法对控制方程进行数值求解得到迅速的发展。对物理问题进行数值求解的基本思想是:把原来在时间、空间上连续的物理量的场,用有限个离散点上的值来表示,通过求解按一定数值方法建立起来的关于某个物理量值的代数方程,来获得离散点上物理量的值。这些离散点上被求解物理量值的集合称为该物理量的数值解^[59]。本章介绍了描述居民小区内微环境(主要指风环境、污染物环境、热环境)的控制方程和离散求解这些控制方程的数值方法。

2.2 居民小区内风环境的控制方程及其封闭形式

城市居民小区内的空气流动受建筑物的阻挡,伴随着流动的分离、旋涡的产生,形成复杂的湍流流动。虽然湍流运动内部结构十分复杂,但是它仍然遵循连续介质的一般动力学规律,即质量守恒定律和动量守恒定律,那么湍流运动就能够用简单的连续性方程和动量守恒方程(Navier-Stoke 方程)来描述。在惯性系中粘性流动的连续性方程和动量守恒方程^[17]如下:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho v_i) = S_m \quad 2-1$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_j) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho v_j v_i) = \frac{\partial}{\partial x_i}(\tau_{ji}) + F_j \quad 2-2$$

上述方程适合于可压缩流体和不可压缩流体, 其中 S_m 表示流体中的质量源或汇, 是分散的第二相加到连续相的附加质量, 比如液滴的蒸发, 和用户自定义的质量源项。动量方程中的 F_j 是 x_j 方向上的外力, 比如重力、电场力等。其中 $\tau_{ji} = (-p + \mu' \nabla \cdot \vec{u}) \delta_{ji} + \mu D_{ji} - \frac{2}{3} \mu \nabla \cdot \vec{u} \cdot \delta_{ji}$, 它称为广义牛顿粘性应力公式^[17]。其中, p 表示静压, μ 是粘性系数, μ' 是第二粘性系数, $D_{ji} = \frac{\partial v_j}{\partial x_i} + \frac{\partial v_i}{\partial x_j}$, 它表示流体变形速率张量, δ_{ji} 是克罗内克数, 是一个单位二阶张量, 当 $i = j$ 时, $\delta_{ji} = 1$; 当 $i \neq j$ 时, $\delta_{ji} = 0$ 。我们知道对于大多数牛顿流体, 第二粘性系数 $\mu' = 0$, 那么在不可压缩流体的条件下, 我们可以获得 $\tau_{ji} = -p \delta_{ji} + \mu D_{ji}$ (不可压缩流体, 则 $\nabla \cdot \vec{u} = 0$)。

2.2.1 雷诺平均方法

速度的脉动场刻画了湍流运动, 并且这些脉动有可能是小尺度高频率的, 由第一章描述可知, 要想在工程实践中全尺度计算湍流运动, 即直接数值模拟, 在计算量上将是不能承受的。因此, 在工程上我们一般采用时间平均或其它方法过滤掉流场中的小尺度脉动从而降低计算量。这里我们介绍了采用雷诺平均方法^[17]来处理流场中小尺度脉动的方法。根据一些试验研究我们可以获得以下结论, 在湍流状态下, 粘性仍然存在, 因此流体仍然受正压力和剪切应力的作用; 由层流转变为湍流是内部流体结构的改变, 并无任何新的力系作用到流体上。我们知道湍流中的流动特征变量虽然都随时间和空间的变化而变化, 但是任一瞬时的运动仍然符合连续介质流动的特征, 流场中任何一空间点都适合粘性流体流动的基本方程。因此, 基本方程中任一瞬时变量都可以用平均量和脉动量之和代替, 并且可以对整个方程进行时间平均运算。以下我们从粘性流动基本方程组出发, 采用雷诺平均方法推导出描述湍流运动的基本方程组。设空间坐标点上流体微团的瞬时速度为 v_i , 平均速度为 $\bar{v}_i$, 脉动速度为 v'_i ; 瞬时压力为 p_i , 平均压力为 $\bar{p}_i$, 脉动压力为 p'_i ; 瞬时密度为 ρ , 平均密度为 $\bar{\rho}$, 脉动密度为 ρ' , 那么微团的瞬

时速度可以表示为 $v_i = \bar{v}_i + v_i'$ ，瞬时压力为 $p_i = \bar{p}_i + p_i'$ ，瞬时密度为 $\rho = \bar{\rho} + \rho'$ ，把它们代入 2-1，并对方程取时间平均，可得

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \bar{v}_i + \overline{\rho v_i'}) = S_m \quad 2-3$$

和式 2-1 相比，方程 2-3 多出了一个脉动密度和脉动速度相关量的散度 $-\frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{\rho v_i'})$ 。对于不可压缩流体由于密度为常数，并且在 $S_m = 0$ 的条件下，我们

可得平均速度和脉动速度的散度为零，即

$$\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_i} = 0 \quad 2-4$$

$$\frac{\partial v_i'}{\partial x_i} = 0 \quad 2-5$$

在 $\mu' = 0$ 和 μ 为常数的条件下，我们把上述的瞬时速度、瞬时压力和瞬时密度的表达式代入动量守恒方程，即式 2-2，然后对方程取时间平均，引用平均运算关系式，并且移项、整理、微分运算等，可得

$$\begin{aligned} \bar{\rho} \frac{D \bar{v}_j}{Dt} = & -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \mu \frac{\partial^2 \bar{v}_j}{\partial x_i \partial x_i} + \frac{\mu}{3} \frac{\partial}{\partial x_j} (\nabla \cdot \bar{\mathbf{v}}) + \bar{F}_j - \frac{\partial}{\partial t} \overline{\rho v_j'} \\ & + \frac{\partial}{\partial x_i} (-\overline{\rho v_i' v_j'} - \bar{v}_i \overline{\rho v_j'} - \bar{v}_j \overline{\rho v_i'} - \overline{\rho v_i' v_j'}) \end{aligned} \quad 2-6$$

其中， $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v_i \frac{\partial}{\partial x_i}$ ，将式 2-6 和式 2-2 做比较我们可知，湍流平均运动方程

中多出了 5 个湍流附加项，其中 $\frac{\partial}{\partial t} \overline{\rho v_j'}$ 、 $-\frac{\partial}{\partial x_i} \overline{v_i \rho v_j'}$ 、 $-\frac{\partial}{\partial x_i} \bar{v}_j \overline{\rho v_i'}$ 是脉动密度

和脉动速度二重相关量， $-\frac{\partial}{\partial x_i} \overline{\rho v_i' v_j'}$ 是脉动速度的二重相关量， $-\frac{\partial}{\partial x_i} \overline{\rho v_i' v_j'}$ 是脉

动密度和脉动速度三重相关量。对于不可压缩流体，相对于 $-\frac{\partial}{\partial x_i} \overline{\rho v_i' v_j'}$ ， $\frac{\partial}{\partial t} \overline{\rho v_j'}$ 、

$-\frac{\partial}{\partial x_i} \overline{v_i \rho v_j'}$ 、 $-\frac{\partial}{\partial x_i} \bar{v}_j \overline{\rho v_i'}$ 、 $-\frac{\partial}{\partial x_i} \overline{\rho v_i' v_j'}$ 可以忽略，并且 $\nabla \cdot \bar{\mathbf{v}} = 0$ 。因此，我们可

以得到不可压缩流体的湍流平均运动方程, 即

$$\rho \frac{D\bar{v}_j}{Dt} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \mu \frac{\partial^2 \bar{v}_j}{\partial x_i \partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \overline{v_i v_j}) + \bar{F}_j \quad 2-7$$

上式我们称之为雷诺方程。它与常粘性不可压流动动量方程相比, 多出了一个

$-\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \overline{v_i v_j})$, 我们称之为雷诺应力项。它是一个二阶对称的应力张量, 是由湍

流脉动引起的作用在流体上的附加应力, 它表示通过相应表面的动量传递速度。由于多出了一个雷诺应力项, 因此湍流运动方程组本身不封闭。可见, 如果不找出脉动速度和平均速度之间的关系, 雷诺平均湍流方程组很难应用于解决实际工程问题。但是, 脉动速度和平均速度之间的精确数学关系到目前为止还不可能获得。除了应用经典的湍流统计理论来研究湍流运动之外, 目前运用最广泛的方法是对某些相关量给出一些半经验的假设, 来使雷诺平均湍流方程组封闭, 然后结合具体物理问题的单值性条件来求解方程组。以下介绍了主要的经典湍流模型。

2.2.1.1 零方程模型

零方程模型是用平均速度的梯度来关联雷诺应力, 从而使湍流运动方程组封闭。它分为两类, 一类是由 Boussinesq 提出的湍流粘性理论^[60], 另一类是由 Prandtl 提出的混合长度理论^[60]。

在 Boussinesq 湍流粘性理论中, 它把雷诺应力表示为:

$$-\rho \overline{v_i v_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) \quad 2-8$$

其中, μ_t 为湍流粘性系数, 为了求解雷诺方程, 我们还必须给出 μ_t 的表达式。

在湍流粘性理论中, 基于湍流各向同性的前提, Boussinesq 假设流体微团湍流脉动引起的动量交换机理能与气体分子运动引起的粘性应力的机理相类比, 所以 μ_t 可以认为是常数。但是, 这个假设只有在一些简单的湍流运动中才成立, 对于大多数湍流问题这个假设不成立, 即 μ_t 不能被认为是一个常数。一般在实际工程运用中, μ_t 的值是根据具体的工程问题由实验确定, 比如, 对于圆孔自由射流, $\mu_t = 0.0016 v_0 \cdot d$, 其中 v_0 为射流初始速度, d 圆孔孔径。

在 Prandtl 混合长度理论中, 他类比了气体分子动力学理论中分子自由行程

的概念,提出了混合长度参数 l_m ,这个参数表示湍流脉动微团在通过这段距离内保持脉动速度值不变,这个说明湍流微团的相互碰撞与气体分子之间的碰撞类似,即只有湍流微团运动距离大于混合长度时,湍流微团的碰撞才有可能发生。其中,对于 x 、 y 平面内的湍流剪切应力可以表示为:

$$\tau'_{xy} = -\overline{\rho v'_x v'_y} = \rho v_t \frac{d\overline{v_x}}{dy} \quad 2-9$$

其中, $v_t = l_m^2 \left| \frac{d\overline{v_x}}{dy} \right|$, 称为湍流交换系数(湍流运动粘性系数)。根据这个理论,

我们就能把雷诺应力项转换成混合长度参数 l_m 的函数,所以我们只要从实验或假设中得出 l_m 的变化规律,我们就可以对各种工程问题求解湍流运动方程组。从上

式我们可以看出,当 $\frac{d\overline{v_x}}{dy} = 0$ 时, $v_t = 0$,这个结论与湍流实验结果和湍流理论不

符合。Prandtl提出了以下的修正公式:

$$v_t = l_m^2 \left[\left(\frac{d\overline{v_x}}{dy} \right)^2 + (l'_m)^2 \left(\frac{\partial^2 \overline{v_x}}{\partial x^2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad 2-10$$

其中, l'_m 为附加混合长度,虽然增加了计算量,但是这个公式使计算和实验结果吻合的更好。但是,由于分子运动和湍流脉动在本质上存在区别,所以这个理论自身存在缺陷,并且它不适用于环形通道流动、旋流和存在回流的湍流运动。

2.2.1.2 单方程模型

这个单方程^[17]指的是湍流脉动动能方程,这样使湍流运动方程组封闭。

Prandtl在1945年提出把 μ_t 表示成如下形式:

$$\mu_t = \rho C_\mu k^{\frac{1}{2}} l \quad 2-11$$

其中, C_μ 为经验常数, l 为湍流特征长度, $k = \frac{1}{2}(\overline{v_x'^2} + \overline{v_y'^2} + \overline{v_z'^2})$,为湍流动能。

由上面讨论可知要使湍流运动方程组封闭,我们就需要建立关于湍动能 k 的控制方程。我们可以在动量守恒方程的基础上推导出脉动流的能量方程式,用 v_i

($i = x, y, z$)分别去乘不可压缩流体的N-S各个对应下标的方程,然后相加、取

时间平均值, 我们可得脉动流的能量方程式 (湍流动能 k 的控制方程):

$$\frac{\partial(k)}{\partial t} + \overline{v_i} \frac{\partial(k)}{\partial x_i} = -\frac{1}{\rho} \overline{v_k} \frac{\partial p}{\partial x_k} + \nu \overline{v_k} \frac{\partial^2 \overline{v_k}}{\partial x_i^2} - \overline{v_i v_k} \frac{\partial v_k}{\partial x_i} - \overline{v_i v_k} \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \quad 2-12$$

其中, $k = \frac{1}{2}(\overline{v_x^2} + \overline{v_y^2} + \overline{v_z^2})$, 为湍流脉动动能的时均值。从上式我们可以看到, 时均流不断地对脉动流传送能量, 从而维持湍流脉动。但是, 脉动流能量方程的引入并没有使湍流运动方程组达到完全的封闭, 它还需要实验确定 2-11 式中的 l , 即湍流特征长度。

2.2.1.3 双方程模型

由上面的讨论可知, 单方程模型还需要实验确定湍流特征长度 l 后, 才能使湍流运动方程组达到真正的封闭。但是在一些复杂的湍流流动中, 湍流特征长度 l 很难确定。所以, 研究者在单方程模型的基础上, 增加了一个方程来使湍流方程组达到完全封闭。目前工程上应用最为广泛的双方程模型为 $k-\varepsilon$ 双方程湍流模型。它可以分为标准 $k-\varepsilon$ 模型^[61] (Standard $k-\varepsilon$)、重正规化群 $k-\varepsilon$ 模型^[62] (Renormalization group RNG $k-\varepsilon$) 和 Realizable $k-\varepsilon$ ^[63] 模型。这三种 $k-\varepsilon$ 湍流模型在形式上具有相似性, 都包括关于 k 和 ε 的控制方程, 主要的区别如下^[64]。

- 1: 湍流粘性系数 μ_t 的计算方法不同
- 2: 控制 k 和 ε 扩散的湍流 Prandtl 数不同
- 3: ε 控制方程中的湍动能产生率项不同

对于标准 $k-\varepsilon$ 模型, 湍流粘性系数 μ_t 表示为:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad 2-13$$

在 Boussinesq 假设的条件下, 式 2-12 可以简化成如下形式:

$$\frac{Dk}{Dt} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left[\overline{v_i \left(\frac{p}{\rho} + k \right)} \right] - \overline{v_i v_k} \frac{\partial v_k}{\partial x_i} - \nu \overline{\left(\frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right)^2} + \nu \frac{\partial^2 k}{\partial x_i^2} \quad 2-14$$

这个方程引进了三个新的未知项 $\overline{v_i p}$ 、 $\overline{v_i v_k}$ 和 $\nu \overline{\left(\frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right)^2}$ 。因此, 我们需要对这些项做出经验和半经验假设, 其中广泛运用的是 Mellor^[65]、Herring^[66] 和 Spalding^[17]

等提出的假设, 他们的假设如下:

$$\overline{v_i \left(\frac{\dot{p}}{\rho} + k \right)} = -\frac{v_i}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \quad 2-15$$

$$\overline{v \left(\frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right)^2} = C_d \frac{k^{\frac{3}{2}}}{l} \quad 2-16$$

$$\overline{v_i v_k} = -v_i \left(\frac{\partial \overline{v_i}}{\partial x_k} + \frac{\partial \overline{v_k}}{\partial x_i} \right) \quad 2-17$$

其中, l 表示湍流特征长度, σ_k 代表湍动能湍流扩散 Prandtl 数。于是, 我们就可以得到不可压缩各向同性湍动能 k 的控制方程:

$$\rho \frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{\mu_{eff}}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + \mu_t \left(\frac{\partial \overline{v_i}}{\partial x_k} + \frac{\partial \overline{v_k}}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \overline{v_k}}{\partial x_i} - \rho C_d \varepsilon \quad 2-18$$

其中, $\mu_{eff} = \mu_t + \mu$, $\varepsilon = \frac{k^{\frac{3}{2}}}{l}$ 。对于不可压缩各向同性湍流耗散率 ε 的控制方程,

我们可以通过对不可压缩 N-S 方程两边求偏导数 $\frac{\partial}{\partial x_i}$ ($i=1, 2, 3$), 再乘上因

子 $2 \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial v_i}{\partial x_i}$, 再将各个瞬时变量的时均值和脉动值代入, 然后取时间平均化简,

最后进行数量级比较和经验半经验假设, 我们可获得不可压缩各向同性湍流耗散率 ε 的控制方程^[17]:

$$\rho \frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{\mu_{eff}}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + \frac{\varepsilon}{k} (C_1 G_k - C_2 \rho \varepsilon) \quad 2-19$$

其中, σ_ε 表示湍流耗散率湍流扩散 Prandtl 数, $G_k = -\overline{\rho v_i v_k} \frac{\partial \overline{v_k}}{\partial x_i}$, 表示由平均速

度梯度引起的湍流动能产生率, C_1 、 C_2 、 C_μ 为经验常数。

对于重正规化群 $k-\varepsilon$ 模型, 它的 k 和 ε 控制方程在形式上和标准 $k-\varepsilon$ 模型相似, 但是它包括了以下几点改进^[67]:

- 1: 相对于标准 $k-\varepsilon$ 模型中的 ε 方程, 重正规化群 $k-\varepsilon$ 模型的 ε 方程中增加了一个附加项 R_ε , 这项的加入明显的改进了快速切变流的计算精度。这

是重规范化群 $k-\varepsilon$ 模型和标准 $k-\varepsilon$ 模型的最大区别

2: 提供了计算 k 和 ε 湍流扩散 Prandtl 数的公式, 而标准 $k-\varepsilon$ 模型中的 k 和 ε 湍流扩散 Prandtl 数为常数

3: 提高了计算旋转气流流动的精度

4: 标准 $k-\varepsilon$ 模型只适合于高雷诺数计算, 而重规范化群 $k-\varepsilon$ 模型在它的湍流粘性系数表达式中考虑了低雷诺数的影响

对于重规范化群 $k-\varepsilon$ 模型, 它的湍流粘性系数表示成如下的微分方程形式:

$$\rho \left(\frac{\rho^2 k}{\sqrt{\varepsilon \mu}} \right) = 1.72 \frac{\left(\frac{\mu_t}{\mu} + 1 \right)}{\sqrt{\left(\frac{\mu_t}{\mu} + 1 \right)^3 - 1 + C_v}} d \left(\frac{\mu_t}{\mu} + 1 \right) \quad 2-20$$

其中, $C_v \approx 100$ 。这个表达式使模型能够更好的处理低雷诺数和近壁面流动。它的 k 和 ε 控制方程表达式如下:

$$\rho \frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\alpha_k \mu_{eff} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + \mu_t \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{v}_k}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{v}_k}{\partial x_i} - \rho C_d \varepsilon \quad 2-21$$

$$\rho \frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\alpha_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + \frac{\varepsilon}{k} (C_1 G_k - C_2 \rho \varepsilon) - R_\varepsilon \quad 2-22$$

其中, $G_k = -\rho \bar{v}_i \bar{v}_k \frac{\partial \bar{v}_k}{\partial x_i}$, α_k 和 α_ε 分别为重规范化群 $k-\varepsilon$ 模型中 k 和 ε 湍流扩散

Prandtl 数, 它们的计算公式如下:

$$\left| \frac{\alpha - 1.3929}{\alpha_0 - 1.3929} \right|^{0.6321} \left| \frac{\alpha + 2.3929}{\alpha_0 + 2.3929} \right|^{0.3679} = \frac{\mu_{mol}}{\mu_{eff}} \quad 2-23$$

其中, $\alpha_0 = 1$ 。 ε 方程中的 R_ε 表达式如下:

$$R_\varepsilon = \frac{C_\mu \rho \eta^3 \left(1 - \frac{\eta}{\eta_0} \right) \varepsilon^2}{1 + \beta \eta^3} \frac{1}{k} \quad 2-24$$

把上式代入式 2-22, 整理化简我们可得到另一种形式的 ε 控制方程, 具体形式如下:

$$\rho \frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\alpha_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + \frac{\varepsilon}{k} C_1 G_k - C_2^* \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad 2-25$$

其中, $C_2^* = C_2 + \frac{C_\mu \eta^3 \left(1 - \frac{\eta}{\eta_0}\right)}{1 + \beta \eta^3}$, C_1 、 C_2 、 C_μ 为经验常数, 这里的经验常数与

标准 $k-\varepsilon$ 模型中经验常数不同, $\eta_0 = 4.38$, $\beta = 0.012$, $\eta = Sk/\varepsilon$, 其中,

$$S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}, S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} \right), \text{ 从上式我们可以知道, 在强切变区域 } (\eta > \eta_0),$$

$C_2^* < C_2$, 从而使重正规化群 $k-\varepsilon$ 模型的湍流粘性系数比标准 $k-\varepsilon$ 模型中的湍流粘性系数小。因此, 相对于标准 $k-\varepsilon$ 模型, 重正规化群 $k-\varepsilon$ 模型更加适合于快速强切变流。

对于 Realizable $k-\varepsilon$ 模型, 它与标准 $k-\varepsilon$ 模型主要有以下两个方面的区别 [68]。

1: 采用了不同的湍流粘性系数表达式, 其中采用可变的 C_μ

2: 采用了基于均方差旋涡脉动动力学方程的 ε 控制方程

对于 Realizable $k-\varepsilon$ 模型, 它的湍流粘性系数表示为:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad 2-26$$

其中, C_μ 不是常数, $C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_s \frac{kU^*}{\varepsilon}}$, 在这里, $U^* = \sqrt{S_{ij}S_{ij}}$,

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} \right), A_0 = 4.04, \theta = \frac{1}{3} \cos^{-1} \left(\sqrt{6} \frac{S_{ij}S_{jk}S_{ki}}{\bar{S}^3} \right), S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} \right),$$

$$A_s = \sqrt{6} \cos \theta, \bar{S} = \sqrt{S_{ij}S_{ij}}.$$

Realizable $k-\varepsilon$ 模型的 k 和 ε 控制方程表达式如下:

$$\rho \frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{\mu_{eff}}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + \mu_t \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{v}_k}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{v}_k}{\partial x_i} - \rho C_d \varepsilon \quad 2-27$$

$$\rho \frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{\mu_{eff}}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + G_k - \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} \quad 2-28$$

其中, $G_k = \rho C_1 S \varepsilon$, $C_1 = \max \left[0.43, \frac{\eta}{\eta + 5} \right]$, $\eta = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \frac{k}{\varepsilon}$, σ_k 表示湍动能湍流

扩散 Prandtl 数, σ_ε 表示湍流耗散率湍流扩散 Prandtl 数, C_d 、 C_1 、 C_2 为经验常数, 这里的常数与标准 $k-\varepsilon$ 模型和重正规化群 $k-\varepsilon$ 模型的经验常数不同。 ε 控制方程中的 G_k , 湍流动能产生率中不包括湍动能 k , 这种形式能更好的表示能量输运过程。现在我们从数学角度出发来说明 Realizable $k-\varepsilon$ 模型更加具备物理上的真实解。不可压缩各向同性湍流的法相雷诺应力表达式为,

$$\overline{v^2} = \frac{2}{3}k - 2\frac{\mu_t}{\rho} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x}, \quad \mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad \text{从上式我们可知, 当满足 } \frac{k}{\varepsilon} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} > \frac{1}{3C_\mu} \text{ 条件时,}$$

法相雷诺应力 $\overline{v^2}$ 为负值。另一方面, 我们也可以从施瓦茨不等式看出, $\overline{v_\alpha v_\beta}^2 \leq \overline{v_\alpha^2} \overline{v_\beta^2}$, 当平均应变速率太大时, 施瓦茨不等式就得不到满足, 这些都违背了物理上的真实。为了保证满足法相雷诺应力为正值和施瓦茨不等式, Realizable $k-\varepsilon$ 模型改进了标准 $k-\varepsilon$ 模型和重正规化群 $k-\varepsilon$ 模型的 ε 控制方程和湍流粘性系数表达式, 使 C_μ 随着湍流运动而变化, 这样就保证了 Realizable $k-\varepsilon$ 模型处处具备物理上真实的解, 这也是模型名称 Realizable 的含义。

从上面的叙述我们可以知道, 标准 $k-\varepsilon$ 模型只适合于高雷诺数的湍流运动, 重正规化群 $k-\varepsilon$ 模型考虑了低雷诺数的影响, 并且它改进了旋转气流的模拟计算。Realizable $k-\varepsilon$ 模型是一种相对较新的双方程模型, 它保证了处处具备物理上真实的解, 特别对于平面射流和圆孔射流, Realizable $k-\varepsilon$ 模型明显的改善了计算精度。总体上说, Realizable $k-\varepsilon$ 模型和重正规化群 $k-\varepsilon$ 模型模拟精度比标准 $k-\varepsilon$ 模型高, Realizable $k-\varepsilon$ 模型和重正规化群 $k-\varepsilon$ 模型对不同的工程问题有各自的优缺点。最后综上所述, 湍流粘性系数表达式, k 和 ε 控制方程、连续性方程和动量方程组成了完整的求解湍流运动的封闭方程组, 即湍流运动基本方程组。

2.2.1.4 雷诺应力模型

上面所讨论的三种湍流模型, 即零方程模型、单方程模型和双方程模型, 都是基于湍流粘性假设。这类模型对于存在明显各向异性的湍流问题仍不能得到很好的结果。因此为了更好的模拟各向异性湍流, 许多学者放弃湍流粘性假设, 而直接建立雷诺应力控制方程, 使湍流运动方程组封闭。这种方法称为雷诺应力模型方法 (Reynolds Stress Model-RSM) [17]。

不可压缩 N-S 方程如下:

$$\rho \frac{Dv_j}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial x_j} + \mu \frac{\partial^2 v_j}{\partial x_i \partial x_i} + F_j \quad 2-29$$

把上式中的各瞬时值用时均值和脉动值代入, 然后用所得到的结果减去不可压缩流体的湍流运动方程, 即雷诺方程, 我们可得不可压缩流体的湍流脉动方程:

$$\rho \frac{\partial v_j'}{\partial t} + \rho v_i' \frac{\partial v_j'}{\partial x_i} + \rho \overline{v_i'} \frac{\partial v_j'}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho v_i' v_j' - \rho \overline{v_i' v_j'}) = -\frac{\partial p'}{\partial x_j} + \mu \frac{\partial^2 v_j'}{\partial x_i \partial x_i} \quad 2-30$$

用 v_i' 乘 j 方向的湍流脉动方程, 再用 v_j' 乘 i 方向的湍流脉动方程, 然后逐项相加, 再取时间平均, 我们就可以获得不可压缩流体的湍流应力方程:

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} \overline{v_i' v_j'} &= \frac{\overline{p'}}{\rho} \left(\frac{\partial v_j'}{\partial x_i} + \frac{\partial v_i'}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\frac{\overline{p'}}{\rho} (\overline{v_i' \delta_{jk}} + \overline{v_j' \delta_{ik}}) \right] + \nu \frac{\partial^2}{\partial x_k^2} \overline{v_i' v_j'} \\ &\quad - 2\nu \frac{\partial \overline{v_i'} \partial v_j'}{\partial x_k \partial x_k} - \left(\overline{v_i' v_k'} \frac{\partial v_j'}{\partial x_k} + \overline{v_j' v_k'} \frac{\partial v_i'}{\partial x_k} \right) - \frac{\partial}{\partial x_k} \overline{v_i' v_j' v_k'} \end{aligned} \quad 2-31$$

用上述类似的方法, 并且利用随机量的联合分布密度的正态分布规律, 我们可得三阶速度相关量方程:

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} \overline{v_i' v_j' v_k'} &= - \left(\overline{v_i' v_j' v_l'} \frac{\partial v_k'}{\partial x_l} + \overline{v_j' v_k' v_l'} \frac{\partial v_i'}{\partial x_l} + \overline{v_i' v_k' v_l'} \frac{\partial v_j'}{\partial x_l} \right) \\ &\quad - \left(\overline{v_k' v_l'} \frac{\partial}{\partial x_l} \overline{v_i' v_j'} + \overline{v_j' v_l'} \frac{\partial}{\partial x_l} \overline{v_i' v_k'} + \overline{v_i' v_l'} \frac{\partial}{\partial x_l} \overline{v_j' v_k'} \right) - \left(\overline{v_i' v_j'} \frac{\partial \overline{p'}}{\partial x_k} + \overline{v_j' v_k'} \frac{\partial \overline{p'}}{\partial x_i} + \overline{v_i' v_k'} \frac{\partial \overline{p'}}{\partial x_j} \right) \end{aligned} \quad 2-32$$

那么, 上述的湍流应力方程、三阶速度相关量方程、连续性方程和雷诺方程构成了形式上封闭的湍流运动方程组。虽然上面方程组达到形式上的封闭, 但是要直接求解这些方程在数学上还存在困难, 我们需要对方程进行模型简化^[17]。许多研究者都对方程进行了不同形式的简化, 得到了不同形式的湍流应力模型。比如, Hanjalic 和 Launder^[69]认为三阶速度相关量方程可以简化成如下形式:

$$\overline{v_i' v_j' v_k'} = -C_s \frac{k}{\varepsilon} \left(\overline{v_k' v_l'} \frac{\partial}{\partial x_l} \overline{v_i' v_j'} + \overline{v_j' v_l'} \frac{\partial}{\partial x_l} \overline{v_i' v_k'} + \overline{v_i' v_l'} \frac{\partial}{\partial x_l} \overline{v_j' v_k'} \right) \quad 2-33$$

在高雷诺数不可压缩各向同性湍流的条件下, 湍流应力方程中的压力扩散项和粘

性扩散项可以忽略,耗散项可以表示为 $2\nu \frac{\partial \overline{v_i'}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{v_j'}}{\partial x_k} = \frac{2}{3} \delta_{ij} \varepsilon$, 那么湍流应力方程能

表示成如下形式:

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} \overline{v_i' v_j'} = & -C_1 \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{v_i' v_j'} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right) + C_2 \left[\left(\overline{v_j' v_k'} \frac{\partial \overline{v_i'}}{\partial x_k} + \overline{v_j' v_k'} \frac{\partial \overline{v_i'}}{\partial x_k} \right) - \frac{2}{3} \left(\overline{v_i' v_k'} \frac{\partial \overline{v_j'}}{\partial x_k} \right) \right] - \frac{2}{3} \delta_{ij} \varepsilon \\ & + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[C_s \frac{k}{\varepsilon} \left(\overline{v_k' v_i'} \frac{\partial \overline{v_j'}}{\partial x_i} + \overline{v_j' v_i'} \frac{\partial \overline{v_k'}}{\partial x_i} + \overline{v_i' v_j'} \frac{\partial \overline{v_k'}}{\partial x_i} \right) \right] \end{aligned}$$

2-34

在式 2-33 和 2-34 中引入了新的未知量 ε , 为了使方程组封闭, 我们必须再增加一个耗散方程:

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = C_\varepsilon \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\frac{\varepsilon}{k} \overline{v_i' v_k'} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right] - C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \overline{v_k' v_i'} \frac{\partial \overline{v_i'}}{\partial x_k} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad 2-35$$

那么上式 2-32、2-33、2-34 就组成了湍流应力模型。其它形式的湍流应力模型参考文献^{[65]、[70]}。

由于雷诺应力模型不是基于湍流粘性假设而是直接建立雷诺应力的控制方程, 所以对于复杂各向异性湍流, 比如旋流运动, 这个模型比上述的单方程和双

方程模型更具有优势。但是由于引进了模型假设, 特别是对于 $\frac{\overline{p'}}{\rho} \left(\frac{\partial \overline{v_j'}}{\partial x_i} + \frac{\partial \overline{v_i'}}{\partial x_j} \right)$ 和

$2\nu \frac{\partial \overline{v_i'}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{v_j'}}{\partial x_k}$ 这两项的假设存在较大的误差, 所以影响了雷诺应力方法的求解精

度。从上面我们还可以看出, 对于三维雷诺应力模型我们需要求解 7 个附加输运方程, 这明显增加了计算量。因此, 对于一般的工程问题, 我们还是较多的采用 $k-\varepsilon$ 双方程模型。

2.2.2 大涡模拟方法

从第一章绪论可知, 大涡模拟方法的基本思想是直接计算大尺度脉动, 而模型求解小尺度脉动。所以, 实现大涡模拟的第一步就是过滤小尺度脉动。以下给出了常见的过滤小尺度脉动的方法。它们分别是: 谱空间低通滤波、物理空间的盒式滤波器、高斯过滤器、谱空间滤波和物理空间滤波的变换^[71]。

谱空间过滤就是令高波数（大于截断波数， λ_c ）的脉动等于零，相当于对脉动做低通滤波，低通滤波的最大波数称为截断波数，它表示为 $\lambda_c = \pi/l$ ， l 指谱空间对应的物理空间的滤波尺度。我们用 $\bar{f}(\lambda)$ 表示物理空间湍流脉动在谱空间的投影，用 $\bar{f}^<(\lambda)$ 表示谱空间过滤后的脉动，那么我们可得：

$$\bar{f}^<(\lambda) = F_l(\lambda) \bar{f}(\lambda) \quad 2-36$$

其中， $F_l(\lambda)$ 表示谱空间低通滤波器。对于各向同性的低通滤波器， $F_l(\lambda) = \theta(x)(\lambda_c - |\lambda|)$ ，这里，当 $|x| < 0$ 时， $\theta(x) = 0$ ； $|x| > 0$ 时， $\theta(x) = 1$ 。

对于复杂的湍流不可能在谱空间进行模拟计算，这时我们需要在物理空间将湍流脉动过滤掉。我们可以采用积分方法实现物理空间的低通滤波，用 $\phi(x)$ 表示任意湍流脉动， $\bar{\phi}(x)$ 表示过滤后的函数， $F_l(x)$ 表示滤波尺度为 l 的滤波函数，那么我们可得：

$$\bar{\phi}(x) = \int_V F_l(x, y) \phi(y) dy \quad 2-37$$

为了保证过滤过程物理量的守恒性，物理空间的滤波器必须满足正则条件，即

$$\int_V F(\eta) d\eta = 1 \quad 2-38$$

这里， V 表示过滤的空间体积。在物理空间常用的过滤器有各向同性的盒式滤波器和高斯过滤器。一维盒式滤波器的函数表示如下：

$$F_l(\eta) = \frac{1}{l} \theta(x) \left(\frac{l}{2} - |\eta| \right) \quad 2-39$$

如果将过滤函数 $F_l(x)$ 取作高斯函数，那么则称为高斯滤波器。上述过滤器和过滤尺度在全空间保持不变，属于物理空间均匀过滤器。均匀多维过滤器可以用乘积方法构成。

我们知道，物理空间的滤波器和谱空间的滤波器可以通过傅立叶积分变换互相转换。对2-37式进行傅立叶变换，我们可得谱空间的过滤公式：

$$\bar{\phi}^<(\lambda) = F_l(\lambda) \bar{\phi}(\lambda) \quad 2-40$$

式中， $\bar{\phi}^<(\lambda)$ 表示物理空间中 $\bar{\phi}(x)$ 的傅立叶变换； $F_l(\lambda)$ 表示物理空间过滤函数

$F_i(x)$ 的傅立叶变换; $\tilde{\phi}(\lambda)$ 表示物理空间任意湍流脉动 $\phi(x)$ 的傅立叶变换。下面我们给出大涡模拟的控制方程和亚网格模型, 我们采用式 2-37 对 N-S 方程在物理空间进行低通滤波。我们取滤波函数为如下形式:

$$F_i(x, y) = \frac{1}{V} \quad y \in V \quad 2-41$$

$$F_i(x, y) = 0 \quad y \notin V \quad 2-42$$

其中, V 为计算单位容积。那么, 不可压缩流动大涡模拟的控制方程如下^[72]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \bar{v}_i) = 0 \quad 2-43$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{v}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{v}_i \bar{v}_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad 2-44$$

其中, σ_{ij} 表示由于分子粘度引起的应力张量, τ_{ij} 表示亚网格应力, 它和雷诺应力相仿, 表示的是小尺度旋涡和大尺度旋涡间的动量输运。它们的表达式如下:

$$\sigma_{ij} = \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_i} \delta_{ij} \quad 2-46$$

$$\bar{\tau}_{ij} = \rho \bar{v}_i \bar{v}_j - \rho \bar{v}_i \bar{v}_j \quad 2-47$$

由于过滤而产生的亚网格应力 τ_{ij} 是一个未知量, 所以我们需要采用模型假设使大涡模拟方程组封闭。在 Boussinesq 假设条件下, 亚网格应力可以表示成如下形式:

$$\bar{\tau}_{ij} = \bar{\tau}_{ij} - \frac{1}{3} \bar{\tau}_{kk} \delta_{ij} + \frac{1}{3} \bar{\tau}_{kk} \delta_{ij} \quad 2-48$$

$$\bar{\tau}_{ij} - \frac{1}{3} \bar{\tau}_{kk} \delta_{ij} = -2 \mu_{sgs} \bar{S}_{ij} \quad 2-49$$

其中, 对于不可压缩流动, $\frac{1}{3} \bar{\tau}_{kk} \delta_{ij}$ 可以忽略或者并入 2-44 式的压力项。 μ_{sgs} 是

亚网格湍流粘性系数, $\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right)$ 。下面我们介绍几种常用的亚网格应力

模型, 它们分别是 Smagorinsky-Lilly^[73] 模型、动力 Smagorinsky-Lilly^[74] 模型 (Dynamic Smagorinsky-Lilly)、壁面适应局部旋涡粘性模型^[75] (Wall-Adapting

Local Eddy-Viscosity) 和动力亚网格动能模型^[76] (Dynamic Kinetic Energy Subgrid-Scale)。

在 Smagorinsky-Lilly 模型中, 亚网格湍流粘性系数表示成如下形式:

$$\mu_{sgs} = \rho L_s^2 |\bar{S}| \quad 2-50$$

其中, L_s 为亚网格混合长度, $|\bar{S}| = \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}$, 亚网格混合长度可以表示成如下形式:

$$L_s = \min(\kappa d, C_s V^{1/3}) \quad 2-52$$

其中, κ 为 Von Karman 常数, d 为到最近壁面的距离, C_s 为 Smagorinsky 常数, V 为计算单元容积。这个模型最大的不足之处在于它的 Smagorinsky 常数, 它认为 Smagorinsky 常数在整个流场保持不变, 但是实验发现它不是一个普适常数, 特别是对于近壁面区域。

在动力 Smagorinsky-Lilly 模型中, C_s 不再是一个常数而是随着流场变化而变化的一个动态量。

在壁面适应局部旋涡粘性模型中, 亚网格湍流粘性系数表示成如下形式:

$$\mu_{sgs} = \rho L_s^2 \frac{(S_{ij}^d S_{ij}^d)^{3/2}}{(\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij})^{5/2} + (S_{ij}^d S_{ij}^d)^{5/4}} \quad 2-53$$

其中, L_s 和 S_{ij}^d 表示成如下形式:

$$L_s = \min(\kappa d, C_w V^{1/3}) \quad 2-54$$

$$S_{ij}^d = \frac{1}{2}(\bar{g}_{ij}^2 + \bar{g}_{ji}^2) - \frac{1}{3}\delta_{ij}\bar{g}_{kk}^2$$

$$\bar{g}_{ij} = \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} \quad 2-55$$

其中, C_w 为模型常数。

上述讨论的 Smagorinsky-Lilly 模型和动力 Smagorinsky-Lilly 模型本质上是一种代数模型, 亚网格应力被参数化。动力亚网格动能模型考虑了亚网格尺度的湍流动能输运。亚网格动能和亚网格湍流粘性系数表达式如下:

$$k_{sgs} = \frac{1}{2} \left(\overline{v_k^2} - \overline{v_k}^2 \right) \quad 2-56$$

$$\mu_{sgs} = C_k k_{sgs}^{1/2} \Delta f \quad 2-57$$

其中, $\Delta f = V^{1/3}$ 。亚网格动能的控制方程如下:

$$\frac{\partial \overline{k}_{sgs}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{v_j k}_{sgs}}{\partial x_j} = -\overline{\tau_{ij}} \frac{\partial \overline{v_i}}{\partial x_j} - C_\epsilon \frac{k_{sgs}^{3/2}}{\Delta f} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_{sgs}}{\sigma_{sgsk}} \frac{\partial k_{sgs}}{\partial x_j} \right) \quad 2-58$$

其中, C_k 和 C_ϵ 由湍流场动态确定。 $\sigma_{sgsk} = 1$ 。以上过滤函数、控制方程和亚网格模型构成了大涡数值模拟的封闭方程组。

2.3 居民小区内污染物环境的控制方程

居民小区内污染物扩散属于组分输运过程, 它的物理过程满足组分输运控制方程。那么对于由 N 种组分组成的系统, 组分 j 的输运方程表达式如下^[77]:

$$\frac{\partial \rho Y_j}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho (v_i + V_{k,i}) Y_j \right) = S_j \quad 2-59$$

其中, Y_j 表示组分 j 的质量分数, $V_{k,i}$ 表示组分 j 扩散速度的 i 方向分量, S_j 表示源项。对于多组分扩散, 即 $N > 2$, 组分 j 的扩散速度 V_j 的控制方程如下 (Maxwell-Stefan 方程) ^[77]:

$$\nabla X_i = \sum_{j=1}^N \frac{X_i X_j}{D_{ij}} (V_j - V_i) + (Y_i - X_i) \frac{\nabla P}{P} + \frac{\rho}{i} \sum_{j=1}^N Y_i Y_j (F_i - F_j) \quad i=1, N \quad 2-60$$

其中, X 表示摩尔分数, Y 表示质量分数, V 表示扩散速度, $D_{ij} = D_{ji}$ 表示二元质量扩散系数, F 表示作用在组分上的体积力, N 表示总组分数。这里忽略了 Soret 效应, 即由温度梯度引起的质量扩散。由于上述方程的复杂性, 所以对于一般的工程问题, 我们采用以下的简化形式, 如果混合物只包含两种组分, 并且在压力梯度和体积力可以忽略的条件下, 我们可以获得以下的简化形式:

$$\nabla X_1 = \frac{X_1 X_2}{D_{12}} (V_2 - V_1) \quad 2-61$$

对于 $N=2$, 我们可得 $Y_1 + Y_2 = 1$ 和 $Y_1 V_1 + Y_2 V_2 = 0$ 。这时上式可以简化为如下形式:

$$V_1 Y_1 = -D_{12} \nabla Y_1 \quad 2-62$$

上式就是著名的 Fick 定律^[77]。这个表达式对于二元扩散是精确的,但是对于多元扩散我们需要采用更加精确的表达式。在多元扩散和 Hirschfelder、Curtiss 近似的前提下,我们可以获得以下简化形式^[77]:

$$V_j X_j = -D_j \nabla X_j \quad 2-63$$

$$D_j = \frac{1 - Y_j}{\sum_{k \neq j} \frac{X_k}{D_{kj}}} \quad 2-64$$

其中, D_j 为组分 j 在剩余混合物中的平衡扩散系数。只有在二元组分、压力梯度和体积力可以忽略的条件下, Fick 定律和 Hirschfelder、Curtiss 近似才是等价的。那么,我们联立式 2-59、2-63 和 2-64,就可以获得组分 j 的输运方程^[77]:

$$\frac{\partial \rho Y_j}{\partial t} + \frac{\partial \rho v_i Y_j}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho D_j \frac{W_j}{W} \frac{\partial X_j}{\partial x_i} \right) + S_i \quad 2-65$$

其中, $X_j = \frac{W}{W_j} Y_j$, 这里 W_j 为组分 j 的分子质量, W 为混合物的平均分子质量。

在居民小区的微环境流动中,污染物的扩散与脉动风场密切相关。因此,下面我们给出了过滤后的组分输运大涡模拟控制方程^[37]。

$$\frac{\partial \rho \bar{Y}_j}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{v}_i \bar{Y}_j}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho D_j \frac{W_j}{W} \frac{\partial \bar{X}_j}{\partial x_i} \right) + \bar{S}_i \quad 2-66$$

式 2-43、2-44、2-66 和亚网格应力模型就组成了小区内污染物扩散的大涡模拟控制方程。

2.4 居民小区内热环境的控制方程

凡是有温度差的地方,就有热量自发地从高温物体传向低温物体,或从物体的高温部分传向低温部分。自然界中热量传递有三种基本方式:导热、对流和热辐射。对于本课题研究的居民小区内的热环境,它主要包括太阳辐射、空气与壁面之间的对流换热、壁面自身的导热和壁面与壁面之间的辐射换热,这里的壁面指的是建筑物表面和地表。上述的能量输运过程都要满足能量守恒定律,下面我们给出了能量守恒方程的具体表达式^[77]:

$$\begin{aligned} \rho \frac{Dh_s}{Dt} = \frac{\partial \rho h_s}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho v_i h_s) = \frac{Dp}{Dt} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho \sum_{k=1}^N h_{s,k} Y_k V_{k,i} \right) \\ + \rho \sum_{k=1}^N Y_k F_{k,i} V_{k,i} + \tau_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + S \end{aligned} \quad 2-67$$

其中, $h_s = \int_0^T C_p dT$, 这里 $C_p = \sum_{k=1}^N C_{p,k} Y_k$, $\rho \sum_{k=1}^N Y_k F_{k,i} V_{k,i}$ 表示作用在组分 k 上的体

积力做的功, $\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} \right)$ 表示由导热引起的能量输运, $\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho \sum_{k=1}^N h_{s,k} Y_k V_{k,i} \right)$ 表示组

分扩散引起的能量输运, $\tau_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j}$ 是粘性耗散项, S 表示源项。在以下两种情况下,

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho \sum_{k=1}^N h_{s,k} Y_k V_{k,i} \right) = 0.$$

1: 混合物只含一种组分, 即 $N=1$

2: 混合物中的所有组分拥有一样的显焓, 即 $\sum_{k=1}^N h_{s,k} Y_k V_{k,i} = h_s \sum_{k=1}^N Y_k V_{k,i} = 0$

根据上面的讨论, h_s 可以表示成如下形式:

$$h_s = \int_0^T C_p dT = \sum_{k=1}^N h_{s,k} Y_k \quad 2-68$$

那么, 式 2-67 中的 $\rho \frac{Dh_s}{Dt}$ 可以表示成如下形式:

$$\rho \frac{Dh_s}{Dt} = \sum_{k=1}^N h_{s,k} \rho \frac{DY_k}{Dt} + \rho C_p \frac{DT}{Dt} \quad 2-69$$

在低马赫数或者不可压缩的条件下, 我们可以获得用温度表示的能量守恒方程 [77].

$$\begin{aligned} \rho C_p \frac{DT}{Dt} = \frac{\partial \rho C_p T}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho v_i C_p T) = \frac{Dp}{Dt} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) - \left(\rho \sum_{k=1}^N C_{p,k} Y_k V_{k,i} \right) \frac{\partial T}{\partial x_i} \\ + \rho \sum_{k=1}^N Y_k F_{k,i} V_{k,i} + \tau_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + S \end{aligned} \quad 2-70$$

下面我们来介绍能量守恒方程具体形式之一的辐射输运方程。在自身具有吸收、发射和散射辐射能的介质中, 沿着空间位置 $\vec{r}$ 的 $\vec{s}$ 方向上的辐射能满足以下控制方程, 即辐射输运方程 [78] (Radiative Transfer Equation):

$$\frac{dI(\vec{r}, \vec{s})}{ds} + (a + \sigma_s) I(\vec{r}, \vec{s}) = an^2 \frac{\sigma T^4}{\pi} + \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_0^{4\pi} I(\vec{r}, \vec{s}') \Phi(\vec{s}, \vec{s}') d\Omega' \quad 2-71$$

其中, $\vec{r}$ 表示位置向量, $\vec{s}$ 表示方向向量, $\vec{s}'$ 表示散射方向向量, I 表示辐射能强度, a 表示介质吸收系数, n 表示介质的折射率, σ_s 表示介质的散射系数, σ 表示斯忒藩-玻耳兹曼常数 ($5.672 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^4$), $\Phi(\vec{s}, \vec{s}')$ 表示介质的散射函数 (Scattering Function), 它表示从 $\vec{s}$ 方向散射到 $\vec{s}'$ 方向上的辐射能。 Ω' 表示空间立体角。我们把 $(a + \sigma_s)$ 称为介质的光学厚度 (Optical Thickness) 或者是介质的不透明性。到目前为止, 研究者们已经提出了众多的辐射模型, 比如 P-1 辐射模型理论^{[79][80]}、Rosseland 辐射模型理论^[80]、离散输运辐射模型理论^[81] (Discrete Transfer Radiation Model) 和离散坐标辐射模型理论^[82] (Discrete Ordinates Radiation Model)。离散输运辐射模型是一种相对简单的模型, 能够通过增加射线数目来增加计算精度, 但同时提高了计算量。它适用于广泛的光学厚度。但是, 该模型具有以下的限制: 假设所有表面为漫灰表面; 不包括介质散射; P-1 辐射模型相对与离散输运辐射模型来说具有以下几个优点: 较小的计算量; 考虑了介质的散射; 特别适合于光学厚度较大的燃烧辐射问题。但是, 它本身也有以下几点限制: 假设所有表面为漫灰表面; 对于光学厚度较小的问题, 模型精度依赖于几何形状的复杂性; Rosseland 辐射模型相对于 P-1 辐射模型来说更加节省计算时间和内存。但是, 这个模型只适合于光学厚度大的介质 (一般要求介质的光学厚度大 3); 离散坐标辐射模型适合于所有介质, 对于一般的角离散数量, 所需要的计算时间和内存都比较适中; 模型本身包括了介质的散射, 并且适合于各向异性的介质和半透明介质^[83]。以下我们介绍了离散坐标辐射模型^[84] (Discrete Ordinates Radiation Model)。

离散坐标辐射模型是对空间某一点, 比如笛卡尔坐标点 (x, y, z) , 进行有限的空间立体角离散, 每个离散的空间立体角用向量 $\vec{s}$ 标记, 然后再对每一个离散的空间立体角求解辐射输运方程, 它的数学表达式如下:

$$\nabla \cdot (I(\vec{r}, \vec{s}) \vec{s}) + (a + \sigma_s) I(\vec{r}, \vec{s}) = an^2 \frac{\sigma T^4}{\pi} + \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_0^{4\pi} I(\vec{r}, \vec{s}') \Phi(\vec{s}, \vec{s}') d\Omega' \quad 2-72$$

上式表达的是全波段辐射输运方程, 下式给出了光谱辐射输运方程

$$\nabla \cdot (I_\lambda(\vec{r}, \vec{s}) \vec{s}) + (a_\lambda + \sigma_s) I_\lambda(\vec{r}, \vec{s}) = a_\lambda n^2 I_{b\lambda} + \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_0^{4\pi} I_\lambda(\vec{r}, \vec{s}') \Phi(\vec{s}, \vec{s}') d\Omega' \quad 2-73$$

其中, λ 表示波长, a_λ 表示介质光谱吸收系数, $I_{b\lambda}$ 表示黑体光谱辐射能强度, 这里假设介质的散射系数、散射函数和折射率与波长无关。

我们知道黑体辐射力正比例于其热力学温度的四次方, 但是实际物体 (这里指固体和液体) 的辐射力并不严格地同其热力学温度的四次方成正比, 但要对不同物体采用不同方次的规律来计算, 在实用上很不方便。所以, 在工程计算中仍然认为一切实际物体的辐射力与其热力学温度的四次方成正比, 而把由此引起的修正包括到用实验方法确定的发射率中去。那么, 实际物体的辐射力表达式如下 [85]。

$$E = \varepsilon E_b = \varepsilon \sigma T^4 = \varepsilon C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4 \quad 2-74$$

其中, E 表示实际物体的辐射力, E_b 表示黑体辐射力, ε 表示实际物体的发射率, σ 表示斯忒藩-玻耳兹曼常数, C_0 表示黑体辐射常数 ($5.672W/m^2 \cdot K^4$)。

在本文的居民小区热环境研究中考虑了太阳辐射的影响。这里提供了两种比较经典的方法来考虑太阳辐射的影响: 一种是太阳射线追踪算法 [86] (Solar Ray Tracing), 另外一种离散坐标照射算法 [86] (Discrete Ordinates Irradiation)。太阳射线追踪算法的基本思想是将太阳辐射能作为热源项耦合到能量方程中。在太阳射线追踪算法中采用了遮蔽计算, 并根据计算区域具体的情况算出了耦合到能量方程中的热源。该算法追踪了直接太阳辐射的反射部分 (辐射遇到参与计算的壁面发生反射), 这部分能量称为内部散射能量 (Internally Scattered Energy), 并且只考虑一次反射, 然后通过面积加权把这部分反射辐射热通量中的一部分均匀分配到计算壁面上, 通过这种方式来考虑太阳辐射能在壁面的多次反射和吸收过程。太阳射线追踪算法不考虑壁面自身的辐射。如果需要考虑壁面自身的辐射, 我们就需要在太阳射线追踪算法的基础上加入辐射模型, 比如上述的 P-1 辐射模型或 Rosseland 辐射模型等。离散坐标辐照算法就是在计算区域内采用离散坐标辐射模型而在计算边界 (半透明壁面) 加载入射太阳辐射。

对于城市居民小区内空气流过固体壁面所发生的对流换热, 它的基本计算式

为牛顿冷却公式, 表达式如下^[85]:

$$q = h\Delta t \quad 2-75$$

其中, h 表示对流换热系数, Δt 表示壁面和流体的温度差, q 表示单位面积对流换热热量。上式只是对流换热系数 h 的一个定义式, 并没有确定 h 的具体表达式, 获得 h 的表达式的方法主要有以下四种: 分析法、实验法、比拟法和数值法, 其中实验法仍然是获得对流换热系数的主要手段, 随着实验测试技术和计算机技术的迅速发展, 比拟法已经较少运用。在分析法和数值解法中, 求解所得到的是流体的温度分布, 那么我们就需要知道对流换热系数与流体温度场之间的关系^[85]。在粘性流体贴壁无滑移边界条件和傅里叶定律条件下, 我们可以获得:

$$q = -\lambda \frac{\partial t}{\partial y} \Big|_{y=0} \quad 2-76$$

其中, $\frac{\partial t}{\partial y} \Big|_{y=0}$ 表示贴壁处壁面法线方向上的流体温度变化率; λ 为流体的导热系数。联立式 2-75, 我们可以获得:

$$h = -\frac{\lambda}{\Delta t} \frac{\partial t}{\partial y} \Big|_{y=0} \quad 2-77$$

上式就把对流换热系数与流体的温度场联系起来^[85]。

对于建筑物壁面的导热问题, 它必须要满足导热基本定律及基本方程。下面我们来介绍傅里叶定律和导热微分方程。温度场内任一点的热流密度 q , 其方向与温度梯度方向相反, 大小等于材料导热系数与温度梯度的乘积, 这就是傅里叶定律。它的数学表达式如下^[87]:

$$\vec{q} = -\lambda n \frac{\partial t}{\partial n} = -\lambda \text{grad} t \quad 2-78$$

其中, n 表示单位法向向量, $\frac{\partial t}{\partial n}$ 表示沿 n 方向的温度梯度, 上式只适合于均匀连续各向同性的材料。在各向异性的材料中, 沿 x 方向的热流密度 q_x 除了与该方向上的温度变化率 $\frac{\partial t}{\partial x}$ 有关外, 还与沿 y 、 z 方向的温度变化率 $\frac{\partial t}{\partial y}$ 、 $\frac{\partial t}{\partial z}$ 有关, 沿 y 、 z 方向的热流密度类同。具体可以表示为^[87]:

$$q_x = -\lambda_{xx} \frac{\partial t}{\partial x} - \lambda_{xy} \frac{\partial t}{\partial y} - \lambda_{xz} \frac{\partial t}{\partial z} \quad 2-79$$

$$q_y = -\lambda_{yx} \frac{\partial t}{\partial x} - \lambda_{yy} \frac{\partial t}{\partial y} - \lambda_{yz} \frac{\partial t}{\partial z} \quad 2-80$$

$$q_z = -\lambda_{zx} \frac{\partial t}{\partial x} - \lambda_{zy} \frac{\partial t}{\partial y} - \lambda_{zz} \frac{\partial t}{\partial z} \quad 2-81$$

由上述可以看出各向异性材料的导热系数是一个二阶张量。傅里叶定律的主要作用在于揭示连续介质中每一点的温度梯度与该点的热流密度的关系。而导热微分方程进一步揭示了连续介质中每一点的温度与相邻点的温度之间的关系,以及每一点温度与时间的关系。依据能量守恒定律与傅里叶定律,我们就可以获得导热微分方程。对于均匀连续、各向同性具有内热源的静止固体,它的导热微分方程表达式如下^[87]:

$$\rho c \frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial t}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial t}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial t}{\partial z} \right) + \Phi \quad 2-82$$

其中, $\rho c \frac{\partial t}{\partial \tau}$ 表示单位时间内微元体热力学能的增量,即非稳态项, Φ 表示内热源项,上式等号右边的前三项之和表示通过界面的导热而使微元体在单位时间内增加的能量,即扩散项,物性参数 ρ 、 c (比热容)、 λ 可以是常量,也可以是温度的函数。

2.5 数值方法

在过去的几十年内已经发展出了多种数值解法,它们的主要区别在于区域的离散方式、方程的离散方式和代数方程组的求解方法这三个环节上。运用比较广泛的数值解法主要有以下几种方法:有限差分法^[88] (Finite Difference Method, FDM),有限容积法^[88] (Finite Volume Method, FVM)和有限元法^[88] (Finite Element Method, FEM),现对这几种方法做简要叙述。

有限差分法:它是数值模拟最早采用的方法,至今仍被广泛运用。有限差分法将求解区域用与坐标轴平行的一系列网格线的交点所组成的点的集合来代替,主要以 Taylor 级数展开为基础,在每一个节点上将控制方程中每一个导数用网格节点上的函数值的差商来代替进行离散,从而建立以网格节点上的值为未知数的

代数方程组。该方法是一种直接将微分问题变为代数问题的近似数值解法,数学表达简单、直观。该方法从格式精度来划分,有一阶格式、二阶格式和高阶格式;从差分空间形式来看,有中心格式和逆风格式;考虑时间的影响,差分格式可以分为显示格式、隐式格式、显隐交替格式等。该方法的主要缺点是对复杂区域的适应性较差及数值解的守恒性难以保证。

有限元法:在有限元法中把计算区域划分成一系列元体,在每个元体上取数个节点作为节点,这部分工作量较大,除了给元体和节点进行编号和确定互相的关系之外,还要表示节点的位置坐标,同时还需要列出边界的节点序号和相应的边界值。然后根据变分原理或方程余量与权函数正交化原理,建立与控制方程等价的积分表达式来获得离散方程。接下来,我们需要根据元体中的节点数目及对精度的要求,选择满足一定插值条件的插值函数作为元体基函数。将各个元体中的求解函数用元体基函数的线性组合表达式进行逼近,再将近似函数代入积分方程,并对元体进行积分,可以获得含有待定系数(即元体中各个节点的参数值)的代数方程组,称为元体有限元方程。然后将计算区域中所有元体有限元方程按一定法则进行累加,形成计算区域有限元方程组。

有限容积法:它又称控制体积法。其基本思路是:将所计算的区域划分成一系列控制容积,每一个控制容积都有一个节点代表。通过将守恒型的控制方程对控制容积及时间间隔内对空间与时间做积分来导出离散方程。为了求出控制容积的积分,必须假设应变量在网格点之间的变化规律,即插值函数,假设的方式就是有限容积法中的离散格式。用有限容积法导出的离散方程能够得出直接的物理解释。它的物理意义就是因变量在有限大小的控制体积中的守恒原理。有限容积法得出的离散方程,要求因变量的积分守恒对任意一组控制容积都得到满足,对于整个计算区域,自然也得到满足,即离散方程能够保证守恒特性,这是它吸引人的优点。它是介于有限差分法和有限元法之间的一种方法,有限容积法只关心节点的数值,这与有限差分法相类似;在求解控制容积的积分时,需要假定插值函数,这又与有限元法相类似,但是与之不同的是这个插值函数只是用于积分的求解,当求出离散方程之后,这个插值函数便可放弃。它是目前数值计算中应用最为广泛的一种方法。

2.6 本章小结

本章内容为所研究课题的基础,作者首先介绍了风环境的基本控制方程,即连续性方程和动量守恒方程及处理这些方程的方法,包括雷诺平均方法和大涡模拟方法,这其中介绍了封闭雷诺应力项的几种常用方法,分别为零方程模型、单方程模型、双方程模型、雷诺应力模型和大涡模拟几种常用的过滤形式和亚网格模型。

其次介绍了污染物环境的基本控制方程,即组分输运方法或标量输运方程和过滤后的组分输运大涡模拟控制方程。

再次介绍了热环境的控制方程,即能量守恒方程,这其中介绍了能量守恒方程的具体形式之一的辐射输运方程及其演化模型-离散坐标辐射模型、两种比较经典的考虑太阳辐射影响的算法:太阳射线追踪算法与离散坐标照射算法和对流导热的基本控制方程。

最后,作者介绍了几种常见的数值方法-有限差分法、有限元法和有限容积法。

第 3 章 居民小区内风环境的数值模拟

3.1 引言

现代住宅规划设计中，形式的关注忽略了对住宅布局与风环境的考虑，不恰当的建筑室外规划与布局对区域内室外风环境带来以下三个主要问题：一是室外局部空间风速过大，超出人的活动及行人的舒适度要求，带来夏季不利的建筑自然通风和冬季冷风渗透能耗；二是室外空间、单体建筑通风不畅，影响夏季建筑室内外空间的通风降温效果；三是室外局部可能形成旋涡和死角，可能造成污染物聚集^{[2][3][43]}。从以上可知，居民小区内的风环境是其它微环境研究的基础。本章将在数值模拟的基础上，研究杭州某一居民小区内的风环境。

3.2 三维居民小区物理模型的建立

本文选取杭州某一典型居民小区作为数值模拟研究的对象。下图为该居民小区的俯视工程示意简图。如图 3-1 所示，整个居民小区一共有 29 幢建筑物，整

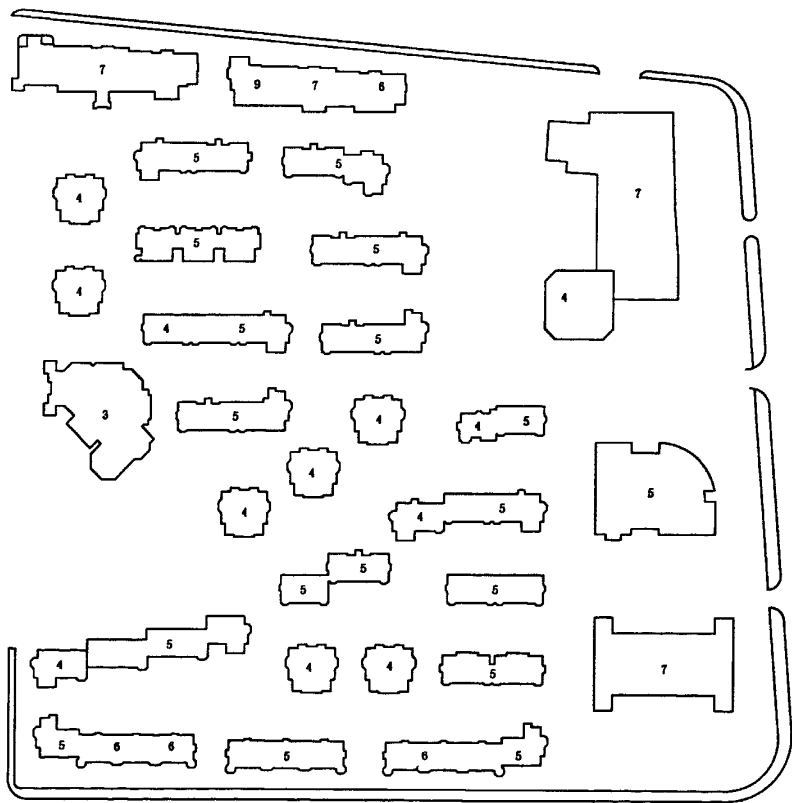


图 3-1 三维居民小区俯视工程示意简图（建筑物上的编号代表楼层层数）

个区域的大小为 $300\text{m}\times 300\text{m}$ ，建筑物上的编号代表楼层层数，每层高度为 2.75m 。

因为网格大小和计算量的限制，作者根据以下原则来简化居民小区实际工程图，即当建筑物的特征尺度比网格尺度还小时，我们就对建筑物这个特征尺度作简化处理，即忽略这个特征尺度。图 3-2 和图 3-3 就是对小区的工程图按照上述原则进行简化后的结果，即居民小区计算模型。图 3-2 是俯视图，图 3-3 是斜视图。图 3-2 和 3-3 显示的只是居民小区分布图，要想对小区室外微环境进行数值

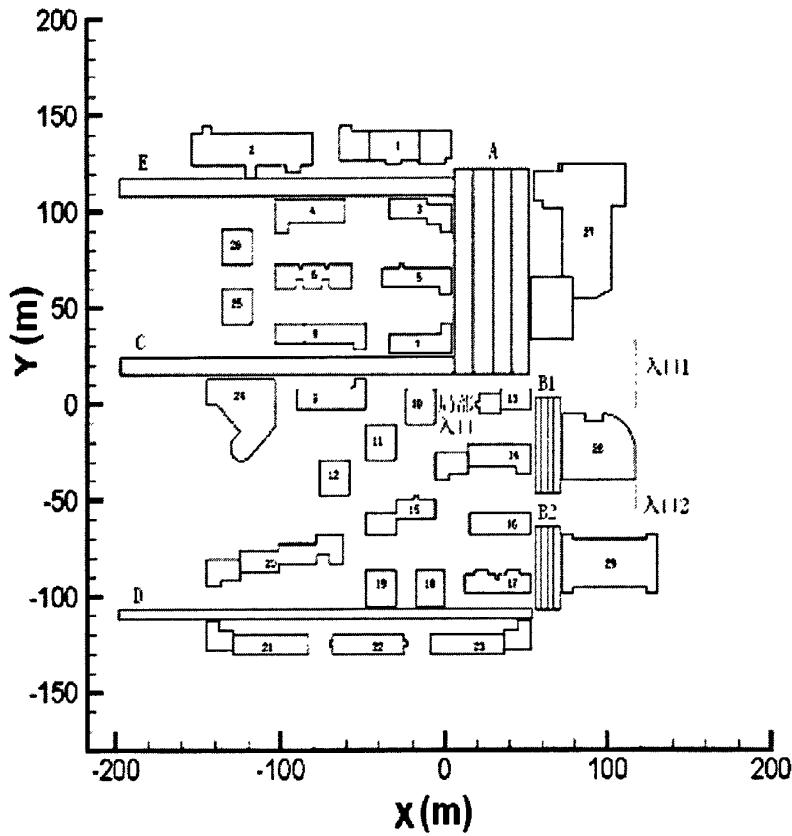


图 3-2 三维居民小区计算模型的俯视图（建筑物上的编号代表楼层编号）

计算，我们就需要设置有限的计算区域来包裹小区。图 3-4 显示了完整的计算区域。

3.3 计算网格的生成和数值方法

由于本文的计算区域和计算网格较大，网格质量对求解的收敛性和稳定性产生重要的影响，所以本文采用了分块划分的方法来生成结构正六面体网格（只有

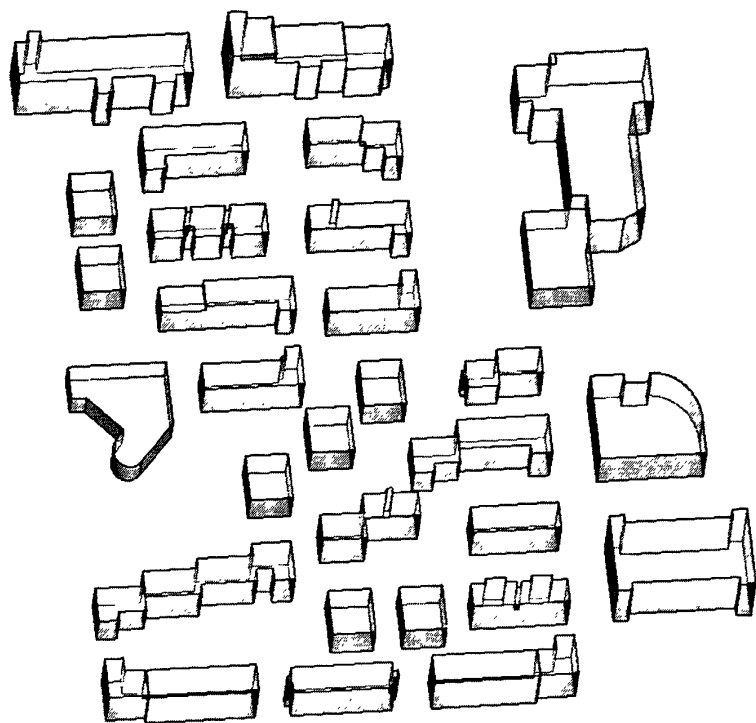


图 3-3 三维居民小区计算模型的斜视图

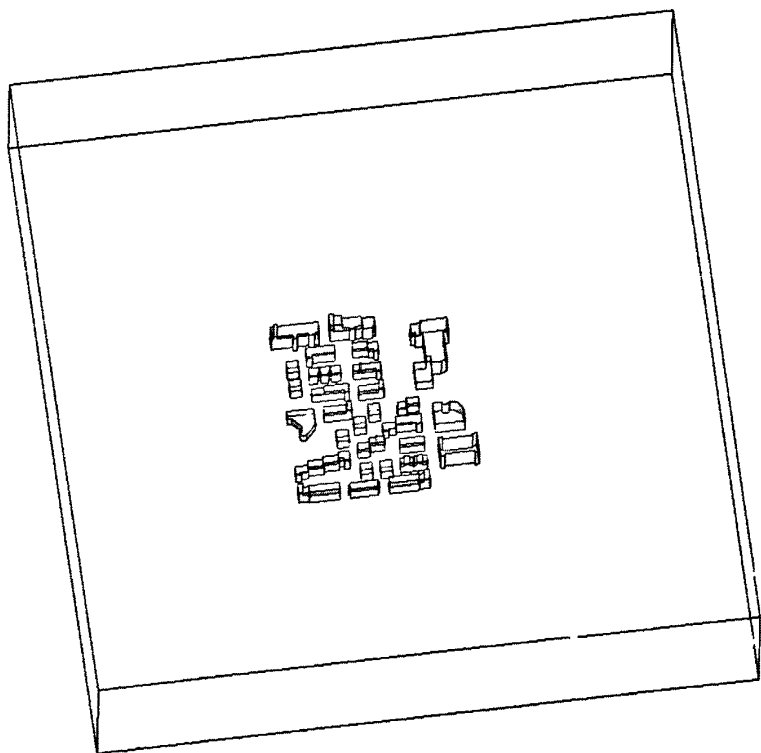


图 3-4 三维居民小区计算区域示意图

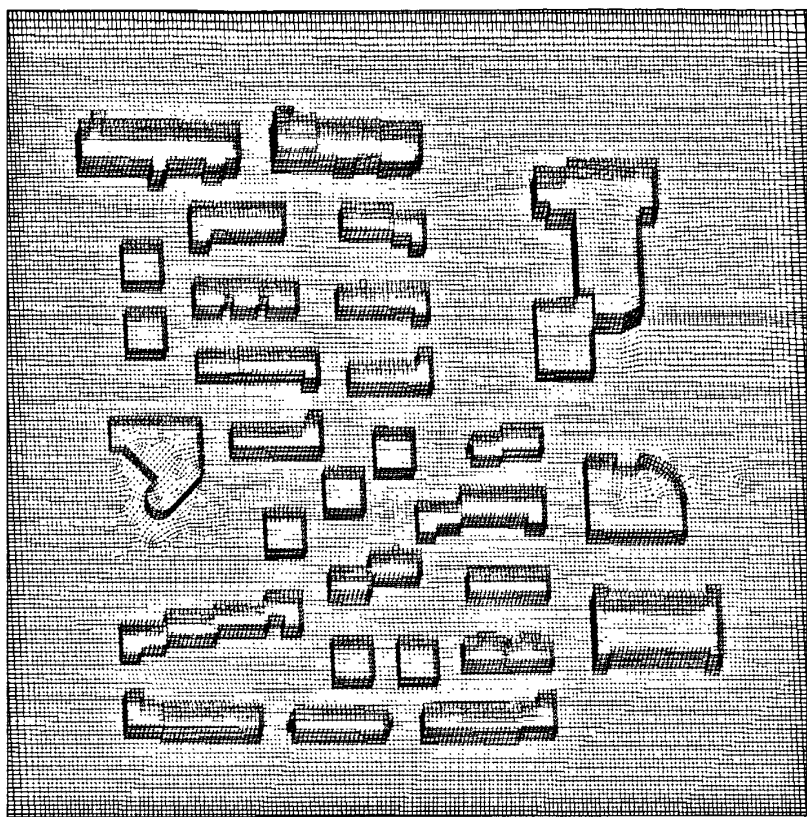


图 3-5 三维居民小区网格示意图

在局部区域采用非结构网格)。本文所取的计算区域大小 $1000\text{m}\times1000\text{m}\times100\text{m}$ ，在 $350\text{m}\times350\text{m}\times100\text{m}$ 区域内网格间隔大小为 $2\text{m}\times2\text{m}\times2\text{m}$ ，在该区域之外网格间隔大小为 $10\text{m}\times10\text{m}\times10\text{m}$ 。计算区域网格示意图如 3-5。整个计算区域的网格数为 3299602。本文采用的数值解法是有限容积法。由于计算网格数较大，本文采用了并行计算的方法，数值方法的并行化基于区域分解的思想，在 MPI 并行环境下求解离散化方程组。通过迭代法保证分区交界处重叠网格上解的连续性和守恒性。

3.4 计算区域的入流边界条件

我们知道居民小区内的大气风环境处在大气边界层中近地面层内(大气边界层中近地面层的厚度约 $50\text{m}\text{-}100\text{m}$)，所以在计算区域的入流边界设置均匀流 (Homogeneous Flow)来模拟大气边界层中近地面层是成功计算居民小区内风环境的首要条件。这里的均匀流表示所有变量的流向梯度等于零。本文采用的均匀流表示如下^[89]：

$$U = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left(\frac{z+z_0}{z_0} \right) \quad 4-1$$

$$k = \frac{u_*^2}{\sqrt{C_\mu}} \quad 4-2$$

$$\varepsilon = \frac{u_*^3}{\kappa(z+z_0)} \quad 4-3$$

$$u_* = \frac{\kappa U_h}{\ln \left(\frac{h+z_0}{z_0} \right)} \quad 4-4$$

其中, u_* 为摩擦速度, U_h 表示参考位置 h 处的平均速度, κ 表示 Von Karman 常数, z_0 表示空气动力学粗糙度, C_μ 表示模型常数。

3.5 计算实例与结果分析

本章作者对杭州某一居民小区内的风环境进行了数值模拟, 作者取杭州夏季典型的风速和风向 (指出现频率较高的风速和风向) 作为数值模拟的入流边界条件, 典型风向为东风, 典型风速为 $U_h = 1.2 \text{ m/s}$, 相应的 $h = 10 \text{ m}$ 。作者对小区内典型风环境进行了稳态模拟计算。计算区域和网格划分如上所述, 稳态计算的控制方程为式 2-3、2-7、2-26、2-27 和 2-28 (方程中的非稳态项为零), 即采用了 Realizable $k-\varepsilon$ 湍流计算模型。关于离散方法, 在空间离散方面动量方程的对流项采用了二阶精度迎风插值格式; 压力项采用了压力交错 (Pressure Staggering) 插值格式来计算控制容积交界面上的压力; 采用了 SIMPLEC (SIMPLE-Consistent) 压力-速度耦合算法^[90]; 离散代数方程组求解结合了点隐式线性化方法 (Gauss-Seidel) 和代数多重网格方法 (AMG)。稳态计算中使用的边界条件见表 3-1, 其中采用了标准壁面函数 (Standard Wall Function) 来处理流体的近地面流动。

3.5.1 小区内风环境模拟结果的定性、定量分析

建筑群内的流动模式是规划设计初期人们所关心的一个重要因素, 我们可以通过流动模式直观的获得建筑周围风环境和建筑群内通风、防风的大致情况。从

表 3-1 小区内稳态风场计算的边界条件

入口（Inlet）	$U = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left(\frac{z+z_0}{z_0} \right), \quad k = \frac{u_*^2}{\sqrt{C_\mu}},$ $\varepsilon = \frac{u_*^3}{\kappa(z+z_0)},$ $u_* = \frac{\kappa U_h}{\ln \left(\frac{h+z_0}{z_0} \right)}$
出口（Outlet）	压力出口（Pressure Outlet），出口表压为零（Gauge pressure=0）
底部（Bottom）	壁面边界（Wall），粗糙高度 $K_s = 0.00378\text{m}$ ，粗糙常数 $C_s = 0.7$
建筑物表面	壁面边界（Wall），粗糙高度 $K_s = 0.00255\text{m}$ ，粗糙常数 $C_s = 0.5$ 。
计算区域顶部（Top）	对称边界（Symmetric Boundary），即剪切应力和所有流动变量的法相梯度等于零。
计算区域侧面（Side）	对称边界（Symmetric Boundary），即剪切应力和所有流动变量的法相梯度等于零。

这个层面来说，我们的注意力往往集中在强烈涡旋出现的位置、速度突变的位置（一般指突然变大的情况）和建筑群内通风、防风的状况，因为这些因素可能会影响人的出行、活动和舒适度^[91]。下面作者对小区内夏季典型风环境进行了研究和分析。

3.5.1.1 流动模式

这时采用的典型入口风速表达式见表 3-1。为了对夏季小区内的流动模式进

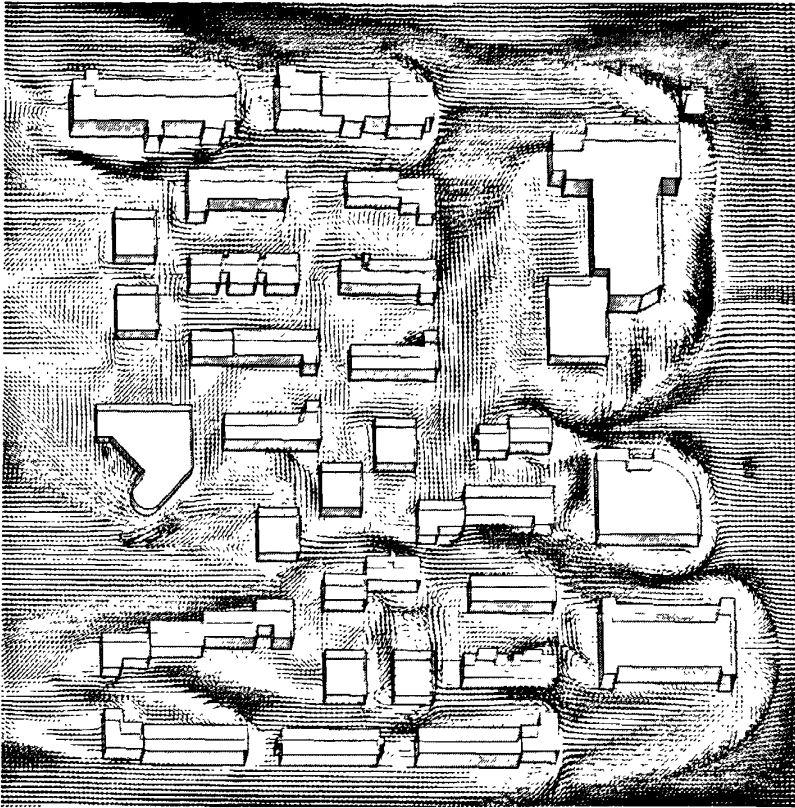


图 3-6 小区内风速矢量图 ($z=2\text{m}$)

行定性的分析，图 3-6、3-7 分别给出了小区内风速的矢量图和等值图（水平剖面，即垂直于 z 轴的水平剖面， $z=2\text{m}$ ）。从图 3-6 中我们可看出，整个小区内形成了复杂的风场，速度矢量发生了明显的变化。由于高层建筑物 27、28、29 的存在，来流（东风，即自东向西流动）在这些建筑物的迎风面发生了明显的分流。在图 3-8 和 3-9 中，我们可以明显的看到在建筑物的迎风面处形成了明显的逆向流动，这主要是来流的分流作用的结果，即流体从不同的截面流层流向该截面流层（ $z=2\text{m}$ ）。图 3-10、3-11 分别显示了不同高度的流线（ $z=5\text{m}$ 、 $z=3\text{m}$ 、 $z=7\text{m}$ ）在建筑物 27、28、29 的迎风面处向下方截面流动的示意图，即上层下行风^[2]。从流场的等值图，即图 3-7 中我们也可以清晰的看到逆向流动的现象。由不同流层流向 $z=2\text{m}$ 截面所形成的逆向流动与该层的来流混合，造成建筑底部空间复杂的风场，这些逆向流动与来流在迎风面上风向的某处会达到“平衡”，在图 3-8 和 3-9 中，我们可以明显的看到这个“平衡”线，在这条“平衡”线上存在一个“平衡”点，来流和逆流在这个点上开始沿着平衡线的两端流动。这个

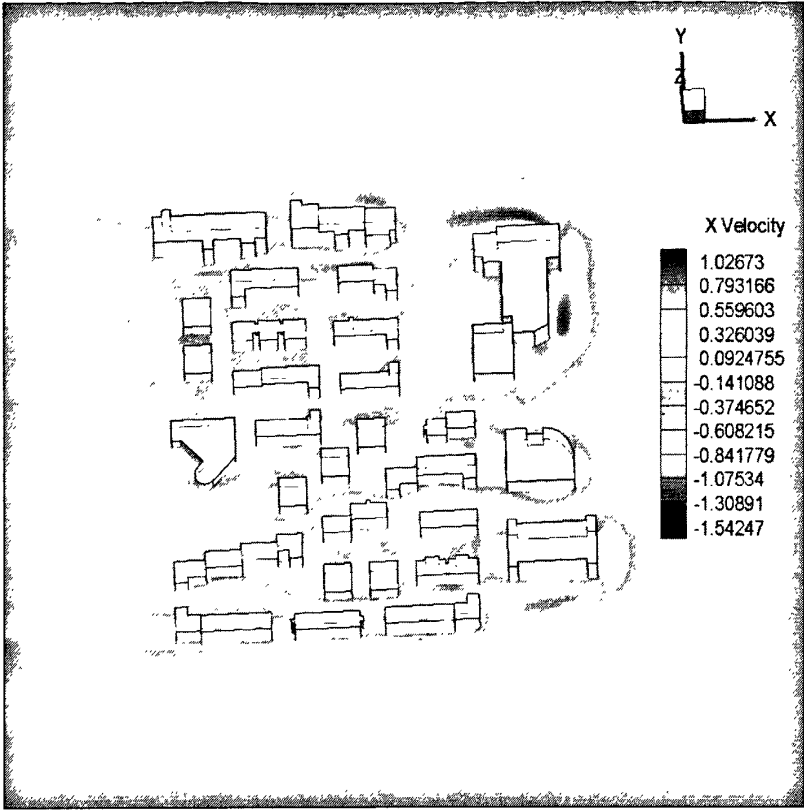


图 3-7 小区内风速等值图 (z = 2m，速度单位为 m/s)

平衡点的存在可能是由于建筑物与建筑物之间所形成的入口造成的，比如图 3-2 中的入口 1、入口 2，即入口效应的结果（入口效应指的是风量不变，风道变小，气流在入口加剧，气流速度增加）。当风从这些入口进入小区后，由于各个建筑物之间的相互阻挡和遮蔽、建筑物之间不同的相对布局和自身的形体结构，在有些建筑物的背风面和边角处发现较强涡旋，而有些建筑物则没有明显的涡旋。比如，相对于街道区域 A，在街道区域 B1、B2 内形成了更为强烈的涡旋，这是由街道空间形态不同造成的。街道空间形态决定了街道两侧建筑的间距、结构及布局方式，直接影响街道区域内的风环境。街道区域 A 和区域 B1、B2 不同的空间形态具体表现为风速入口位置的差异，区域 A 街道两侧建筑物的间距明显大于区域 B1、B2 街道两侧建筑物的间距，入口位置的差异使区域 B1、B2 内的流动受上游入口效应的影响明显大于区域 A，更大的两侧建筑间距使区域 A 内的流动更加顺畅，有利于夏季自然通风。虽然地表面开敞的街道区域能够改善行人高度的风环境，但是它明显的减弱了街道区域 C 内的自然通风。从图 3-7 可以明

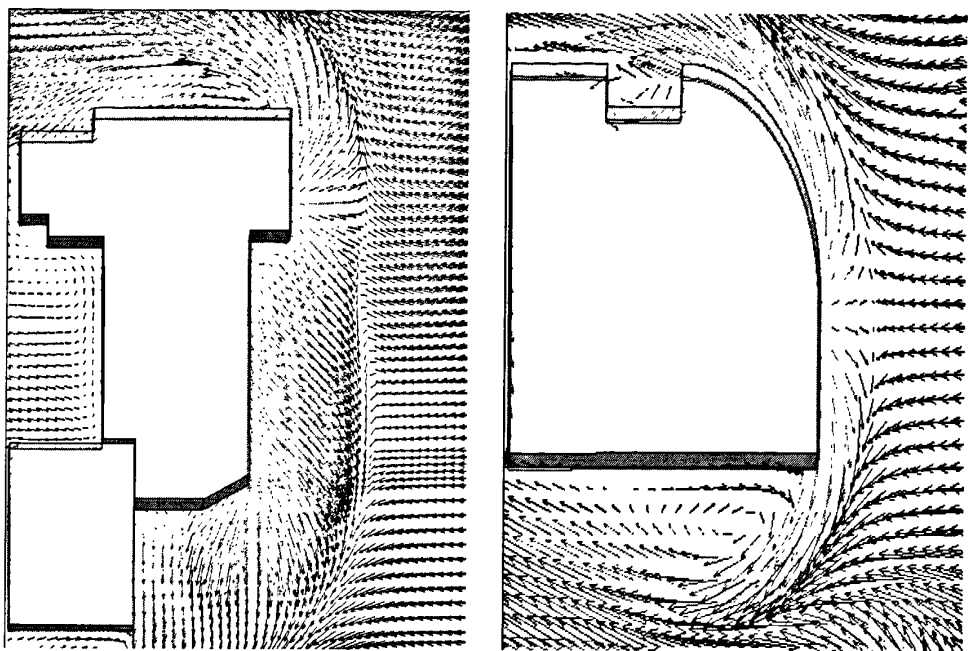


图 3-8 建筑 27、28 迎风面风速矢量图 ($z=2\text{m}$)

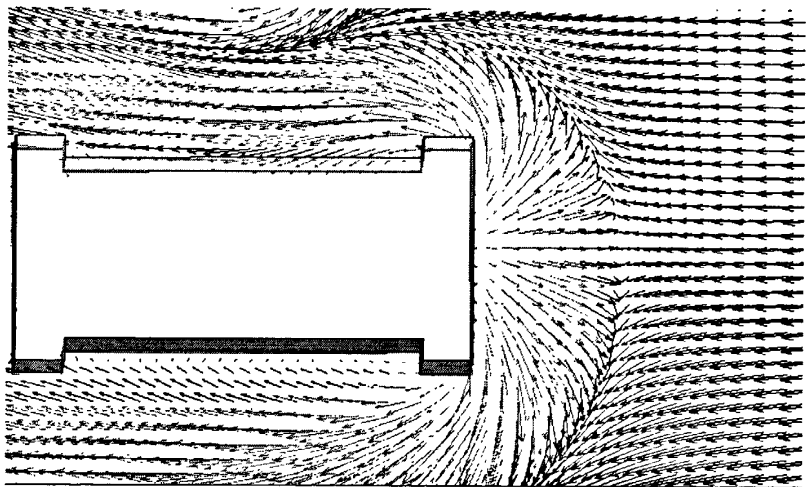


图 3-9 建筑 29 迎风面风速矢量图 ($z=2\text{m}$)

显的看出建筑群对风的阻碍作用，它们明显降低了空气流速，使小区建筑群内平均风速明显小于来流风速。从图中我们还可以明显的看出对于走向与来流风向平行的街道，当街道入口的上风向没有建筑物（这里指的是高层建筑物 27、28、29）阻挡时，街道内的风速较大，夏季自然通风较好（除了街道区域 C），相对于其它入口没有阻挡的街道，区域 C 内的风速较小，夏季自然通风相对较差，这主要是由与之垂直的地表面开敞的区域 A 造成的；当街道入口的上风向存在

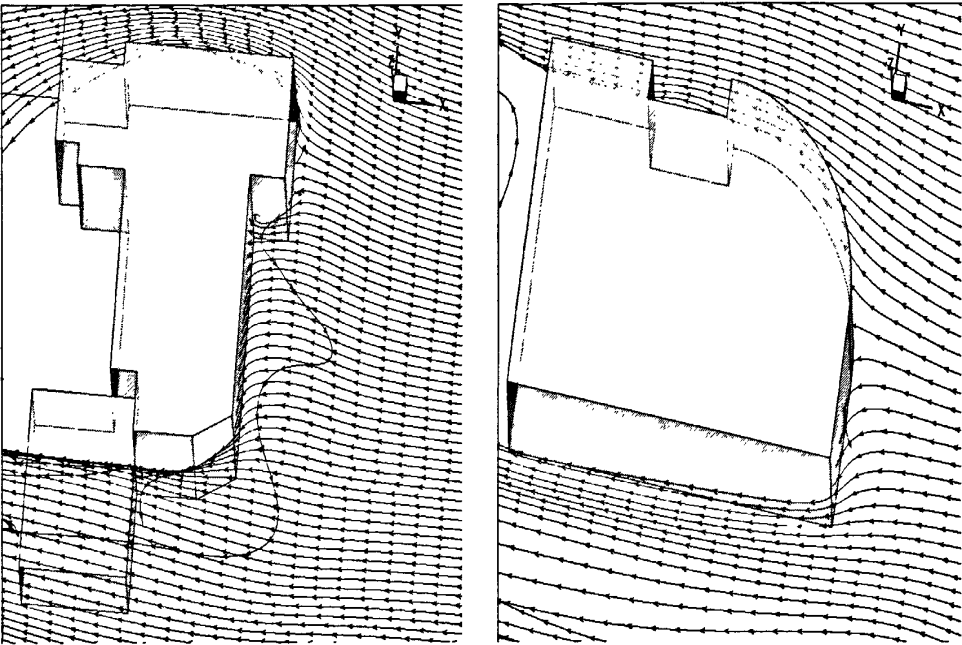


图 3-10 建筑 27、28 迎风面上层下行风流线图（流线高度分别为 $z = 5\text{m}$ 、 $z = 3\text{m}$ ）

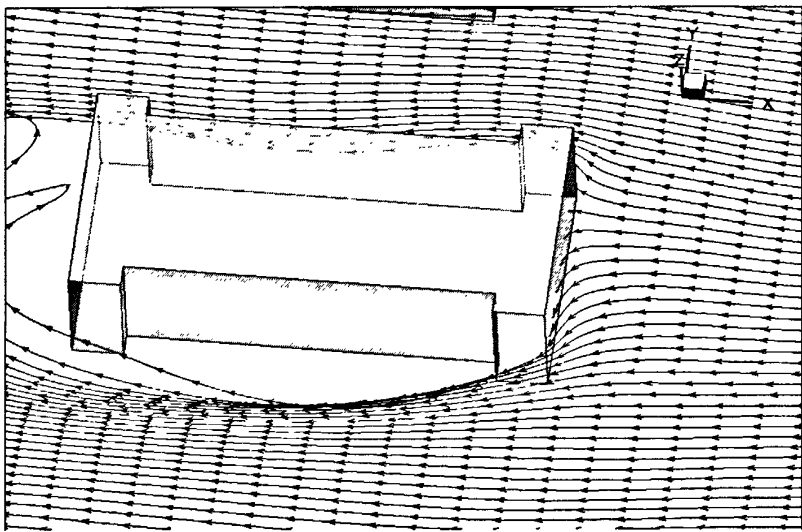


图 3-11 建筑 29 迎风面上层下行风流线图（流线高度分别为 $z = 7\text{m}$ ）

高层建筑物时，由于上风向建筑物的阻挡，在其背风面形成涡流或者回流，阻碍了风向街道内的夏季自然通风，减弱了街道内的风速。所以在小区建筑群的上游部分建造单体体积较大的高层建筑物，比如建筑物 27、28、29，对夏季小区内自然通风是不利的。对于走向与来流风向垂直的街道，气流运动阻碍较大，街道内风速较小，并且较容易形成涡旋。

3.5.1.2 平均风速

上面我们定性分析了夏季小区建筑群内的流动模式，接下来我们将从平均风速出发定量的分析小区内风环境状况。以下我们将小区划分成若干主要街道区域（如图 3-2），然后比较这些区域内的风环境状况。为了比较街道区域 C、D 和 E 内的风环境，我们在这些街道的水平剖面（ $z=2\text{m}$ ）上取 200 个点（沿街道中心直线等距离取点，中心线跨度为 253m ），然后分别给出这些点上的速度值，如图 3-12，它表示这些点上速度的 x 分量值（ u ）。为了显示的清晰，图中只显示了一半的采样点。如果没有具体说明，本文以下的图也采用一样的显示方式。从图 3-12 可以清晰的看出在直线 d 和直线 e 的入口位置点（右端点，区域 C、D 和

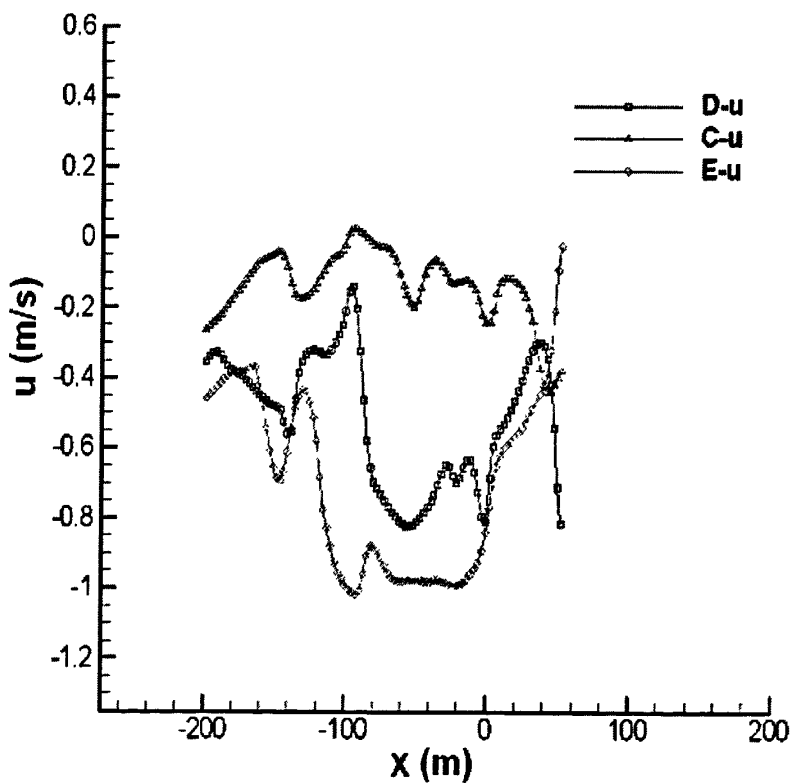
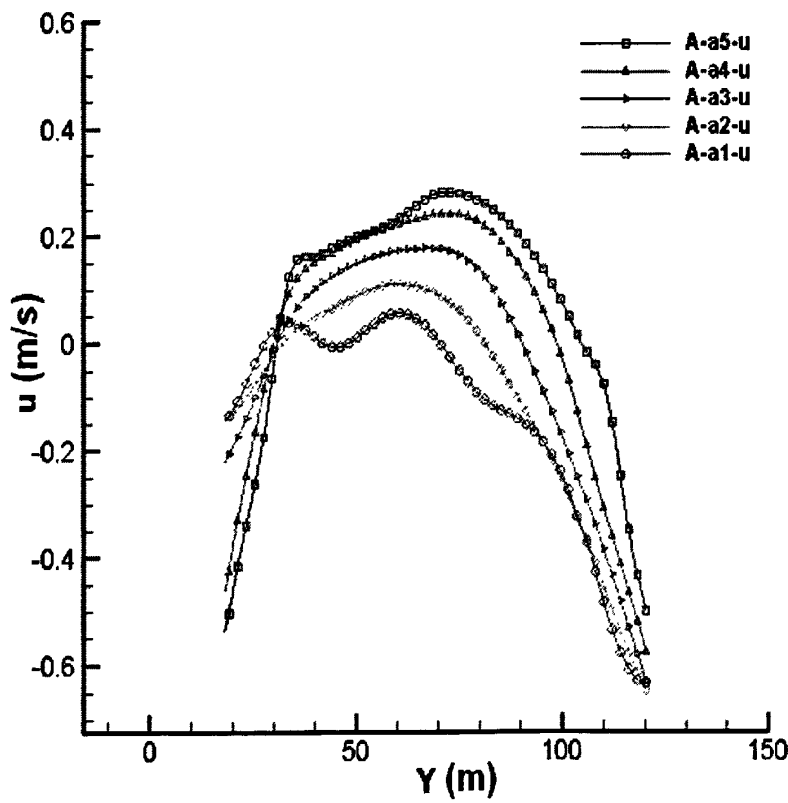


图 3-12 街道区域 C、D 和 E 内风速（ x 方向分量）曲线图

E 跨度一样，为了不与区域 A 重叠，图 3-2 省略了区域 C、E 和 A 重叠的部分）上存在明显的速度差异，这主要是由直线右端点所在位置造成的。直线 e 的右端点临近高层建筑，而直线 d 的右端点位于区域 D 的入口。高层建筑的阻挡使直线 e 右端点上速度的方向发生改变、大小明显减弱，而入口效应使直线 d 右端点上的速度增强。由于街道区域 C、D 和 E 空间形态的复杂性，使曲线表现出相当

的波动性。但是从曲线的总体趋势来讲，可以明显的看出街道区域 E 内的平均风速最大，通风效果最好，其次是街道区域 D，而街道区域 C 则是三者中平均风速最低，通风效果最差的区域。

下面研究了区域 A 、 B1 和 B2 内的风环境，同上面一样，我们还是在这些街道的水平剖面（ $z=2m$ ）上沿直线取点。对于区域 A，沿直线 a1、a2、a3、a4 和 a5 取点，（直线 a1 到 a5 是从区域 A 的左边到右边，沿直线等距离取 100 个点，直线跨度为 102m，直线和直线之间是等距离分布）；对于区域 B1 和 B2，分别沿直线 b1、b2、b3、b4、b5（直线 b1 到 b5 是从区域 B1 的左边到右边，沿直线等距离取 30 个点，直线跨度为 38m，直线之间等距离分布）和直线 b6、b7、b8、b9、b10 取点（b6 到 b10 是从区域 B2 的左边到右边，沿直线等距离取 40 个点，直线跨度为 44m，直线之间等距离分布）。图 3-13 给出了区域 A 内这些点上速度的 x 、 y 分量值（ u 、 v ）。对于直线 a5、a4 上的速度 u ，它们的图像是一条位与 Y 轴上方近似呈钟形的曲线，即高斯分布曲线。但是，随着直线的远离（和建筑物 27 西墙的距离），曲线也渐渐的偏离高斯分布，这可能与区域 A 南面临近建筑物的布局有关，这些建筑物之间的特定布局便在区域 A 的西南角处形成



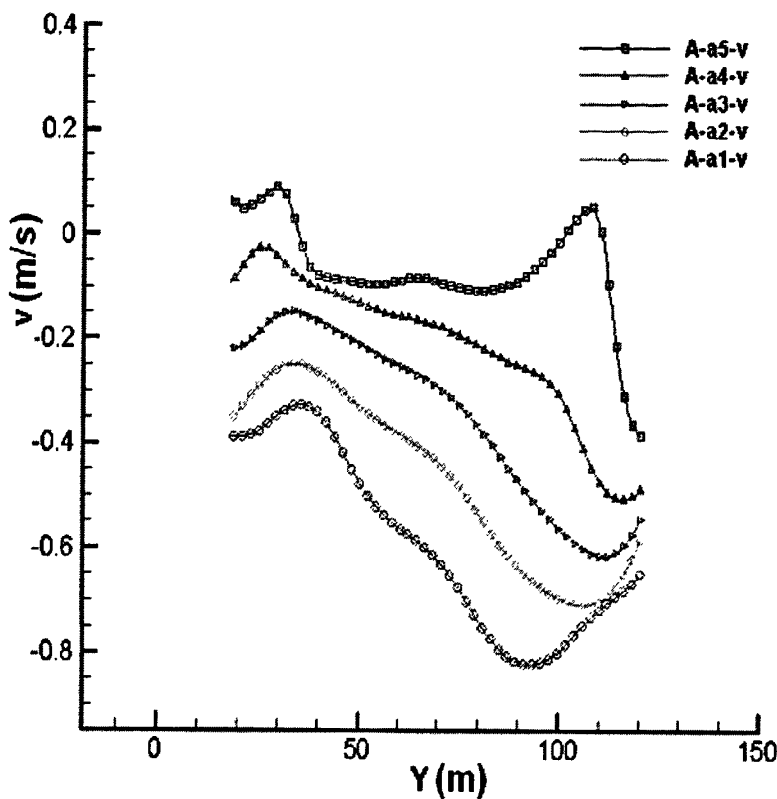
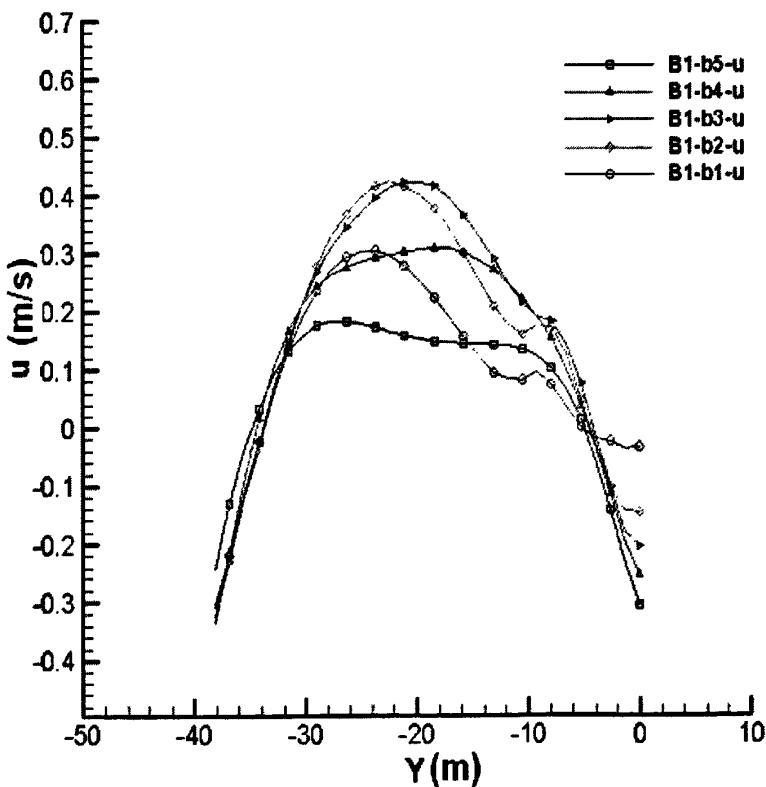


图 3-13 街道区域 A 内风速（ x 、 y 方向分量）曲线图

一个“局部”入口，见图 3-2。这个“局部”入口可能是造成 a_3 、 a_2 、 a_1 曲线发生偏离的主要原因。那么，我们就可以从这些曲线的对比中看出这个“局部”入口的影响范围。总的来说，曲线的偏离可能是由区域 A 西面、南面和北面临近建筑物布局的不对称性所形成的“局部”入口造成的。图中显示，从曲线 a_5 到 a_1 ，曲线上朝东速度（即，速度为正值）点逐渐减少，朝西速度（即，速度为负值）点逐渐增多，即越靠近建筑物 27 产生逆向流动的区域越大，这可能与建筑物 27 自身的形体结构有关，例如，在建筑物 27 的西面处有一个明显的凹形“入口”，这个“入口”可能是造成上述现象的主要原因；除了曲线 a_1 ，其它曲线上速度的变化都遵行相同的规律，即峰值点左右两边沿着 Y 轴增大方向的速度都是先减少，再增大。曲线 a_1 的波动性可能是由区域 A 西面临近建筑物的影响造成的。从曲线 a_5 到 a_1 ，曲线的峰值点向 Y 减小的方向移动，并且峰值点的大小逐渐减少；对于直线上的速度 v ，除了曲线 a_5 ，其它曲线上的每一点都是朝南速度（即，速度为负值），由于靠近建筑物 27，在曲线 a_5 上产生了明显的朝北速度（速度

为正值), 这可能是涡旋造成的影响; 从曲线 a5 到 a1 (a5 上局部点除外), 每一个对应点上的速度都是逐渐增大的, 这说明越是远离建筑物 27, 沿 Y 轴负方向 (由北向南) 的通风效果越好。对于区域 B1、B2 内的风环境, 图 3-14 和 3-15 给出了直线 b1 到 b10 上各点速度的 x 、 y 分量值 (u 、 v)。从图 3-14 可以看出, 对于速度 u , 曲线 b5 和 b4 也近似符合高斯分布, 并且也是随着直线的远离 (和建筑物 28 西墙的距离), 曲线渐渐的偏离高斯分布, 这种偏离可能也是由区域 B1 西面、南面和北面临近建筑物布局的不对称性造成的; 由于区域 B1 自身空间形态的特征, 曲线 b5 到 b1 也表现出自身的特点。从图中可以看出, 直线 b5 到 b1 大部分采样点上的速度都是朝东方向, 即在整个区域 B1 内产生了明显的逆向流动, 这可能与区域表面开敞程度有关 (主要因素), 从上述我们知道只有在 A 内的某一区域范围才会产生明显的逆向速度 u , 而且随着直线的远离, 这种逆向流动会逐渐减弱, 这充分说明地表面开敞程度对区域内流动顺畅性的影响 (从速度 v 曲线的对比中, 也可以明显的看出区域 A 内流动比区域 B1 更顺畅)。虽然地表面开敞的区域能够改善区域内的风环境, 使区域内的流动更加顺畅, 但是它同时也能够对周边区域的流动产生明显的影响, 比如区域 A 的存在能够明显地减弱区域 C 内的自然通风等等。所以在规划设计中, 我们需要更加谨慎地使用



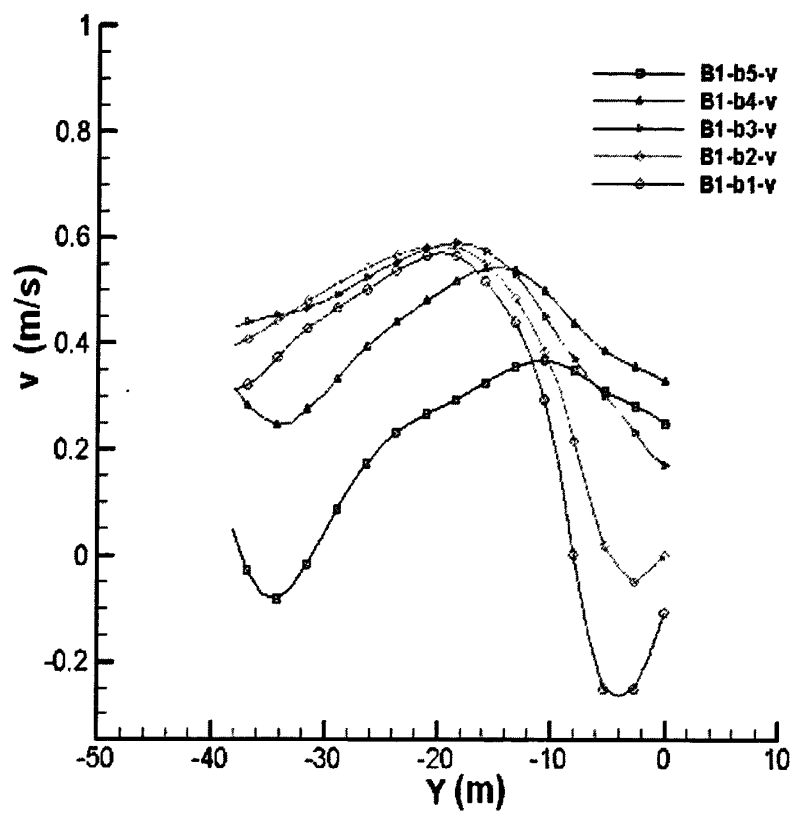
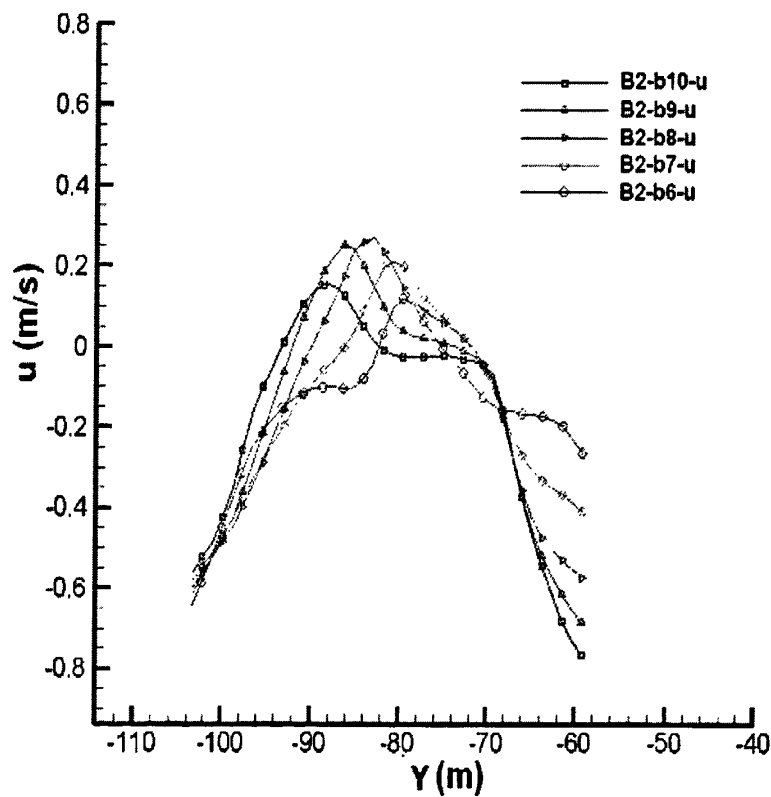


图 3-14 街道区域 B1 内风速 (x、y 方向分量) 曲线图



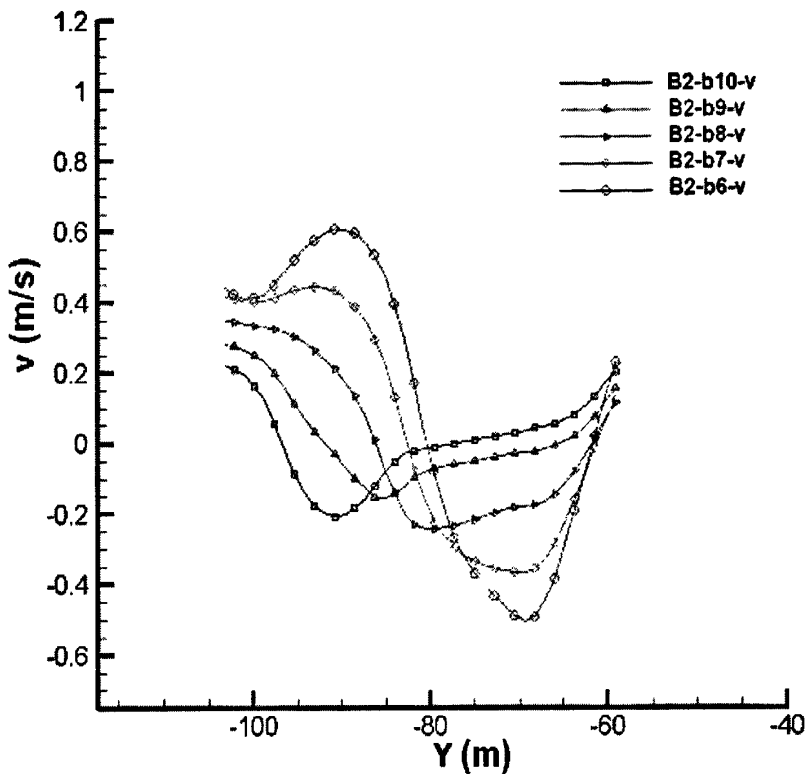


图 3-15 街道区域 B2 内风速（x、y 方向分量）曲线图

地表面开敞的区域；相对于曲线 a5 到 a1，曲线 b5 到 b1 峰值点的位置和大小都表现出一定的无序性，这进一步说明了区域 B1 内流动的相对不顺畅性。对于速度 v ，直线 b5、b2、b1 大部分采样点上的速度都是朝北方向，曲线上的朝南速度点可能是由旋涡的影响造成的，而直线 b4、b3 则是所有采样点上的速度都是朝北方向（即，速度为正值），这与区域 A 内的朝南速度形成鲜明对照，这是由于区域 B1 南面入口流动相对于北面入口流动具有压倒性的优势，使区域内总体上形成朝北速度，它的根源是上游两个入口（入口 1、2，见图 3-2）所产生的入口效应的“较量”。同样的道理，区域 A 内明显的朝南速度也是由区域 A 南北两个入口流动“较量”造成的结果。曲线 b5 到 b1 之间无明显的规律性也表明区域 B1 内风环境的相对复杂性。最后我们来观察图 3-15，对于速度 u ，与区域 B1 的曲线一样，随着直线的远离（和建筑物 29）分布也渐渐偏离近似高斯分布曲线。但是 b10 到 b6 每条曲线本身都表现出相对较强的波动性，并且曲线的斜率明显增加，即速度变化更加剧烈，这都说明区域 B2 内的流动比区域 B1 还要复

杂和不顺畅。在相同地表面开敞程度的条件下,这是由于区域 B2 南面入口流动和北面入口流动“势均力敌”的结果,使两股流动在区域内“碰撞”而形成较为强烈的对流,这从速度曲线 v 上也可以得到证实,从曲线 b10 到 b6 每条曲线上朝南、朝北速度点都比较“均衡”。以上这些结论都能为规划设计提供一定的依据。

3.6 本章小结

本章作者运用雷诺平均(RANS)方法对杭州某居民小区内典型夏季微环境流动进行了数值模拟研究。首先介绍了该居民小区计算模型的构建思路,然后给出了该小区计算模型网格生成的思路,并介绍了计算过程中所采用的数值方法和边界条件,最后对小区内风环境的模拟结果做了定性和定量的分析,并得出了以下主要结论:

- 1) 走向与来流风向平行的街道,当街道入口的上风向没有建筑阻挡时,街道内的风速较大,夏季自然通风较好。当街道入口的上风向存在高层建筑时,由于上风向建筑的阻挡,在其背风面形成涡流或者回流,阻碍了下风向街道内的夏季自然通风。在小区建筑群的上游部分建造单体体积较大的高层建筑物,对夏季小区内自然通风是不利的。
- 2) 虽然地表面开敞的区域能够改善区域内的风环境,使区域内的流动更加顺畅,但是它同时也能够对周边区域的流动产生明显的影响。
- 3) 我们发现,在迎风建筑背风面的区域内的流向速度分布近似符合高斯分布,但是在下游区域,这种分布规律渐渐消失。这种规律是否具有普适性,是否与风向有关,我们还需要进一步的研究。

总之,现代建筑的发展丰富了建筑群的空间关系,但是也相对增加了空间的无序性,这样会带来建筑群内风环境状况的不可预见性因素,是造成建筑群内复杂风环境的主要原因。规整性的、富有层次性的建筑空间布局将更加有利于建筑群内风环境的改善,避免不利风对人的舒适感和活动的影响。所以,在居民小区建筑群规划设计中结合当地气候条件,通过空间结构的调整与合理安排,在一定程度上能够改善居民小区内风环境状况。

第4章 居民小区内污染物环境的数值模拟

4.1 引言

随着城市机动车保有量的迅速增加,机动车尾气排放已成为大中城市空气污染的重要来源。作为城市大气环境的子系统,在城市居民小区内,由于人口密集,道路相对拥挤,污染物扩散条件较差,机动车尾气排放高度接近行人的呼吸带高度,所以机动车排放的污染物将直接危害小区内居民的身体健康。因此,对城市居民小区内污染物扩散规律进行研究具有重要的意义。

雷诺平均方法虽然能够定性上给出污染物平均浓度分布的合理结果,但是它和实验结果的对比不能令人满意^[92],并且在居民小区微环境流动中,污染物扩散与脉动风场密切相关^[43]。大涡模拟方法(LES)能够反映出流场中的脉动速度,并且能够提供比雷诺平均方法更多的污染物湍流扩散输运信息。因此,LES方法在模拟污染物扩散方面具有明显的优势和潜力,已经得到众多研究者的肯定^{[15][93][94][95]}。本章运用LES方法模拟了小区内汽车尾气污染物扩散现象,并对其扩散规律进行分析和研究。

4.2 数值方法

本章采用的居民小区物理模型和计算网格同上。大涡模拟的控制方程采用式2-43、2-44和2-66,并且采用了壁面适应局部旋涡粘性^[75](Wall-Adapting Local Eddy-Viscosity)亚网格应力模型,它的控制方程可见式2-53、2-54和2-55。关于离散方法,在空间离散方面,动量方程的对流项采用了受限中心差分插值格式^[88](Bounded Central Differencing);压力项仍采用压力交错插值格式来计算控制容积交界面上的压力;采用了PISO(Pressure-Implicit with Splitting of Operators)压力-速度耦合算法^[96];在时间离散方面,采用了隐式二阶精度向后差分格式,并采用了非循环时间步进算法^[97](Non-Iterative Time-Advancement Scheme),时间步长为0.7s。离散代数方程组求解结合了点隐式线性化方法(Gauss-Seidel)和代数多重网格方法(AMG)。

4.3 边界条件

对于流场,在入流边界上,除了在入口采用随机二维旋涡方法^[98](Random 2D

Vortex Method) 产生脉动速度场外, 其它的入流边界条件与第三章夏季风环境稳态计算相同。建筑物表面、计算区域顶部、侧向、底部和出流边界也与第三章夏季风环境稳态计算相同, 见表 3-2。对于浓度场, 入流边界上污染物浓度为零; 建筑物表面、计算区域底部采用零梯度边界条件, 即 $\frac{\partial \overline{Y}_j}{\partial n} = 0$ 。计算区域顶部、侧面采用了对称边界 (Symmetric Boundary)。

4.4 计算实例与结果分析

本章作者对小区内汽车尾气污染物扩散进行了大涡模拟。入流边界上的风向、平均风速与第三章夏季风环境稳态计算相同, 即东风, $U_h = 1.2\text{m/s}$, 相应的 $h = 10\text{m}$ 。在小区主要机动车通行路段布置机动车尾气污染物排放源, 如图 4-1。源 1 的宽度、长度和高度分别为 4m、139m 和 2m。在计算中, 以二氧化氮 (NO_2) 来表示机动车尾气污染物, 二氧化氮的源强取为 $0.00012\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$ 。

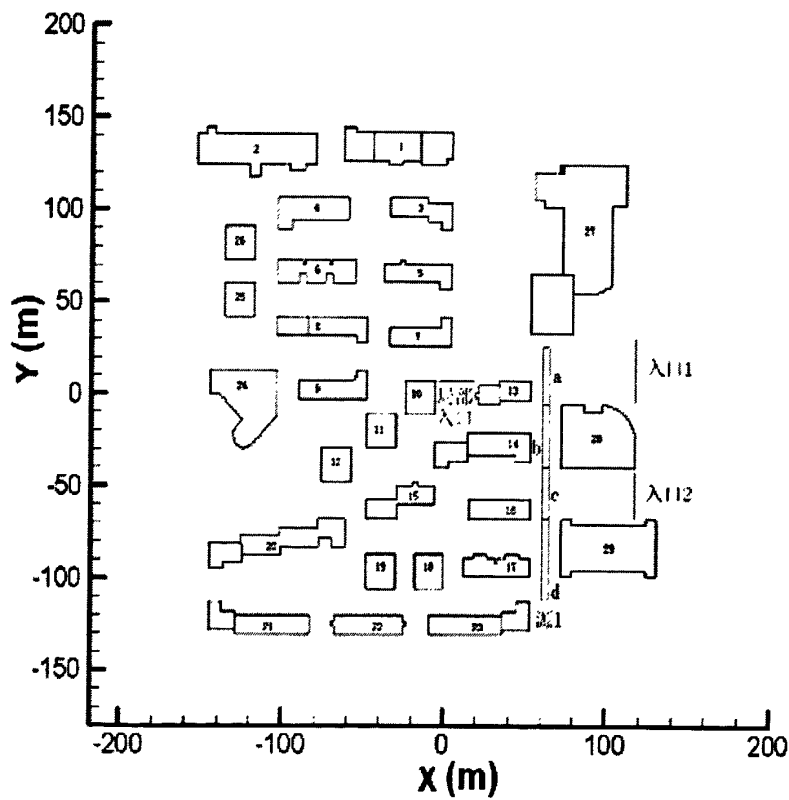


图 4-1 源 1 分布图

4.4.1 小区内污染物环境模拟结果与分析

4.4.1.1 定性分析

下面我们定性分析了汽车尾气污染物在小区内的扩散情况。图 4-2、4-3、4-4 分别表示由源 1（为了说明方便，把源 1 分成 a、b、c 和 d 四个部分）释放、距地面 2m、4m 和 8m 高度处二氧化氮的时间平均浓度分布（在 $4.2T_0$ 周期内的时间平均， $T_0=L/\bar{U}$ ，这里 L 表示计算区域沿流向长度， $\bar{U}$ 表示来流的平均速度）。从图 4-2 中我们可以看出，距地面 2m 高度处（接近行人的呼吸带），在源 1 的

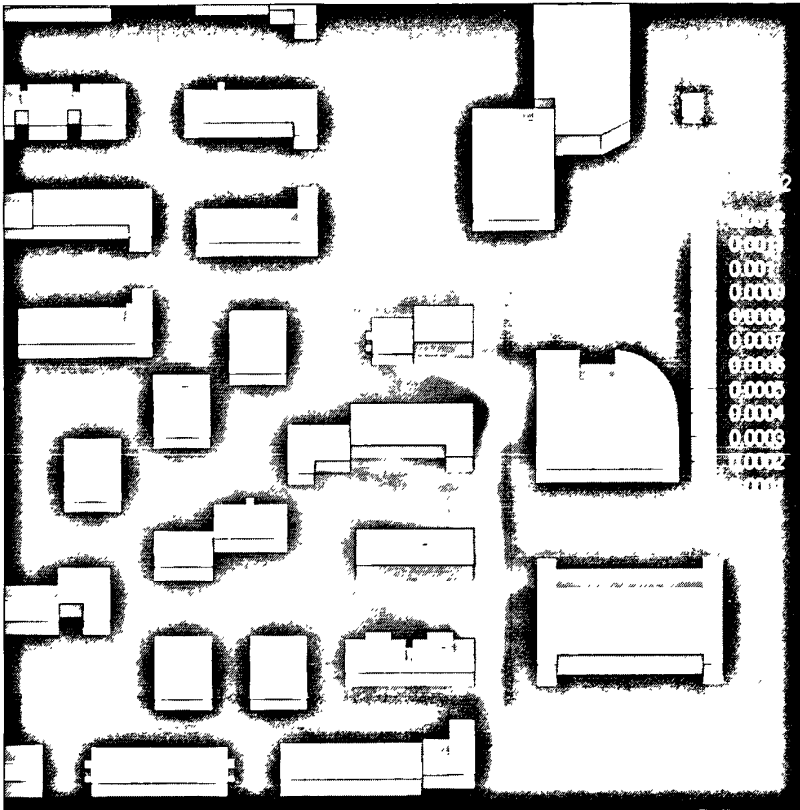


图 4-2 距地面 2m 高度处污染物平均浓度分布（源 1，浓度单位为 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$ ）

左右两边，即源 1 的西面和东面，临近源 1 的污染物浓度存在着明显的差异，西面污染物浓度明显大于东面，这种分布与风向吻合。在源 1 西侧的建筑物，即建筑物 13、14、16 和 17 的迎风面处都存在明显的污染物聚集现象。从源 1 的 a、b、c 和 d 四个部分来看，a 部分的污染物浓度最低，流通扩散最好，c 部分次之，b 和 d 部分的污染物浓度最高，流通扩散最差。这是因为 b 和 d 部分分别位于建

筑物 28、29 的背风面，这里容易形成涡旋，进而造成污染物的聚集，而 a 和 c 部分则分别位于入口 1 和 2 的下游，没有建筑物的阻挡，所以这两部分的污染物浓度相对较低，流通扩散相对较好。c 部分由于受到 b 和 d 部分上污染物聚集的影响，特别是 d 部分，使 c 部分西侧近源处污染物浓度相对于 a 部分来说是偏高的，当然它比 b 和 d 部分低。对于 a 部分上的污染物，一部分随来流向下游扩散，并在这过程中受到区域 A（如图 3-2）内流动的影响，如第三章所述，大部分污染物朝向“局部入口”，（如图 4-1）扩散；另一部分由于受到建筑物 13 的阻碍，在其迎风面处污染物扩散发生了分离，分离后的一部分污染物和来自 b 部分上的污染物在旋涡的作用下聚集在建筑物 13 的南面附近。对于 b 部分上的污染物，

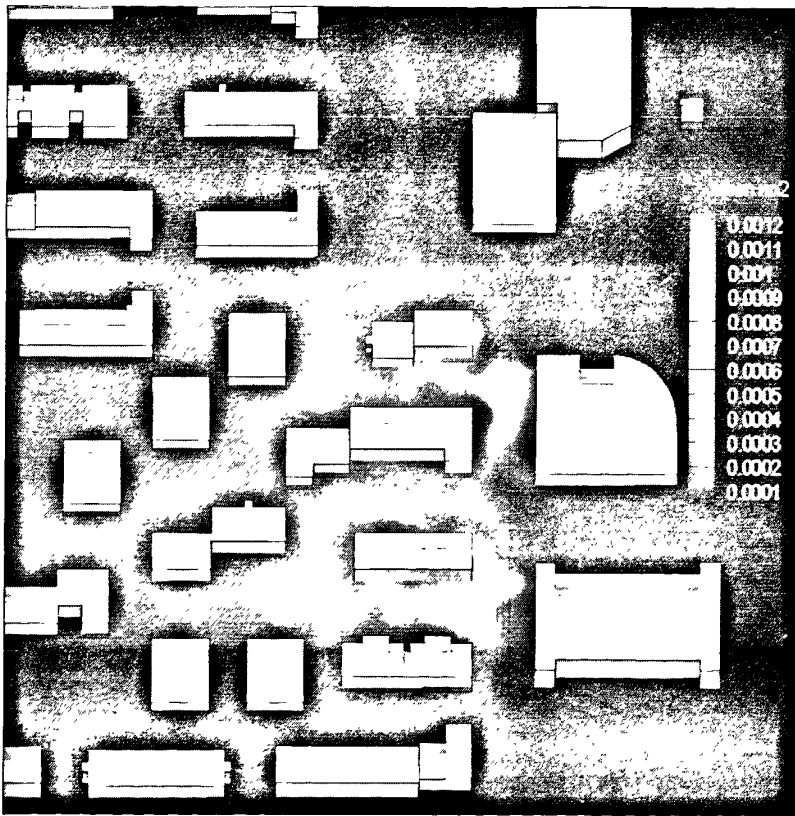


图 4-3 距地面 4m 高度处污染物平均浓度分布（源 1，浓度单位为 $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ ）

由于旋涡的作用使之大部分聚集在近源处，这将导致建筑物 28 的背风面、建筑物 13 的南面和建筑物 14 的迎风面发生大量的污染物聚集现象；只有小部分的污染物向下游扩散。对于 c 部分上的污染物，由于受到上游入口 2 的影响，大部分污染物能够向下游扩散。对于 d 部分上的污染物，大部分聚集在 d 西侧近源处、

建筑物 16 和 17 之间的入口处和建筑物 16 的南面，难以扩散出去，形成了恶劣的污染物环境。随着位置离污染源的渐远，建筑物区域内污染物平均浓度将明显减小。

从图 4-3 中可以看出，距地面 4m 高度处污染物平均浓度比 2m 高度处的浓度低，但是污染物分布的方式与 2m 高度处相似，比如污染物聚集的位置等。这时污染物聚集最为严重的位置为建筑物 13 和 14 之间所形成入口的上游处和建筑物 16 和 17 之间的入口处。随着高度的进一步增加，（距地面 8m 高度，如图 4-4）污染物的平均浓度进一步降低，平均浓度的分布也相对地趋于均匀，但是在建筑物 13 和 14 之间所形成入口的上游处仍然存在明显的污染物聚集现象。随着位置离污染源的渐远，建筑物区域内污染物平均浓度将明显减小。

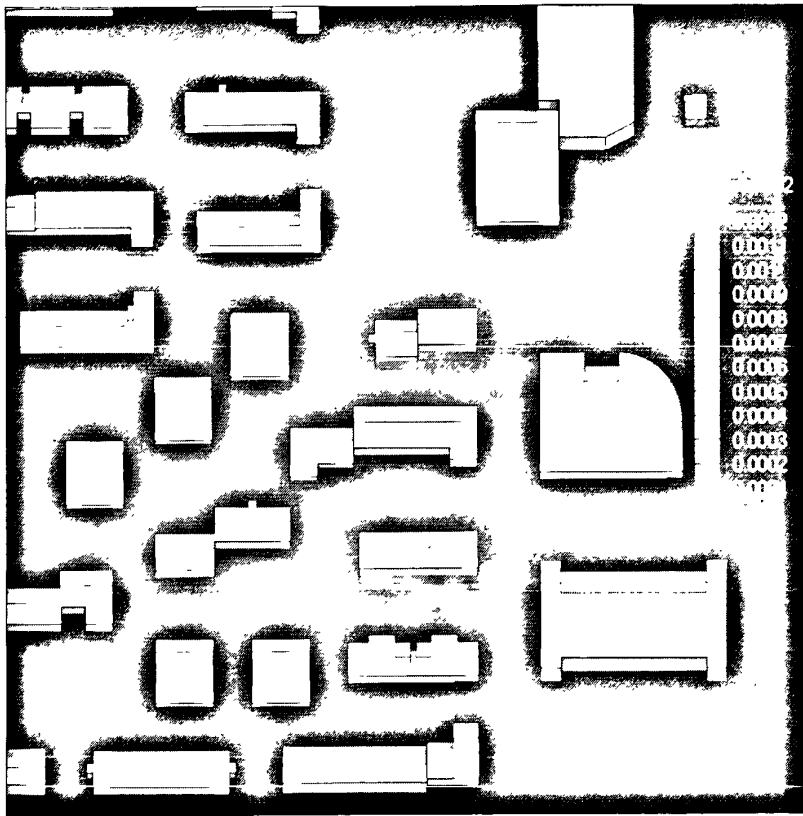


图 4-4 距地面 8m 高度处污染物平均浓度分布（源 1，浓度单位为 $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ ）

从上述我们可知，随着高度的增加，汽车尾气污染物的平均浓度将明显减弱；随着位置离污染源的渐远，污染物的影响将明显减小。小区内复杂的建筑物分布决定了污染物扩散的复杂性，近源处建筑物的空间分布将对污染物的扩散产生明

显的影响，不合理的空间布局将导致污染物在近源建筑物的四周大量聚集，增加了污染物从汽车排出后的滞留时间，增大了汽车尾气中氮氧化物进一步发生光化学反应的危险，将形成恶劣的污染物环境。

4.4.1.2 定量分析

源 1 上的部分污染物排出后会被来流携带向下风向扩散。为了定量考察下风向污染物的浓度，我们分别给出沿 L1、L2、L3、L4 ($z=2$)，如图 4-5，污染物的时间平均浓度和均方根 (Root-Mean-Squares，即 RMS) 浓度曲线图 (直线等距离取点，60 个采用点，直线跨度为 90m)。从图 4-6 的污染物平均浓度曲线可知，由于对流和扩散的作用，下游污染物的浓度明显降低。最靠近源 1 的位置污染物平均浓度最高，除了 L3，这可能与采样直线位置的选择有关，它的最高浓度出现在 $x=53\text{m}$ 附近，这个位置临近建筑物 16 的东北角，在这里存在污染物聚集现象。L1 和 L3 近源处的浓度比 L2 和 L4 明显偏低，这说明 L1 和 L3 近源处的污染物向下游扩散的相对较好，L2 和 L4 近源处有大量的污染物聚集。L1 上的平均浓度从上游到下游变化的比较平缓，这是由于入口 1 的影响，使污染物

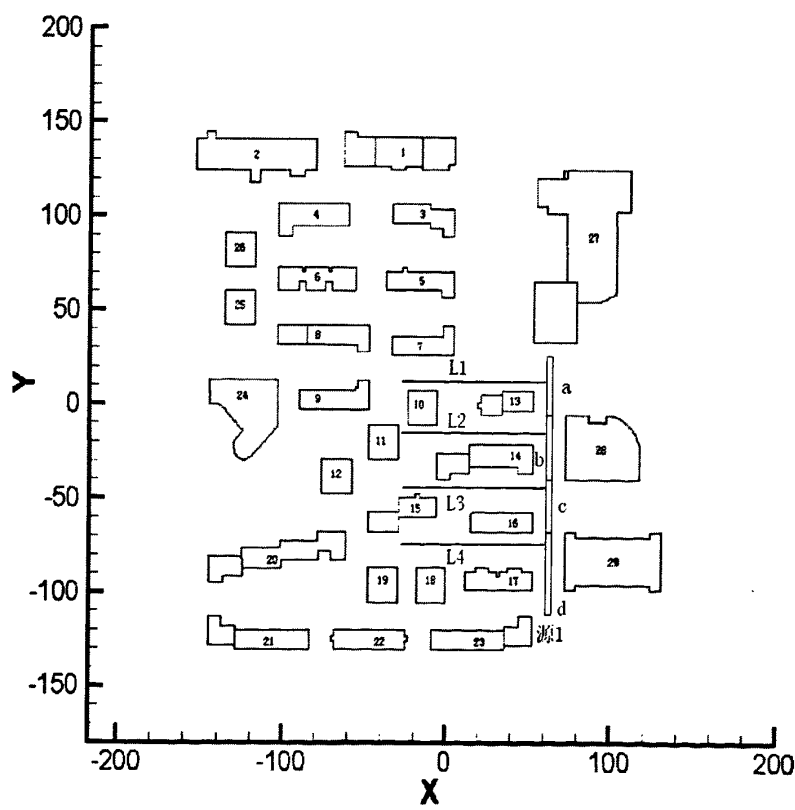
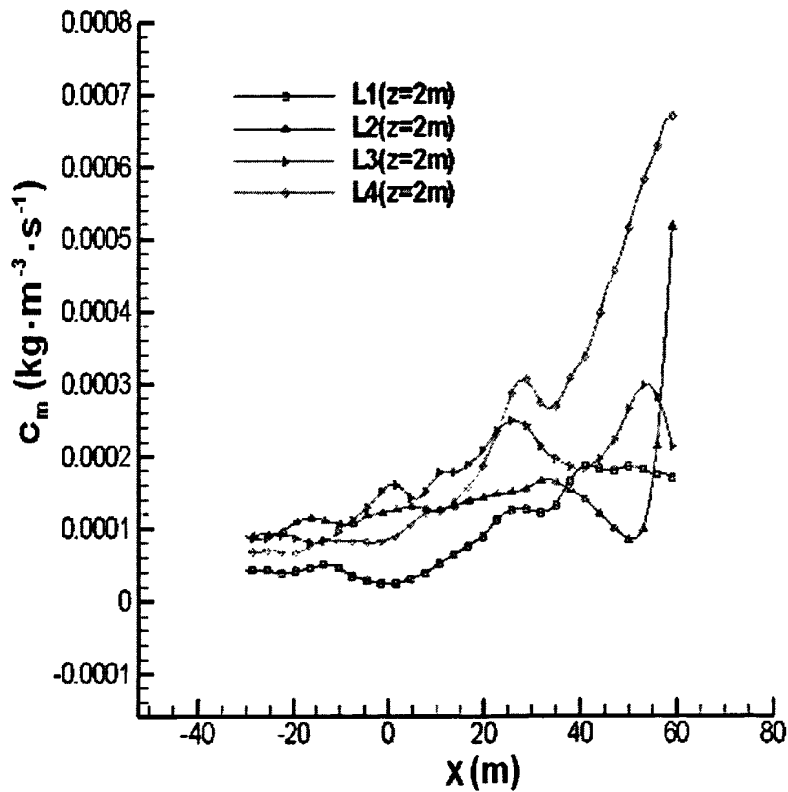


图 4-5 L1、L2、L3、L4 的位置

能够较好的向下游扩散出去。对于 L2 上的平均浓度，在临近源 1 的位置附近出现较强的浓度波动（大约在 $x=45-59\text{m}$ 范围），在 $x=50\text{m}$ 附近出现浓度的极小值点，这可能是由于附近污染物聚集造成的影响。在 L2 的其它地方（ $x=-30-45\text{m}$ ）浓度波动较小，分布较为均匀，这说明在这个区域范围污染物向下游扩散的比较好，这可能与“局部入口”的存在密不可分。对于 L3 上的平均浓度，曲线表现出一定的波动性，这表明在 L3 上出现轻微的污染物聚集现象，这可能受到 b 和 d 上污染物扩散的影响，也与 L3 附近建筑物空间布局，建筑物单体结构密不可分。对于 L4 上的平均浓度，虽然从上游到下游污染物浓度是逐渐降低的，但是在 $x=30-59\text{m}$ 范围内具有很高的污染物浓度（比 L1、L2、L3 上的浓度都要高），这说明在这范围内有大量的污染物聚集。从图 4-6 中的污染物均方根浓度曲线来看，在最靠近源 1 的位置，L2 上的污染物脉动最为强烈，L4 次之，L1 和 L3 较弱。对于 L1、L2、L3、L4，浓度脉动最为强烈的位置分别在 $x=40\text{m}$ 、 $x=59\text{m}$ 、 $x=45\text{m}$ 和 $x=59\text{m}$ 附近。这说明污染物均方根浓度的最大值不一定出现在最靠近排放源的位置，有可能在排放源的下游附近。

下面我们研究了 L1、L2、L3、L4 上污染物的平均浓度和均方根浓度沿高度



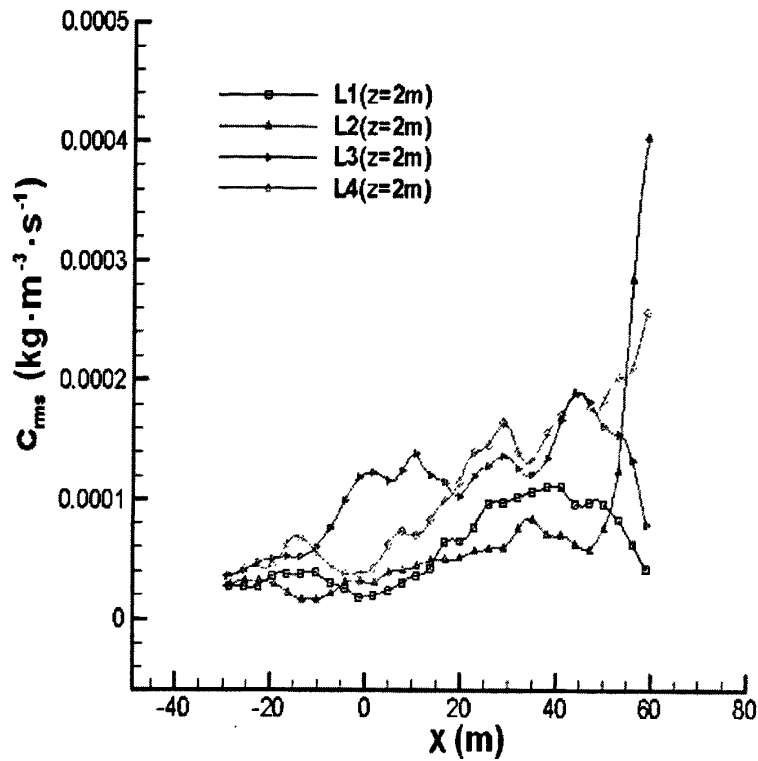
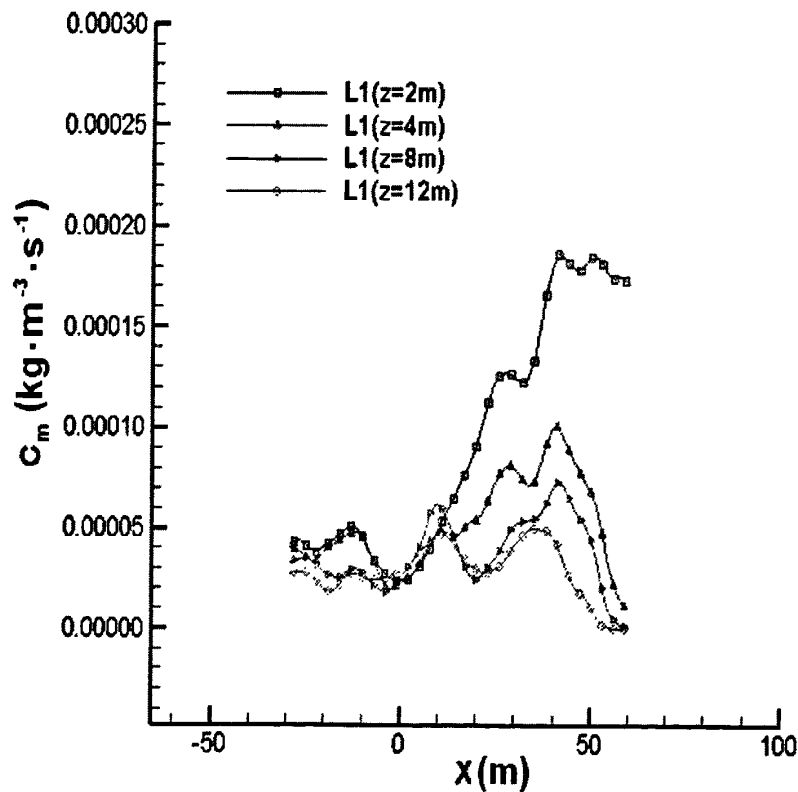


图 4-6 L1、L2、L3、L4 上污染物的平均浓度和均方根浓度 ($z=2m$)



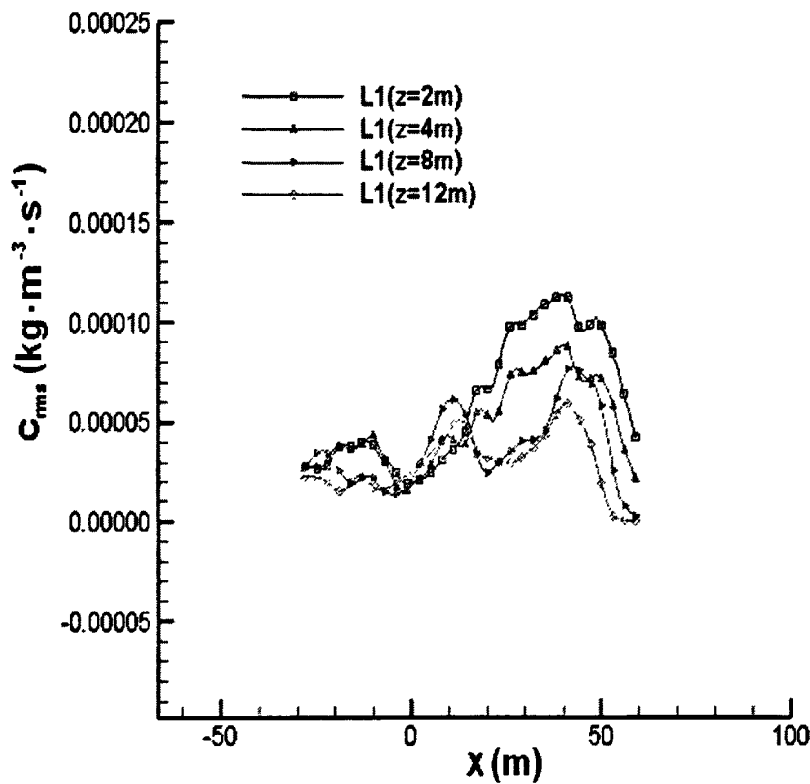
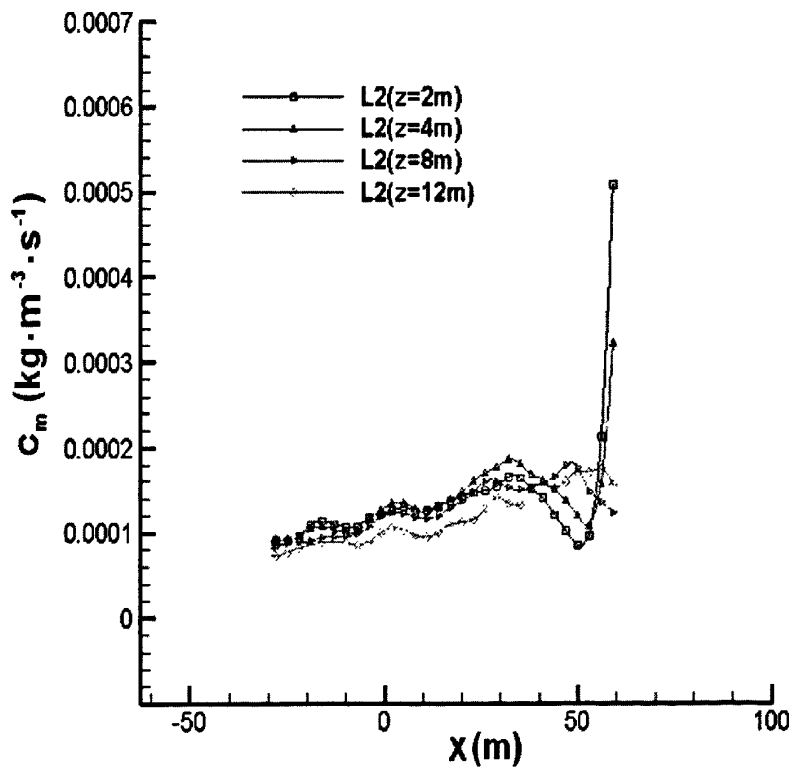


图 4-7 L1 上不同高度处污染物的平均浓度和均方根浓度



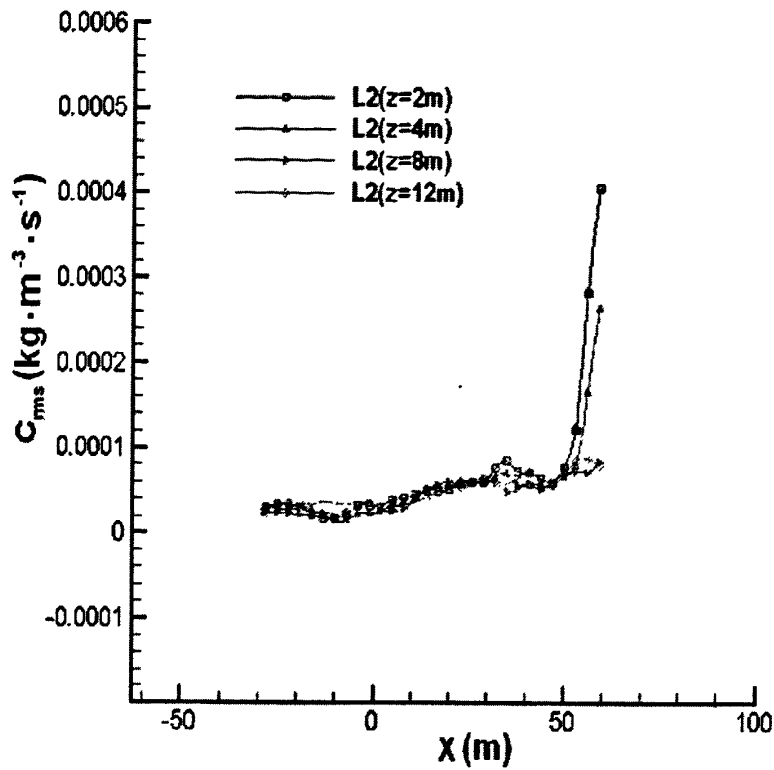
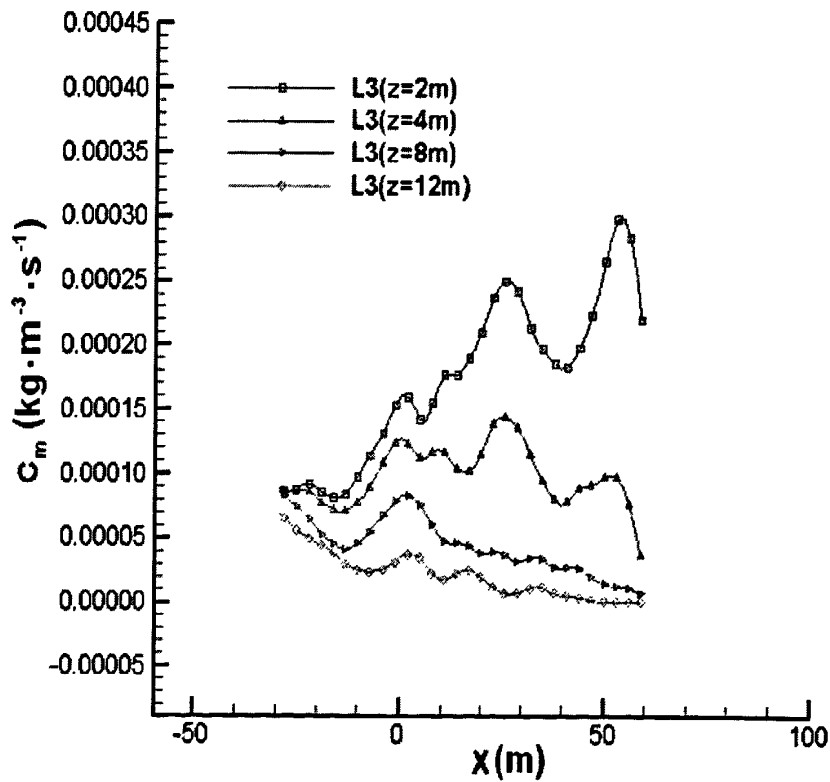


图 4-8 L2 上不同高度处污染物的平均浓度和均方根浓度



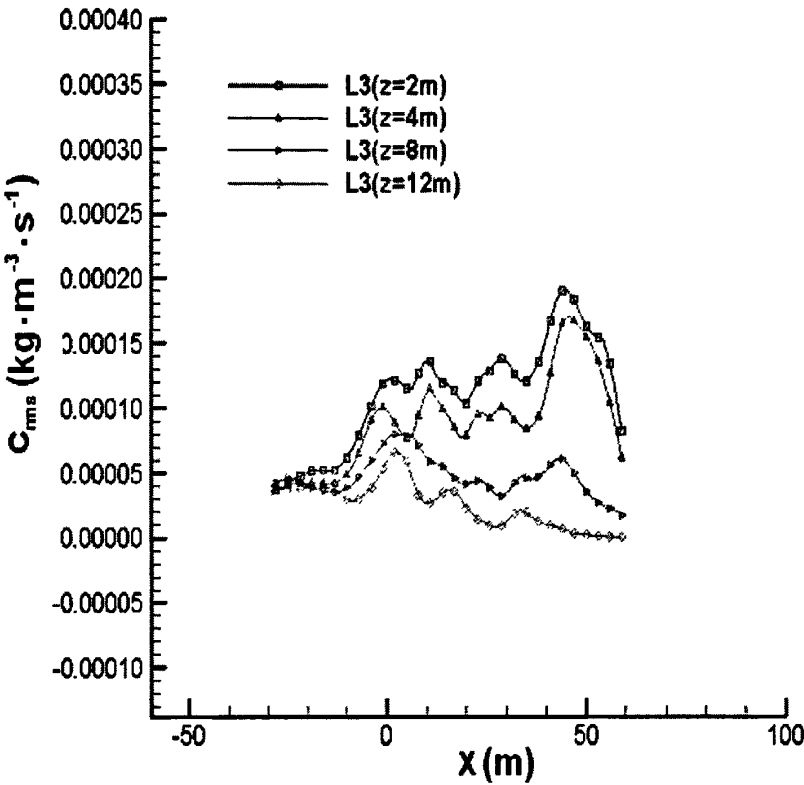
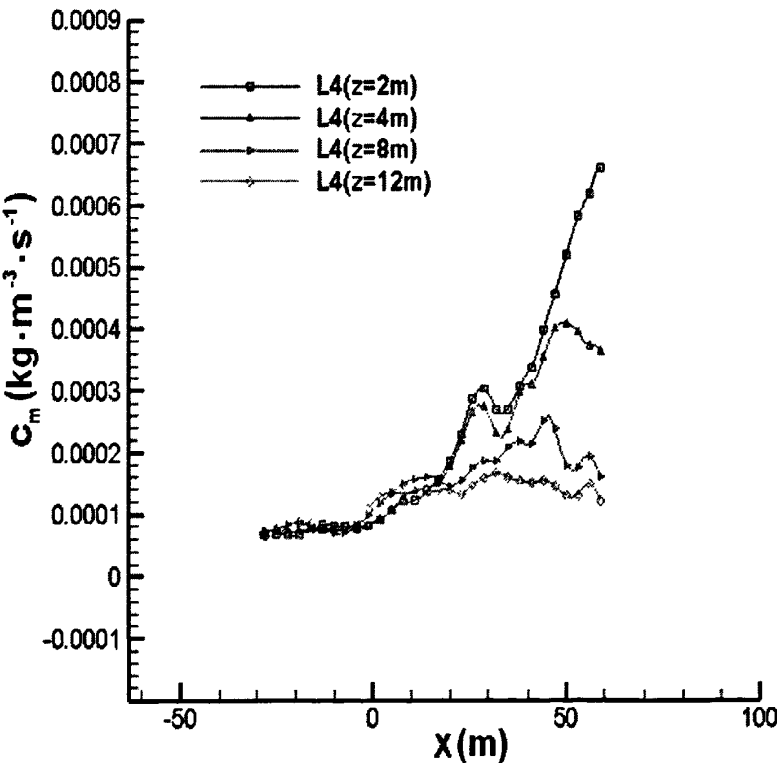


图 4-9 L3 上不同高度处污染物的平均浓度和均方根浓度



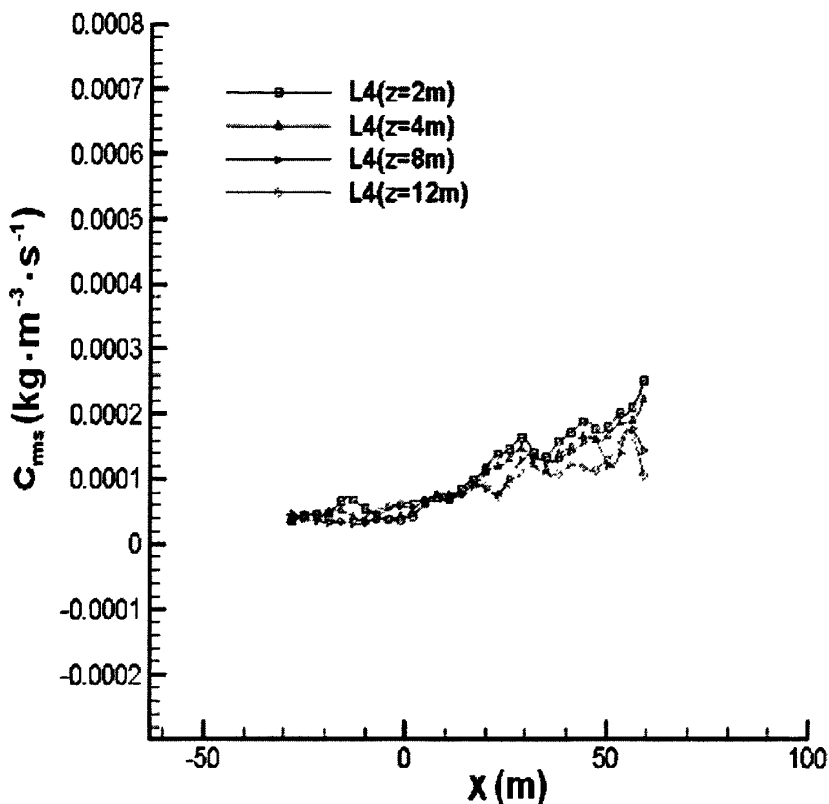


图 4-10 L4 上不同高度处污染物的平均浓度和均方根浓度

方向的变化规律，图 4-7、4-8、4-9 和 4-10 分别给出了 L1、L2、L3、L4 上不同高度处污染物的平均浓度和均方根浓度曲线图。从图 4-7 可知，对于 L1 上污染物的平均浓度，总体上随着高度的增大，污染物浓度逐渐降低，但是只有在 $x=10-59m$ 范围附近这种规律才比较明显，在 $x=-30-10m$ 范围附近不同高度的污染物浓度基本趋于一致，这说明在这个范围内，污染物已经沿高度充分扩散开来。对于 L1 上污染物的均方根浓度，也是只有在 $x=10-59m$ 范围附近随着高度的增大，均方根浓度逐渐降低的这种规律才比较明显，在 $x=-30-10m$ 范围附近不同高度的均方根浓度将基本趋于一致。从图 4-8 可知，对于 L2 上污染物的平均浓度，高度为 2m 和 4m 的曲线在 $x=40-59m$ 范围附近表现出一定的相似性，并都在污染源的下流附近出现浓度的极小值点 ($x=50m$)，这可能与其周围污染物的聚集有关，但是这种规律随着高度的增加而逐渐消失，如高度为 8m 和 12m 的曲线，这说明随着高度的增加，极小值点附近的污染物聚集现象逐渐减弱。在 $x=-30-40m$ 范围附近，不同高度的平均浓度基本趋于一致，这说明在这个范围内，污染物沿高度已经充分扩散开来。对于 L2 上污染物的均方根浓度，除了近

源附近 ($x=53-59\text{m}$), 2m 和 4m 高度处的均方根浓度明显大于 8m 和 12m 高度处的浓度, 其它位置处不同高度上的均方根浓度高度一致。从图 4-9 可知, 对于 L3 上污染物的平均浓度, 随着高度的增大, 污染物浓度呈明显下降趋势。在 $x=-30\text{m}$ 附近, 污染物浓度才逐渐趋于一致, 这说明在这个位置附近污染物才沿高度充分扩散开来。对于 L3 上污染物的均方根浓度, 沿高度上的变化规律与平均浓度相似, 即也是随着高度的增大, 浓度呈明显下降趋势, 在 $x=-30\text{m}$ 附近, 均方根浓度才逐渐趋于一致。从图 4-10 可知, 对于 L4 上污染物的平均浓度, 在 $x=20-59\text{m}$ 范围附近随着高度的增大, 污染物平均浓度呈下降的趋势。在 $x=-30-20\text{m}$ 范围附近, 污染物浓度趋于一致。对于 L4 上污染物的均方根浓度, 除了 $x=55-59\text{m}$ 范围附近, 其它位置处不同高度上的均方根浓度几乎一致。

从上述我们可知, 对于 L1、L2、L3、L4 上污染物的平均浓度, 只有在污染源到其下游的“某一位置”范围内 (在下文中我们称其为“位置”), 浓度才会随高度的增加呈明显的下降趋势。再往下游观察, 每个位置上不同高度处的平均浓度将基本趋于一致。但是这个“位置”将表现出一定的一致性, 对于 L1 和 L3 这个“位置”离污染源较远, 特别是对于 L3 几乎到了统计位置的末端, 而对于 L2 和 L4 这个“位置”离污染源较近, 特别是 L2。这说明在 L1 和 L3 上需要经过较长的沿流向跨度才能使污染物沿高度充分扩散开来, 而在 L2 和 L4 上这跨度较短。这可能与 L1、L2、L3、L4 上游建筑物的空间布局有密切的关系, L1 和 L3 位于入口 1 和入口 2 的下游, 较不容易形成上升气流, 而 L2 和 L4 上游有建筑物 28、29 的阻挡, 较易形成局部上升气流, 使污染物沿高度方向, 即 z 方向, 较易充分扩散开来, 这一点也可以从均方根浓度曲线看出。

4.5 本章小结

本章作者采用大涡模拟 (LES) 方法, 对小区内汽车尾气污染物 (二氧化氮) 的扩散现象进行了数值模拟研究。对计算过程中所采用的数值方法和边界条件做了相应的介绍, 最后对污染物扩散的模拟结果做了定性和定量的分析, 并得出了以下主要结论:

- 1) 在污染源上游建造单体体积较大的高层建筑物, 对污染物沿流向扩散是不利的, 能造成单体建筑背风面污染物的大量聚集。
- 2) 污染物平均浓度和均方根浓度的最大值不一定出现在最靠近排放源的位置。

置，有可能出现在排放源的下游附近。

- 3) 随着位置离污染源的渐远，污染物沿流向的影响将明显减小；随着高度的增加，污染物的平均浓度将明显减弱。小区内复杂的建筑物分布决定了污染物扩散的复杂性，近源处建筑物的空间分布将对污染物的扩散产生明显的影响，不合理的空间布局将导致污染物在近源建筑物的四周大量聚集，增加了污染物从汽车排出后的滞留时间，增大了汽车尾气中氮氧化物进一步发生光化学反应的危险，将形成恶劣的污染物环境。
- 4) 污染源上游的建筑物空间分布将直接影响污染物沿高度方向的扩散规律。这种规律刚好与沿流向方向相反。即当在污染源上游建造单体体积较大的高层建筑物时，它能加速污染物沿高度方向的扩散，而能够减缓甚至停止流向方向污染物的扩散。

第5章 居民小区内热环境的数值模拟

5.1 引言

由第一章所述我们可知,室外热环境是由太阳辐射、大气状况(风速、温度、湿度、混浊度等)、人为产热和降水等因素综合组成的一种热环境。室外热环境一方面能够直接影响室外人体热舒适度,进而影响人们的行为和户外活动空间的选择;另一方面它能够通过建筑外围围护结构间接地影响室内热环境^[99]。因此对室外热环境进行研究,对户外人体舒适度、户外空间的选择与利用和建筑热工设计都具有重要的指导意义。

在室外热环境中,流动的空气与建筑物表面及地表之间存在对流换热,建筑物表面和地表还接受太阳辐射,建筑物表面和地表对天空的长波辐射,各个表面之间的辐射换热,潜热散热以及建筑物表面和地表的导热热量等。自然环境、流场、地表和建筑物之间、建筑物与建筑物之间的相互耦合,构成了室外热环境的一个能量系统。在本章的居民小区室外热环境稳态数值模拟中,我们考虑了太阳辐射的影响,耦合了空气与建筑表面及地表之间的对流换热、建筑物与建筑物之间及建筑物与地表之间的辐射换热和建筑物表面的导热(只考虑壁面的一维导热,并忽略地表面的导热),并对模拟结果进行了详细的比较与分析。

5.2 数值方法

本章采用的居民小区物理模型和计算网格同上。流场的控制方程采用式 2-3、2-7、2-26、2-27 和 2-28(方程中的非稳态项为零),即采用了 Realizable $k-\varepsilon$ 湍流计算模型,温度场的控制方程采用式 2-70,采用式 2-72、2-74 来描述壁面的辐射力和辐射输运过程,采用式 2-78 来描述壁面导热过程,采用式 2-75、2-76 来描述流体与壁面之间的对流换热过程。关于离散方法,在空间离散方面动量方程的对流项采用了二阶精度迎风插值格式^[88];压力项采用了压力交错(Pressure Staggering)插值格式来计算控制容积交界面上的压力;采用了 SIMPLEC 压力-速度耦合算法^[90];能量方程中的对流项和扩散项分别采用二阶精度迎风插值格式和二阶中心差分格式^[88],采用二阶精度迎风插值格式处理辐射输运方程^[88]。离散代数方程组求解结合了点隐式线性化方法(Gauss-Seidel)和代数多重网格方法(AMG)。

5.2.1 太阳辐射处理方法

我们知道太阳辐射通过大气,一部分到达地面,称为直接太阳辐射,另一部分为大气的分子、大气中的微尘、水汽等吸收、散射和反射。被散射的太阳辐射一部分返回宇宙空间,另一部分到达地面,到达地面的这部分称为散射太阳辐射。达到地面的散射太阳辐射和直接太阳辐射之和称为总辐射。太阳辐射通过大气后,其强度和光谱能量分布都发生了变化,其中紫外光谱区几乎消失,可见光谱区大约降至 45%,而红外光谱区增至 55%。本章采用太阳射线追踪算法^[86]来考虑太阳辐射。对于直接太阳辐射,该算法采用两波段(Two-Band)光谱模型,这两个波段指的是可见光波段和红外线波段。对于散射太阳辐射,该算法采用了单波段半球平均光谱模型(Single-Band Hemispherical Averaged)。该算法采用了遮蔽算法来计算(Shading Algorithm)耦合到能量方程中热源项的大小。对于太阳辐射在壁面的处理,该算法只考虑了太阳辐射在壁面的一次反射,为了弥补实际中壁面对太阳辐射的多次反射和吸收过程,该算法把太阳辐射在壁面一次反射的太阳辐射量中的一部分,这部分能量的大小由散射系数(Scattering Coefficient)控制,通过面积加权均匀地分配到计算壁面上。

5.3 边界条件

对于流场,入流边界上采用了与第三章风环境稳态计算相同的方法(只是风速和风向不同,见表 5-1)。建筑物表面、计算区域底部和出流边界也与第三章夏季风环境稳态计算相同,见表 3-2。计算区域顶部采用零剪切边界条件。对于温度场,入流和出流边界上、计算区域顶部和底部、建筑物内表面都采用了定温边界条件。对于辐射场,入流、出流边界上辐射力为零,计算区域底部采用不透明壁面边界条件,计算区域顶部采用半透明壁面边界条件^[100],建筑物表面采用不透明壁面边界条件。入流边界上的风速大小、风向、温度,出流边界上的表压、温度,建筑物外表面上的粗糙高度和粗糙常数、可见光吸收率、发射率、散射系数^[101],建筑物内表面的温度,计算区域底部粗糙高度和粗糙常数、表面温度、发射率、可见光吸收率、散射系数^[102],计算区域顶部表面温度等见表 5-1。

5.4 计算实例与结果分析

本章作者对小区室外热环境进行了稳态 RANS 模拟。我们选择杭州(东经:

120.21，北纬：30.16，时区+8）2009年7月21日这一天的天气作为研究条件，天气为晴朗。建筑物壁面所使用的材料为承重空心砖，壁厚取为0.25m，它的热物理特性^[103]见表5-3。建筑物外表面使用树脂涂料，它的辐射特性^[101]见表5-1。小区地表所使用的材料为嵌锁石块或草地，它们的辐射特性^[102]见表5-1。下面作者具体分析比较了2009年7月21日14时居民小区内的热环境（这时假设小区地表所使用的材料全为嵌锁石块或草地），并且给出了这一天12:00、14:00、15:00、18:00、21:00和24:00这几个时间点小区室外空气的温度范围和整个计算区域的温度范围（地表为嵌锁石块）。

表 5-1 小区内热环境计算的边界条件

入口	风速大小与方向： $U_h=0.19\frac{m}{s}$ （ $h=10m$ ），东南风 温度：307K
出口	表压：0Pa 温度：307K
建筑外表面	粗糙高度：0.00255m 粗糙常数：0.5 可见光吸收率：0.7（树脂涂料） 发射率：0.67（树脂涂料） 散射系数：1（树脂涂料）
建筑内表面	温度：297K
计算区域顶部	温度：307K
计算区域底部	粗糙高度：0.00378m（嵌锁石块） 0.0131（草地） 粗糙常数：0.7（嵌锁石块）0.5（草地） 表面温度：319K（嵌锁石块）312K（草地） 可见光吸收率：0.78（嵌锁石块）0.69（草地） 发射率：0.9（嵌锁石块）0.94（草地） 散射系数：1

表 5-2 各个时刻太阳方向单位向量和太阳直接、散射辐射强度（2009/7/21，14 时）

	太阳方向单位 向量	直接太阳辐射 (W/m^2)	散射太阳辐射 (W/m^2)
24: 00	x= -0.85784 y= 0.48974 z= -0.15578	0	0
21: 00	x= -0.85976 y= 0.48635 z= -0.15578	0	0
18: 00	x= -0.93904 y= 0.28428 z= 0.19335	189.7	81.6
15: 00	x= -0.64758 y= -0.04551 z= 0.76063	417.77	225.14
14: 00	x= -0.44945 y= -0.11792 z= 0.88549	433.92	247.31
12: 00	x= 0.02304 y= -0.17503 z= 0.98429	444.11	264.83

表 5-3 建筑物壁面所使用材料的热物理特性

	密度 ρ (kg/m^3)	定压热容 C_p ($\text{J}/\text{kg}\text{K}$)	导热系数 λ (W/mK)
承重空心砖	1200	921.14	0.523

表 5-4 小区内空气温度范围和整个计算区域的温度范围

	空气温度范围 (K)	整个计算区域温度范围 (K)
12:00	302.9-313.6	302.9-316.0
14:00	307.0-323.8	305.3-328.9
15:00	305.9-327.5	304.5-335.1
18:00	302.9-318.3	300.9-323.6
21:00	300.9-305.9	299.4-307.0
24:00	298.6-301.1	297.9-302.0

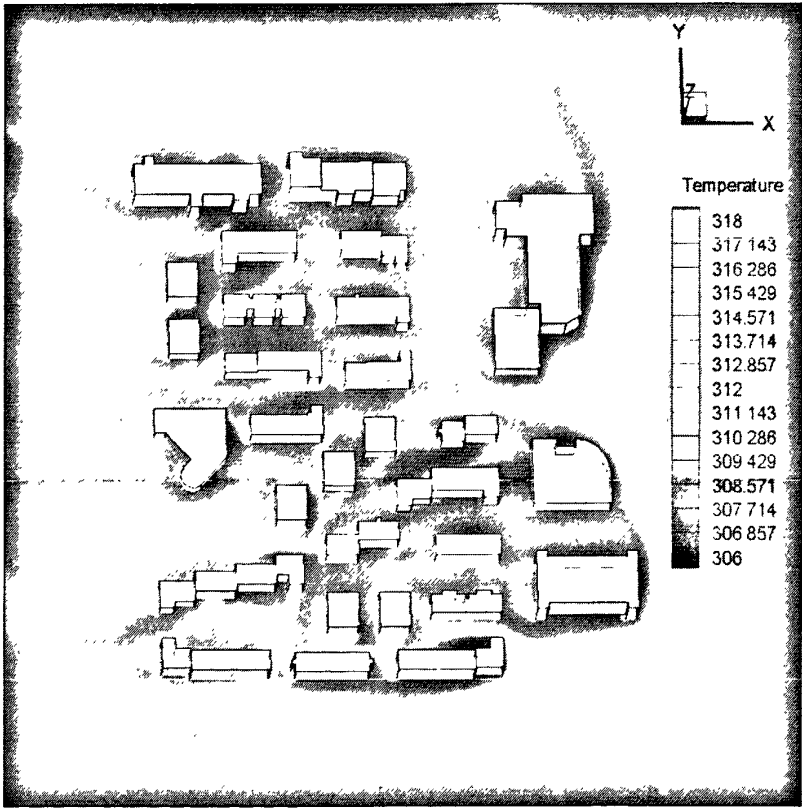


图 5-1 小区内温度等值图（z = 2m，地表为嵌锁石块，温度单位为 K）

5.4.1 小区内热环境模拟结果与分析

下面我们定性分析了 2009 年 7 月 21 日 14 时居民小区内的热环境（假设小

区地表全为嵌锁石块或草地)。这时太阳方向单位向量和太阳直接、散射辐射强度参见表 5-2。当地表全为嵌锁石块时, 整个流体的温度范围为 307.0–323.8K, 整个计算区域的温度范围为 305.3–328.9K (包括建筑壁面温度)。图 5-1 给出了小区内在这个时刻流体温度的等值图(水平剖面, 即垂直于 z 轴的平面, $z=2\text{m}$, 为了显示效果, 图中显示的温度范围为 306–318K)。从图 5-1 可以看出, 每个建筑物的西墙临近流体的温度相对较高, 而东墙附近流体温度相对较低, 整个流场的局部最高温度能到达 323.8K, 这些局部高温的位置位于建筑 2、6、25 和 26 西墙附近。产生上述现象的原因与这个时刻的太阳高度角和由此形成的建筑阴影密切相关。中午 14 时这个时刻的太阳高度角, 参见太阳方向单位向量, (这时建筑物西墙和南墙为迎阳面, 东墙和北墙则为背阴面)使建筑物西墙比东墙获得更多的太阳辐射能, 进而使西墙临近流体温度比东墙流体温度高。局部最高温度位置位于建筑物 2、6、25 和 26 西墙附近。这是由于这些建筑物西墙下游没有其它建筑物阴影的遮挡, 直接暴露在太阳辐射下, 进而使这里局部流体温度急剧升高。虽然产生上述温度分布现象的主要原因是太阳高度角和由此形成的建筑阴影, 但是流动模式也是一个不能忽略的重要因素(间接影响流体和壁面之间的对流换热), 这些局部温度较高的位置也是旋涡产生的位置, 温度也是一个标量, 就像污染物会在这些产生旋涡的位置聚集一样, 温度也会在这些位置“聚集”。从图中还可看出, 整个小区南面和东面的迎风建筑物附近流体的温度也较高, 大多数单体建筑南面(迎阳面)附近流体温度较西面低, 这些都充分说明了流动模式对温度场的影响(在建筑群迎风面附近的流动模式分析参见第三章)。从上面我们可知, 太阳辐射(这里包括太阳高度角、太阳辐射量)和小区内建筑物的空间布局(影响建筑阴影形成、壁面与壁面之间的辐射换热和小区内风环境)是影响小区内热环境的两个主要因素。

当地表全为草地时, 整个流体的温度范围为 306.4–319.5K, 整个计算区域的温度范围为 304.2–328.2K (包括建筑壁面温度)。从这里可知当地表全为草地时, 流体的最高温度下降 4.3°C , 最低温度下降 0.6°C , 计算区域最高温度下降 0.7°C , 最低温度下降 1.1°C 。图 5-2 给出了小区内在这个时刻流体温度的等值图(剖面位置和温度显示范围同图 5-1)。从图 5-2 可知, 小区内整体温度分布规律同 5-1, 但是小区内空气平均温度小于地面全为嵌锁石块时的情况。作者定性比

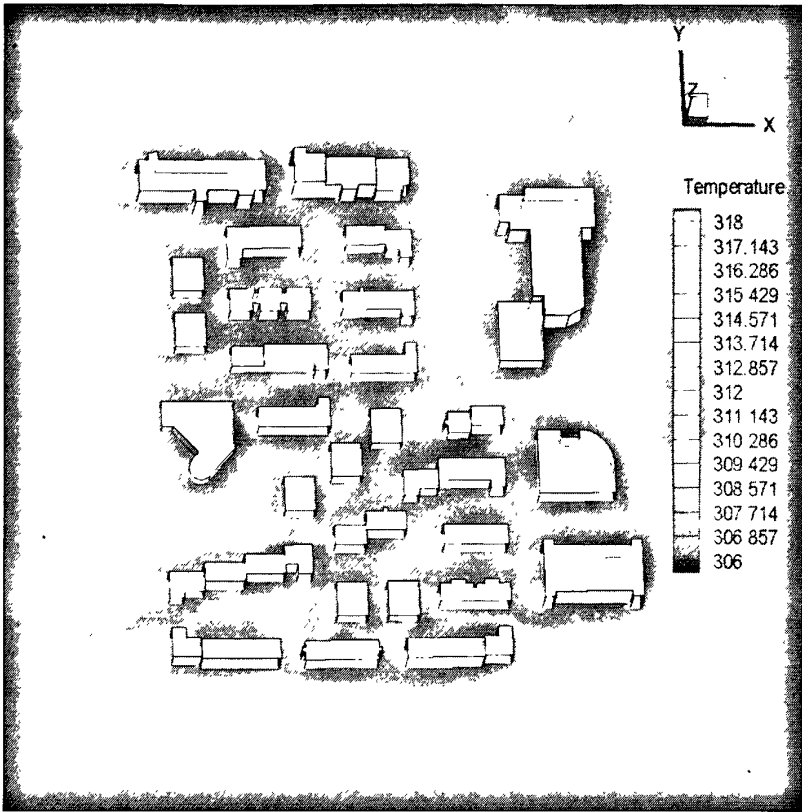


图 5-2 小区内温度等值图 ($z=2\text{m}$ ，地表为草地，温度单位为 K)

较了两种地面情况小区内的整体空气温度水平 ($z=2\text{m}$)，我们发现在迎风建筑 (建筑 21、22、23、27、28 和 29) 的上游铺设草地的降温效果是最佳的，降温的最大幅度能达到 3.5°C 左右，总体的降温效果在 2.0°C 左右。小区内的草地对空气的降温幅度最大为 2.0°C 左右，而总体的降温效果在 $0.5\text{--}1.5^{\circ}\text{C}$ 左右范围。我们还发现草地能使小区内空气温度的波动变缓。图 5-3 给出了迎风建筑上游附近典型温度分布，5-4 给出了小区内区域 C 和 A 内典型的温度分布 (这些区域说明见图 3-2)。

最后作者给出了 2009 年 7 月 21 日中午 12: 00、14: 00、15: 00、18: 00、21: 00 和凌晨 24: 00 这几个时间点小区内 (地表为嵌锁石块) 的空气温度范围和整个计算区域的温度范围，见表 5-4。从表中我们可以看出，中午 14: 00、15: 00 是一天中最热的时刻，特别是 15: 00 这个时刻，随着太阳辐射强度的减弱，从 18: 00、21: 00 到凌晨 24: 00 小区内的温度逐渐降低，但是即使到了凌晨 24: 00，流体局部最高温度能达到 302K。总体上说，该小区内的热环境比较恶劣，有待进一步的改进，比如在小区内铺设较大面积的草坪，在局部高温位置 (比

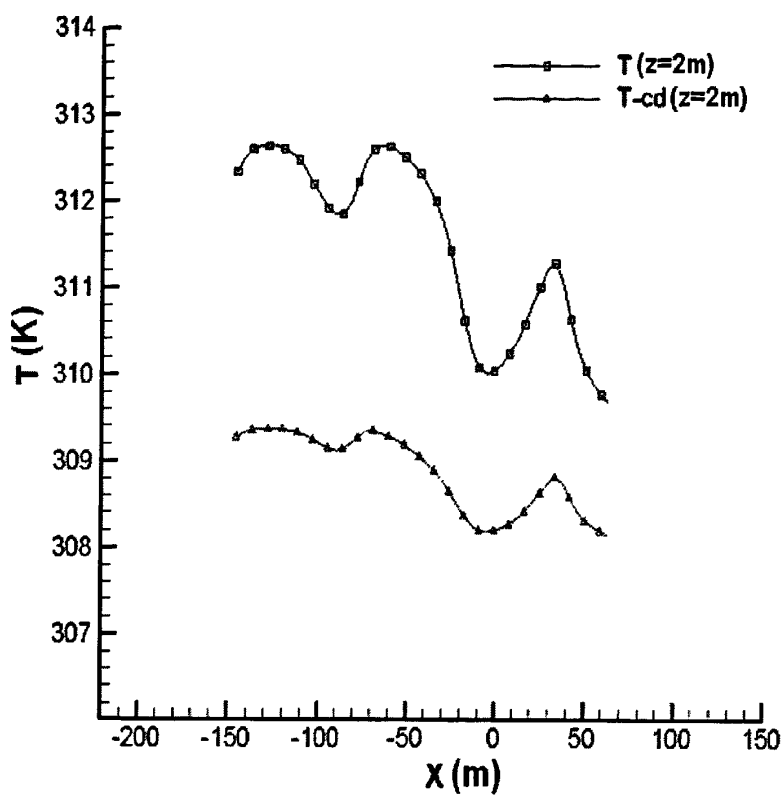
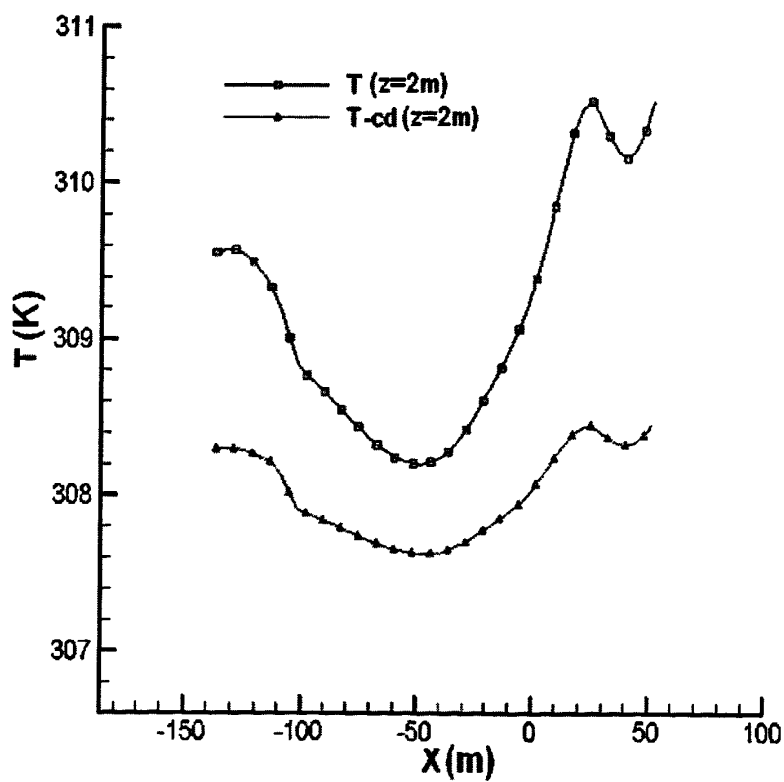


图 5-3 不同地表情况空气温度的比较 ($z=2\text{m}$, 迎风建筑上游附近典型温度分布)



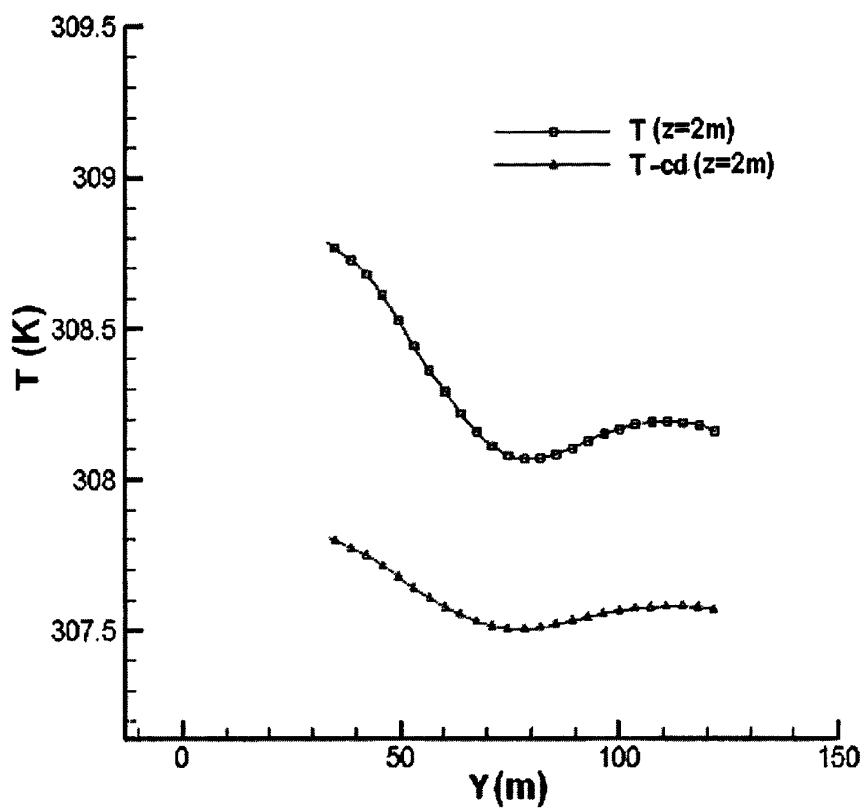


图 5-4 不同地表情况空气温度的比较（ $z=2\text{m}$ ，区域 C 和 A 内典型温度分布）

如建筑物 2、6、25 和 26 西墙附近）的上游铺设遮挡物等，防止直接暴晒在太阳辐射下。

5.5 本章小结

本章作者采用雷诺平均（RANS）方法，对小区室外热环境进行了数值模拟研究。在计算过程中，考虑了太阳辐射的影响，耦合了空气与建筑表面及地表之间的对流换热、建筑物与建筑物之间及建筑物与地表之间的辐射换热和建筑物表面的导热（只考虑壁面的一维导热，并忽略地表面的导热）。分析了 2009 年 7 月 21 日 14 时居民小区内的热环境，着重比较了不同地表材料（嵌锁石块或草地）对小区室外热环境的影响（14 时），并且给出了这一天 12: 00、14: 00、15: 00、18: 00、21: 00 和 24: 00 这几个时间点小区室外空气的温度范围和整个计算区域的温度范围（地表为嵌锁石块），并得出了以下主要结论：

- 1) 2009 年 7 月 21 日 14 时居民小区内每个建筑物西墙临近流体的温度相对较高，而东墙附近流体温度相对较低。
- 2) 太阳辐射（包括太阳高度角、太阳辐射量）和小区内建筑物的空间布局

(影响建筑阴影形成、壁面与壁面之间的辐射换热和小区内风环境)是影响小区内热环境的两个主要因素。

- 3) 相对于地表全为嵌锁石块,当地表全为草地时(其它条件都相同),小区内空气平均温度有较明显的下降。流体的最高温度能下降 4.3°C ,最低温度能下降 0.6°C ,计算区域最高温度能下降 0.7°C ,最低温度能下降 1.1°C 。
- 4) 在迎风建筑(建筑 21、22、23、27、28 和 29)的上游铺设草地的降温效果是最佳的,降温的最大幅度能达到 3.5°C 左右,总体的降温效果能达到 2.0°C 左右。小区内的草地对空气的降温幅度最大为 2.0°C 左右,而总体的降温效果在 $0.5-1.5^{\circ}\text{C}$ 左右范围。大面积的草地能使小区内空气温度的波动变缓。
- 5) 中午 14: 00、15: 00 是一天中最热的时刻,特别是 15: 00 这个时刻。随着太阳辐射强度的减弱,从 18: 00、21: 00 到凌晨 24: 00 小区内的温度逐渐降低,但是即使到了凌晨 24: 00,流体局部最高温度能达到 302K。总体上说,该小区内的热环境比较恶劣。

第6章 全文总结及工作展望

6.1 全文总结

本文采用数值模拟的方法对杭州某居民小区内的微环境(风环境、污染物环境和热环境)进行了较为深入的研究。在第一章绪论中,作者讨论了本课题研究的背景及其意义,并对国内外微环境研究做了较为全面的综述。第二章总结了研究小区微环境的基本理论及其方法。因为居民小区内的风环境是其它微环境研究的基础,所以作者在第三章中深入研究了小区内的风环境,其中还介绍了模拟小区的物理建模过程,网格生成思路,计算过程采用的数值方法及其边界条件。在第四章中,作者采用了较为先进的模拟方法-大涡模拟对小区内汽车尾气扩散过程做了较为深入的研究。在第五章中,作者采用了雷诺平均方法对小区室外热环境进行了数值模拟研究。在计算过程中,考虑了太阳辐射的影响,耦合了空气与建筑表面及地表之间的对流换热、建筑物与建筑物之间及建筑物与地表之间的辐射换热和建筑物表面的导热(只考虑壁面的一维导热,并忽略地表面的导热)。以上各章节在居民小区内的微环境研究过程中,都获得了一些较为重要的结论,为住宅规划设计、避免室外污染物的聚集和室外热环境的改善提供了一定的参考和帮助。

6.2 本文主要的创新点

从研究对象上看,本文研究的是杭州某一实际居民小区内的复杂建筑群。

从网格结构上看,为了保证计算过程的稳定性和收敛性,作者在建筑群复杂拓扑结构的基础上,采用分块划分的方法构建了规则网格(只有局部采用非结构网格)。

为了保证物理上的真实解,作者采用了 Realizable $k-\varepsilon$ 模型来模拟计算小区内的风环境和热环境。

从风环境的研究来看,虽然地表面开敞的区域能够改善区域内的风环境,使区域内的流动更加顺畅,但是它同时也能够对周边区域的流动产生明显的影响。

从污染物的研究来看,污染物平均浓度和均方根浓度的最大值不一定出现在最靠近排放源的位置,有可能出现在排放源的下游附近。

从热环境的研究来看,太阳辐射(包括太阳高度角、太阳辐射量)和小区内

建筑物的空间布局（影响建筑阴影形成、壁面与壁面之间的辐射换热和小区内风环境）是影响小区内热环境的两个主要因素。

6.3 本文不足之处及未来工作的展望

本文存在以下不足之处及进一步工作建议：

本文所采用的分析手法较为一般。在接下去的工作中，是否可以尝试引入一种新的评价方法来评价整个建筑群分布对风环境、污染物环境和热环境的影响。

因为本文只研究了小区内夏季典型风环境，获得的结论是否具有普适性，是否和风向有关，在接下来的工作中还需要进一步的研究。

因为汽车尾气除了气态污染物外，还包括烟尘微粒等固态污染物。本文只研究了气态污染物的扩散现象，在接下来的工作中，需要对烟尘微粒等固态污染物扩散进行研究。

参考文献

- [1].崔桂香,史瑞丰,王志石等.城市大气微环境大涡模拟研究[J].中国科学,2008,38(6): 626-636.
- [2].陈飞.建筑风环境夏热冬冷气候区风环境研究与建筑节能设计[M].中国建筑工业出版社,北京,2009.
- [3].赵彬,林波荣,李先庭等.建筑群风环境的数值模拟仿真优化设计[J].城市规划汇刊,2002,(2): 57-61.
- [4].Michael J S, Peter A I, Colin J W, Glenn D, S. A comprehensive assessment of pedestrian comfort including thermal effects[J]. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 1998, 77&78: 753-766.
- [5].新华网: http://news.xinhuanet.com/politics/2006-08/03/content_4913193.htm.
- [6].中国环境保护部: http://wfs.mep.gov.cn/dq/kqzl/200706/t20070613_105143.htm.
- [7].中国能源网: <http://www.china5e.net/news/huanbao/200706/200706210237.html>.
- [8].郝吉明,马广大.大气污染控制工程[M].2版,高等教育出版社,北京,2002.
- [9].王光军.可持续发展理念下的能源产业战略[J].油气田环境保护,2004,14(4).
- [10].何义芳,计惠民,张晓伟.环境与人类健康[M].中国社会科学出版社,北京,2008.
- [11].戴树桂.环境化学[M].2版.高等教育出版社,北京,2006.
- [12].张继娟,魏世强.我国城市大气污染现状与特点[J].四川环境,2006,25(3): 104-108.
- [13].罗庆.基于图像分析的城市建筑群室外热环境研究[D].重庆大学,2006.
- [14].周淑贞.上海近数十年城市发展对气候的影响[J].华东师范大学学报,1990,(4): 64-73.
- [15].Jacob B, Helen L, Walker, Cai X M. A study of the dispersion and transport of reactive pollutants in and above street canyons-a large eddy simulation[J]. Atmospheric Environment, 2004, 38: 6883-6892.
- [16].Rao P K. Remote sensing of urban heat island from an environment satellite[J]. Bulletin of the American Meteorological Society, 1972, 53: 647-648.
- [17].岑可法,樊建人.工程气固多相流的理论及计算[M].浙江大学出版社,杭州,1990.

- [18].罗坤. 气固两相自由剪切流动的直接数值模拟和实验研究[D]. 浙江大学, 2005.
- [19].Cheng H, Castro I P. Near wall flow over urban-like roughness[J]. *Boundary-Layer Meteorology*, 2002, 104(2): 229-259.
- [20].Maruyama T, Ishizaki H. A wind test on the boundary layer characteristics above an urban area[J]. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 1988, 28: 139-148.
- [21].Petra K K, Mathias W R. Mean flow and turbulence characteristics in an urban roughness sublayer[J]. *Boundary-Layer Meteorology*, 2004, 111: 55-84.
- [22].Tetsu K, Masao M, Yoshihide T, Akashi M. Wind tunnel tests on the relationship between building density and pedestrian-level wind velocity: development of guidelines for realizing acceptable wind environment in resident neighborhoods[J]. *Building and Environment*, 2008, 43: 1699-1708.
- [23].Davidson M J, Snyder W H, Lawson R E, Hunt C R. Wind tunnel simulations of plume dispersion through groups of obstacles[J]. *Atmospheric Environment*, 1996, 30: 3715-3731.
- [24].Mfula A M, Kukadia V, Griffiths R F, Hall D J. Wind tunnel modeling of urban building exposure to outdoor pollution[J]. *Atmospheric Environment*, 2005, 39: 2737-2745.
- [25].Yassin M F, Kato S, Ooka R, Takahashi T, Kouno R. Field and wind-tunnel study of pollutant dispersion in a built-up area under various meteorological condition[J]. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 2005, 93: 361-382.
- [26].Heist D K, Perry S G, Brixey L A. A wind tunnel study of the effect of roadway configurations on the dispersion of traffic-related pollution[J]. *Atmospheric Environment*, 2009, 43: 5101-5111.
- [27].Eugene Y, Chan R, Kosteniuk P R, Chandler G M, et al. Concentration fluctuation measurements in clouds released from a quasi-instantaneous point source in the atmospheric surface layer[J]. *Boundary-Layer Meteorology*, 1994, 71: 341-373.

- [28]. Rotach M W, Gryning S E, Batchvarova E, et al. Pollutant dispersion close to an urban surface- the BUBBLE tracer experiment[J]. *Meteorology and Atmospheric Physics*, 2004, 87: 39-56.
- [29]. Tomlin A S, Smalley R J, Tate J E, Barlow J F, et al. A field study of factors influencing the concentration of a traffic-related pollutant in the vicinity of a complex urban junction[J]. *Atmospheric Environment*, 2009, 43: 5027-5037.
- [30]. Hassan A A, Crowther J M. Modeling of fluid flow and pollutant dispersion in a street canyon[J]. *Environment Monitoring and Assessment*, 1998, 52:281-297.
- [31]. Zhang Y Q, Arya S P, Snyder W H. A comparison of numerical and physical modeling of stable atmospheric flow and dispersion around a cubical building[J]. *Atmospheric Environment*, 1996, 30: 1327-1345.
- [32]. Kim J J, Baik J J. A numerical study of the effects of ambient wind direction on flow and dispersion in urban street canyons using the RNG $k-\varepsilon$ turbulence model[J]. *Atmospheric Environment*, 2004, 38: 3039-3048.
- [33]. Xie Z T, Coceal O, Castro I P. Large-eddy simulation of flows over random urban-like obstacles[J]. *Boundary-Layer Meteorology*, 2008, 129:1-23.
- [34]. Coceal O, Thomas T G, Castro I P, Belcher S E. Mean flow and turbulence statistics over groups of urban-like cubical obstacles[J]. *Boundary-Layer Meteorology*, 2006, 121:491-519.
- [35]. Smolarkiewicz P K, Sharman R, Weil J, Perry S G, et al[J]. Building resolving large-eddy simulation and comparison with wind tunnel experiment[J]. *Journal of Computational Physics*, 2007, 227: 633-653.
- [36]. Tseng Y H, Meneveau C, Parlange M B. Modeling flow around bluff bodies and predicting urban dispersion using large eddy simulation[J]. *Environment Science & Technology*, 2006, 40, 2653-2662.
- [37]. Xie Z T, Castro I P. Large-eddy simulation for flow and dispersion in urban streets[J]. *Atmospheric Environment*, 2009, 43: 2174-2185.
- [38]. 吕萍, 袁九毅, 张文煜. 城市街谷几何结构对街谷内流场及污染物浓度场影响的数值模拟[J]. *高原气象*, 2004, 23(4): 534-539.

- [39].田丰, 余志, 莱铭. 街道峡谷型交叉口内气态污染物扩散的数字模拟[J]. 环境科学研究, 2008, 21(2): 79-83.
- [40].张宇, 蒋维楣. 建筑物对大气污染物扩散影响的大涡模拟[J]. 大气科学, 2006, 30(2): 212-220.
- [41].旺新, Mcnamara K F. 大涡模拟建筑物对近源大气污染物扩散的影响[J]. 运用力学学报, 2007, 24(1): 284-287.
- [42].周莉, 席光. 高层建筑群风场的数值分析[J]. 西安交通大学学报, 2001, 35(5):471-473.
- [43].史瑞丰, 崔桂香, 王志石, 许春晓等. 城市小区空气流动与交通污染物的大涡数值模拟[J]. 自然科学进展, 2009, 19(2): 212-221.
- [44].Nikolopoulou M, Baker N, Steemers K. Thermal comfort in outdoor urban spaces: understanding the human parameter[J]. Solar Energy, 2001, 70(3): 227-235.
- [45].Negara K, Shimoda Y, Mizuno M. Evaluation of the thermal environment in an outdoor pedestrian space[J]. Atmospheric Environment, 1996, 30(3):497-505.
- [46].Yannas S. Toward more sustainable cities[J]. Solar Energy, 2001, 70(3): 281-294.
- [47].Bonan, Gordon B. Microclimates of a suburban Colorado landscape and implication for planning and design. Landscape and Urban Planning, 2000, 49(3): 94-114.
- [48].Fazia A T, Mayer H. Numerical study on the effects of aspect ratio and orientation of an urban street canyon on outdoor thermal comfort in hot and dry climate[J]. Building and Environment, 2006, 41:94-108.
- [49].Takahashi K, Yoshida H, Tanaka Y, Aotake N, et al. Measurement of thermal environment in Kyoto city and its prediction by CFD simulation[J]. Energy and Buildings, 2004, 36: 771-779.
- [50].Tsuyoshi H, Tadashi T. Simulation of thermal effects of urban green areas on their surrounding areas[J]. Energy and Buildings, 1990/1991, 15-16: 443-446.
- [51].Huang H, Ooka R, Kato S, Urban thermal environment measurements and numerical simulation for an actual complex urban area covering a large district heating and cooling system in summer[J]. Atmospheric Environment, 2005, 39:

6362-6375.

- [52].Chen H, Ooka R, Harayama K, Kato S, et al . Study on outdoor thermal environment of apartment block in Shenzhen, China with coupled simulation of convection, radiation and conduction[J]. Energy and Buildings, 2004, 36: 1247-1258.
- [53].Chen H, Ooka R, Huang H, Tsuchiya T. Study on mitigation measures for outdoor thermal environment on present urban blocks in Tokyo using coupled simulation[J]. Building and Environment, 2009, 44: 2290-2299.
- [54].赵敬源, 刘加平. 城市街谷热环境数值模拟及规划设计对策[J]. 建筑学报, 2007, 3: 37-39.
- [55].Li X T, Zhen Y, Bin Z, Ying L. Numerical analysis of outdoor thermal environment around buildings[J]. Building and Environment, 2005, 40: 853-866.
- [56].陈宏. 通过建筑外壁绿化改善城市热环境的研究[J]. 新建筑, 2002, 2.
- [57].李晓锋. 住宅微气候模拟方法研究[D]. 清华大学, 2003.
- [58].王菲, 肖勇全. 太阳辐射对不同建筑群产生升温效果的探讨[J]. 山东建筑工程学院学报. 2004, 19(1): 59-62.
- [59].陶文铨. 数值传热学[M]. 2 版, 西安交通大学出版社, 西安, 2001.
- [60].Hinze J Q. Turbulence[D]. 2nd Edition, McGraw-Hill Book Company Inc, 1975.
- [61].Launder B E, Spalding D B. Lectures in mathematical models of turbulence[D]. Academic Press, London, England, 1972.
- [62].Yakhot V, Orszag S A. Renormalization Group analysis of turbulent: I. Basic Theory[J]. Journal of Scientific Computing, 1986, 1(1): 1-51.
- [63].Shih T H, Liou W W, Shabbir A, et al. A new $k-\varepsilon$ eddy-viscosity model for high Reynolds number turbulent flows-Model development and validation[J]. Computers Fluids, 1995, 24(3): 227-238.
- [64].Fluent6.3.26\help\html\ug\node477.htm.
- [65].Mellor G L. The effects of pressure gradients on turbulent flow near a smooth wall[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1966, 24(2): 255-274.
- [66].Mellor G L, Herring H J. A survey of the mean turbulent field closure models[J]. AIAA Journal, 1973, 11(5):590.

- [67].Fluent 6.3.26\help\html\ug\node479.htm.
- [68].Fluent 6.3.26\help\html\ug\node480.htm.
- [69].Hanjalic K, Launder B E. A Reynolds stress model of turbulence and its application to thin shear flows[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1972, 52(4): 609-638.
- [70].Daly B J, Harlow F H. Transport equations in turbulence[J]. Physics of Fluids, 1970, 13(11): 2634-2649.
- [71].张兆顺, 崔桂香, 许春晓. 湍流理论与模拟[M]. 清华大学出版社, 北京, 2005.
- [72].Fluent6.3.26\help\html\ug\node507.htm.
- [73].Smagorinsky J. General circulation experiments with the primitive equations. I. The basic experiment[J]. Monthly Weather Review, 1963, 91:99-164.
- [74].Lilly D K. A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure model[J]. Physics of Fluids, 1992, 4:633-635.
- [75].Nicoud F, Ducros F. Subgrid-scale stress modeling based on the square of the velocity gradient tensor[J]. Flow, Turbulence, and Combustion, 1999, 62(3): 183-200.
- [76].Kim W W, Menon S. Application of the localized dynamic subgrid-scale model to turbulent wall-bounded flows[J]. Technical Report AIAA, 35th Aerospace Sciences Meeting, Reno, NV, January 1997.
- [77].Poinso T, Veynante D. Theoretical and Numerical Combustion[D]. 2nd Edition, Edwards, Tewksbury, United States, 2005.
- [78].Fluent6.3.26\help\html\ug\node576.htm
- [79].Cheng P. Two-dimensional radiating gas flow by a moment method[J]. AIAA Journal, 1964, 2: 1662-1664.
- [80].Siegel R, Howell J R. Thermal radiation heat transfer[D]. Hemisphere Publishing Corporation, Washington DC, 1992.
- [81].Carvalho M G, Farias T, Fontes P. Predicting radiative heat transfer in absorbing, emitting, and scattering media using the discrete transfer method[J]. Fundamentals of Radiation Heat Transfer, 1991, 160:17-26.
- [82].Chui E H, Raithby G D. Computation of radiant heat transfer on a

- non-orthogonal mesh using the finite-volume method[J]. Numerical Heat Transfer, Part B, 1993, 23: 269-288.
- [83].Fluent6.3.26\help\html\ug\node575.htm
- [84].Fluent6.3.26\help\html\ug\node580.htm
- [85].杨世铭, 陶文铨. 传热学[D]. 3 版, 高等教育出版社, 北京, 2006.
- [86].Fluent6.3.26\help\html\ug\node592.htm.
- [87].屠传经, 沈珞婵, 胡亚才. 高温传热学[D]. 浙江大学出版社, 杭州, 1997.
- [88].Chung T J. Computational fluid dynamics[D]. Cambridge University Press, 2002.
- [89].Richards P J, Hoxey R P. Appropriate boundary conditions for computational wind engineering models using $k-\varepsilon$ turbulence model[J]. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 1993, 46&47: 145-153.
- [90].Vandormaal J P, Raithby G D. Enhancements of the SIMPLE method for predicting incompressible fluid flow[J]. Numerical heat transfer, 1984, 7: 147-163.
- [91].Hu C H, Wang F. Using a CFD approach for the study of street-level winds in a build-up area[J]. Building and Environment, 2005, 40:617-631.
- [92].Britter R E, Hanna S R. Flow and dispersion in urban areas[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 2003, 35: 469-496.
- [93].Lui C H, Barth M C. Large-eddy simulation of flow and scalar transport in a modeled streets canyon[J]. Journal of Applied Meteorology, 2002, 41: 660-673.
- [94].Walton A, Cheng A Y S, Yeung W C. Large-eddy simulation of pollution dispersion in an urban street canyon-part I : Comparison with field data[J]. Atmospheric Environment, 2002, 36(22): 3601-3613.
- [95].Walton A, Cheng A Y S. Large-eddy simulation of pollution dispersion in an urban street canyon-part II : Idealised canyon simulation[J]. Atmospheric Environment, 2002, 36(22): 3615-3627.
- [96].Ferziger J L, Peric M. Computational methods for fluid dynamics[D]. Springer-Verlag, Heidelberg, 1996.
- [97].Issa R I. Solution of the implicitly discretized fluid flow equations by

- operator-splitting[J]. Journal of Computational Physics, 1985, 62:40-65.
- [98].Fluent6.3.26/help/html/ug/node509.htm.
- [99].叶歆. 建筑热环境[D]. 清华大学出版社, 北京, 1996.
- [100].Fluent6.3.26/help/html/ug/node580.htm.
- [101].葛绍岩, 那鸿悦. 热辐射性质及其测量[D]. 科学出版社, 北京, 1989.
- [102].Tan S A, Fwa T F. Influence of pavement materials on the thermal environment of outdoor spaces[J]. Building and Environment, 1992, 27(3): 289-295.
- [103].张家荣, 赵廷元. 工程常用物质的热物理性质手册[D]. 国防工业出版社, 北京, 1987.

作者简介及攻读硕士期间主要的科研成果

作者简介

包毅，男，民族汉，生于1983年10月9日，福建福鼎人

2007.9-2010.6 浙江大学能源清洁利用国家重点实验室攻读硕士学位

2002.9-2006.6 华北电力大学（保定）动力系就读本科

攻读硕士学位期间参与的科研项目：

浙江省自然科学基金重点项目(主要参加者)

国家自然科学基金重点项目（辅助博士师兄）

攻读硕士学位期间发表的论文：

包毅，罗坤. 城市居民小区内微环境流动的数值模拟. 能源工程.