

建筑环境计算流体力学及其应用

JIANZHUHUANJINGJISUANLIUTILIXUEJIQIYINGYONG

“十二五”国家重点图书出版规划项目



市政与环境工程系列丛书

刘京 编著

建筑环境



哈尔滨工业大学出版社
HARBIN INSTITUTE OF TECHNOLOGY PRESS

“十二五”国家重点图书出版规划项目
市政与环境工程系列丛书

建筑环境计算流体力学及其应用

刘京 编著

哈尔滨工业大学出版社

内 容 提 要

CFD(计算流体力学)是一门新兴的计算科学,随着计算机的普及和计算能力的提高,近年来在建筑环境领域有着越来越广泛的应用。本书旨在向读者介绍建筑环境 CFD 模拟的基本理论及具体应用。全书共分 5 章,主要介绍了常用的湍流计算模型;数值计算方法;利用商用 CFD 软件进行建筑环境模拟的操作及应用案例等内容。

本书可作为高等院校供热、供燃气、通风及空调工程、建筑学等学科的研究生教材,也可供上述相关学科的设计、科研、技术人员等参考使用。

图书在版编目(CIP)数据

建筑环境计算流体力学及其应用/刘京编著. —哈尔滨:
哈尔滨工业大学出版社,2017. 11
ISBN 978 - 7 - 5603 - 6749 - 1

I. ①建… II. ①刘… III. ①建筑学-计算流体力学-
研究 IV. ①TU-0

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2017)第 158001 号

策划编辑 贾学斌 王桂芝
责任编辑 张 瑞 王桂芝
出版发行 哈尔滨工业大学出版社
社 址 哈尔滨市南岗区复华四道街 10 号 邮编 150006
传 真 0451 - 86414749
网 址 <http://hitpress.hit.edu.cn>
印 刷 黑龙江艺德印刷有限责任公司
开 本 787mm×1092mm 1/16 印张 18.25 字数 440 千字
版 次 2017 年 11 月第 1 版 2017 年 11 月第 1 次印刷
书 号 ISBN 978 - 7 - 5603 - 6749 - 1
定 价 48.00 元

(如因印装质量问题影响阅读,我社负责调换)

前 言

作者在日本留学、工作期间开始接触和应用计算流体力学(CFD),算来已有将近20年了。2003年起回国任教,亲身经历了国内利用CFD技术为建筑环境领域科研和实际应用服务的快速发展阶段。一方面欣喜地看到CFD作为重要的研究工具的确带来了大量优秀的成果,已经越来越受到行业的认可和重视,同时又有所不安和担心。这种不安和担心主要在于CFD作为揭示和预测复杂湍流流动内在规律的学科分支,本身有着严谨的理论支撑和丰富的实践内涵,但部分CFD使用者只是简单地把CFD商用软件作为“傻瓜型”的计算工具来使用,对CFD的基本理论和应用原则缺乏必要的认识,其产生的后处理结果虽然“五彩斑斓”,但其实毫无价值。这种不良的趋势如不予以扭转,一定会严重影响CFD的可信度和今后的健康发展。

鉴于此,作者自2009年起为哈尔滨工业大学供热、供燃气、通风及空调学科开设并主讲“计算流体及数值模拟技术”、自2012年起为哈尔滨工业大学深圳研究生院建筑学与城市规划学科开设并主讲“城市区域热气候与风环境CFD模拟”、自2013年起为哈尔滨工业大学建筑学学科开设并主讲“建筑物理环境模拟”等研究生课程,主要教学目的是希望通过课堂讲解和上机训练,使学生能够大体上掌握CFD的基础理论、应用方法,培养该领域学生正确应用CFD进行数值模拟以解决实际科研问题的能力。全书主体包括两大部分,第2章、第3章为理论部分,简明地介绍CFD计算模型和计算方法;第4章、第5章为实际应用部分,通过大量具体案例,相对系统地介绍了利用商用CFD软件进行模拟的正确操作方法以及CFD在建筑环境领域的具体应用。总体上本书以介绍建筑环境专业有关的CFD实用技术为主旨,适用于32学时(含8~10学时左右的上机训练)左右的研究生或本科生课程讲解。读者欲从理论上对CFD进行深入探讨还需要参考更为专业的计算流体力学文献。

行文至此,作者要特别感谢日本东北大学的持田灯教授和原日本东京燃气株式会社技术研究所的大平昇研究员,他们都曾属于CFD技术在建筑环境领域的开创者与权威——日本东京大学著名学者村上周三教授研究室,正是由于他们的专业指导,让作者在CFD理论和实际应用方面打下了较为正确和扎实的基础。同时感谢本人的研究生水滔滔撰写了本书第4章4.3节“建筑环境CFD模拟的操作讲解”部分,吴清、杜晶、肖秋珂等参与了资料搜集、整理以及图表编制等辅助性工作,在此一并表示感谢。

最后,本书在出版过程中得到了哈尔滨工业大学出版社的大力帮助,使得该书能在较短的时间内得以出版,在此一并表示感谢。

由于作者水平有限,书中疏漏之处在所难免,衷心欢迎读者提出宝贵意见。

作 者

2017年5月

目 录

第 1 章 绪论	1
1.1 建筑环境与计算流体力学	1
1.2 湍流概述	3
1.3 流体控制方程	8
复习思考题	12
第 2 章 湍流计算模型	13
2.1 湍流数值模拟概述	13
2.2 基于雷诺平均的湍流计算模型系列	16
2.3 基于空间筛滤的湍流计算模型系列	40
2.4 RANS 与 LES 的复合型模型(RANS/LES)	50
2.5 标量场湍流计算模型系列	53
2.6 总结	63
复习思考题	64
第 3 章 CFD 模拟的数值计算方法	65
3.1 离散处理	65
3.2 计算网格(grid)划分	77
3.3 计算方法	87
3.4 边界条件	93
3.5 代数方程组求解方法	100
复习思考题	105
第 4 章 建筑环境 CFD 软件模拟	107
4.1 CFD 模拟软件简介	107
4.2 CFD 软件模拟的流程	114
4.3 建筑环境 CFD 模拟的操作讲解	115
4.4 总结	195
复习思考题	195
第 5 章 CFD 在建筑环境领域的应用	197
5.1 概述	197
5.2 湍流计算模型的性能验证	197

5.3	建筑空调通风气流组织方案设计与评价	210
5.4	建筑热湿环境、空气品质及热舒适的预测评价	231
5.5	建筑周边微尺度环境研究	245
5.6	CFD 模拟与其他模拟手段的组合研究	263
5.7	总结	272
参考文献		273
名词索引		281

第 1 章 绪 论

1.1 建筑环境与计算流体力学

计算流体力学(Computational Fluid Dynamics, CFD)是近 20 年来发展非常快速、受到极大关注的新兴学术分支,和计算物理、计算力学、计算化学等一样,同属于计算科学的范畴。与传统的理论研究或实验研究不同,所有的计算科学都以计算机的数值模拟作为主要研究手段。计算流体力学的发展背景主要包括以下 3 点:

①计算机自身运算及数据存储能力飞速发展,同时矢量运算、并行运算等新算法的提出使得大规模高速运算成为可能。

②各种湍流计算模型及辅助算法的提出让使用者可以实现从最精确的机理研究到工程化的概算等各种不同需求。

③各种商用 CFD 软件的功能日益强大,用户体验越发友好。

由于建筑环境内外的空气流动基本都属于湍流范畴,所谓的建筑环境问题实质上就是建立在建筑内外空间尺度上的湍流动力学和热力学特性问题,因此 CFD 模拟无疑是适用于建筑环境研究的。事实上,自 20 世纪 70 年代以后,该技术被引入建筑环境研究领域并发挥着越来越重大的作用,已成为不可或缺的研究手段之一。

需要指出的是,建筑环境主要包括热环境、空气品质(污染)、声环境和光环境 4 大部分内容。下文所述流体力学的纳维-斯托克斯方程(简称 N-S 方程)为理论基础的 CFD 模拟很明显不能直接解决声光环境问题,主要针对的还是由空气流动、温湿度、污染物浓度等参数构成的热环境和空气品质问题。从专业和工程应用而言,CFD 模拟在建筑环境研究中的主要作用是:

①建筑气流组织辅助设计及校验。对于各种复杂情况的室内空间(如高大厂房、大型体育场馆和展馆、地铁站、洁净室等),要么空间形状、风口及通风形式比较特殊,要么对室内环境要求相对严格,常规气流组织设计计算方法往往过于粗疏甚至于无法解决问题,利用 CFD 模拟可以帮助确定送回风口的位置和风量,准确获得气流分布信息,判断某些特定区域(如人员活动区域、高精密仪器设备存放区域等)的风速、温湿度和污染物浓度是否满足设计要求,从而指导设计人员对初步建立的设计方案进行校验,进而筛选优化出最为合理的设计方案,以得到满意的流场、温湿度场和污染物浓度场,保证舒适度或空气质量。CFD 模拟技术的应用使得气流组织设计更为科学合理,提高了设计质量和设计水平。

②绿色建筑或节能建筑措施的辅助研发。近年来,绿色生态、节能减排等理念逐步渗透到建筑环境领域,绿色建筑以至绿色住区的建设方兴未艾。在不同气候条件、建筑热湿

源状况下,通过改变建筑布局、建筑围护结构热工性能、利用自然通风、配置新型采暖空调末端设备等技术措施必然对建筑周边微气候、室内热湿环境和能源消耗带来重要的影响。传统的中尺度气象模式的空间解像度不够,无法细致描述各种复杂形状的建筑群落布局,而传统建筑环境与能耗模拟软件在房间模型方面往往进行了简化处理,所得的结果更多地是粗略地反映建筑内部环境长期动态变化的趋势。相对而言,气流流动与热过程耦合的 CFD 模拟技术可以更为精确地研究各种因素对建筑内外热环境的影响并进行能耗分析,从原理上协助改进各种绿色技术措施,降低建筑能源系统与设备的初投资和运行成本,提高建筑使用者的工作效率与生活质量,从而挖掘出建筑最大的节能潜力和绿色功效。

一方面,与传统的实验测试研究手段相比,CFD 模拟在建筑环境研究中所需费用相对低廉且省时省力,这一优势在建筑周边微气候以及具有多个复杂区域建筑内部环境研究时体现得尤为显著。进行 CFD 模拟时,模拟者可以非常简便地在操作平台上修改诸如建筑/房间尺寸、送回风口位置与风量、建筑材料等参数,按照数值实验方法进行系统的研究。模拟者可以根据需要采用高精度的湍流计算模型和前处理方法,对建筑环境现象进行深入的机理研究。相比之下,建筑环境的测试研究需要考虑实验器材购置、设置位置的安排、人员投入和动力输入等,往往比较困难,而对于高温高污染状态下的工业厂房、高大中庭内的气流状态等,现场测试甚至是无法开展的。

另一方面,进行一个成功的建筑环境 CFD 模拟不是一件容易的事情。事实上,通过后续的学习,读者可以发现,除 LES 外,以主流的 RANS 模型进行建筑环境 CFD 模拟的计算精度谈不上很高,更多的情况下只能做到定性分析。其原因主要有以下两个方面:

首先,建筑环境问题虽然一般不涉及超音速等高速流动,也不涉及高温燃烧、化学反应,看上去就是平平常常的不可压缩流动,不像航天、精密电子等涉及的流动问题那么“高、精、尖”,但建筑环境问题的复杂性体现在各种特征截然不同的流动现象并存在一个相对封闭的空间内:从疑似层流到充分湍流,从壁剪切流到热浮力流及各种形式的射流等。再加上围护结构及设备的对流传热和热辐射作用,以及人员行为的影响,建筑环境问题是一个高度复杂的流动与热质传输协同作用,物理现象与行为学等社会科学相结合的非线性系统问题,在客观上就具有很大的挑战性。

其次,伴随着商用 CFD 软件功能的日益强大,导致目前的商用 CFD 软件开发已经友好到用户可以在不了解计算原理和规则的情况下,基本靠软件自带的默认状态完成计算并显示出看似“合理”结果的程度,但使用者必须清楚 CFD 模拟的结果并不都是可信的,主要原因包括后续介绍的湍流计算模型自身的简化处理、各种假设所带来的偏差、离散和收敛计算时的误差,还有模拟者由于自身知识掌握不够带来的操作误差等。为检查计算结果的准确性,传统做法是将 CFD 模拟和典型工况的实验结果先进行对比验证,然后再开展后续的大规模模拟工作。对模拟者来说,非常关注的问题就是如何在缺乏验证手段的情况下利用一个鲁棒性强、得到过充分验证的 CFD 程序(如一些国际知名的商用 CFD 软件)进行建筑环境问题的模拟,同时尽量避免主观性的失误。应该说,这一问题还远远未得到充分解决。

CFD 模拟包含了从理论到实践的极为丰富的内容,相关的文献汗牛充栋,在有限的

篇幅内予以充分讲解并使读者掌握正确的使用方法是非常困难的任务。本书希望在系统介绍 CFD 计算原理的基础上,通过典型案例的介绍和分析,把重点放在如何利用 CFD 模拟解决建筑环境涉及的各种问题上。读者只有通过大量的自我练习和思考,才能获得可靠的、有意义的 CFD 模拟结果。

最后,本书在形成过程中查阅了大量国内外的相关文献。一些最为重要的教材、论著、工具书等列为参考文献[1-10],其他一些文献在特定位置予以标注。

1.2 湍流概述

1.2.1 湍流性质与分类

湍流(turbulence)是自然界中和人类社会生活最为息息相关的流动现象。湍流是工程技术领域最常见的流动现象。对建筑环境相关的领域来说,如建筑外部的大气流动,建筑内部的空气流动,利用水泵、风机等机械在管道系统中输送的流体流动,甚至决定人体舒适性的重要因素——呼吸系统和循环系统内的流体流动,虽然它们的空间尺度和流动规律有极大的区别,但都基本上属于湍流状态。正确地认识湍流的内在规律对解决工程和科学问题具有重要意义。

一般把流体中包含的各物理参数随时间、地点呈现的随机不规则运动状态称为湍流,但实际上对湍流给出准确严格的定义是十分困难的。更直接的方法是通过列举湍流的主要特性来替代湍流的定义。这些特性包括:

(1)由随机不规则性(randomness)带来的高度复杂性。在测量湍流内部压力和流速等物理量时,可以发现它们始终随时间和空间位置而发生紊乱的波动,这种特性从微观角度看是不规则的流体分子运动造成的,而从宏观角度看是所谓的流体流动性,是在剪切力作用下流体不断变形的一种客观反映。

(2)惯性力大于黏性衰减作用,故 Re 数较大。

(3)对动量、热、物质传输的影响远大于分子扩散。其结果是,与层流相比,一方面摩擦力和水头损失都要更大,对流体机械的设计以及能源使用来说是不利因素,但另一方面又大大增加了传热传质效果。

目前关于湍流内部的物理结构(图 1.1)认识是这样的:湍流被认为是三维的有涡流动。通过流场内部不断的拉伸变形作用,形成湍流中各种不同尺度的涡旋。在涡旋相互作用的过程中,大尺度涡旋破裂为小尺度涡旋。大尺度涡旋由主流获得动能,并向小尺度涡旋逐级传递。在黏性耗散的作用下,小尺度涡旋不断消失,最后机械能转化为流体的热能。同时,在边界作用、外扰、速度梯度等作用下,新的大尺度涡旋又不断产生。这样周而复始,构成了湍流运动,这一过程被称为能量的级串过程(cascade)。这种多尺度涡旋运动及其间的能量传递被看作自由度非常大的非线性耗散力学系统(nonlinear dissipative dynamical system)。基于不同尺度间的相互作用和能量传递,涡旋表现出三维非稳态(unsteady three-dimension)带旋转(三维涡度波动, vorticity fluctuation)的复杂运动形式。要注意的是,即使是最小的涡旋尺度也要远大于分子平均自由程,故湍流运动依然可以按照

连续介质假设为前提的基础方程来进行描述。同时需要指出的是,涡旋尺度不同,其具有的固有性质也有很大差异。表 1.1 为不同尺度涡旋的特点总结。

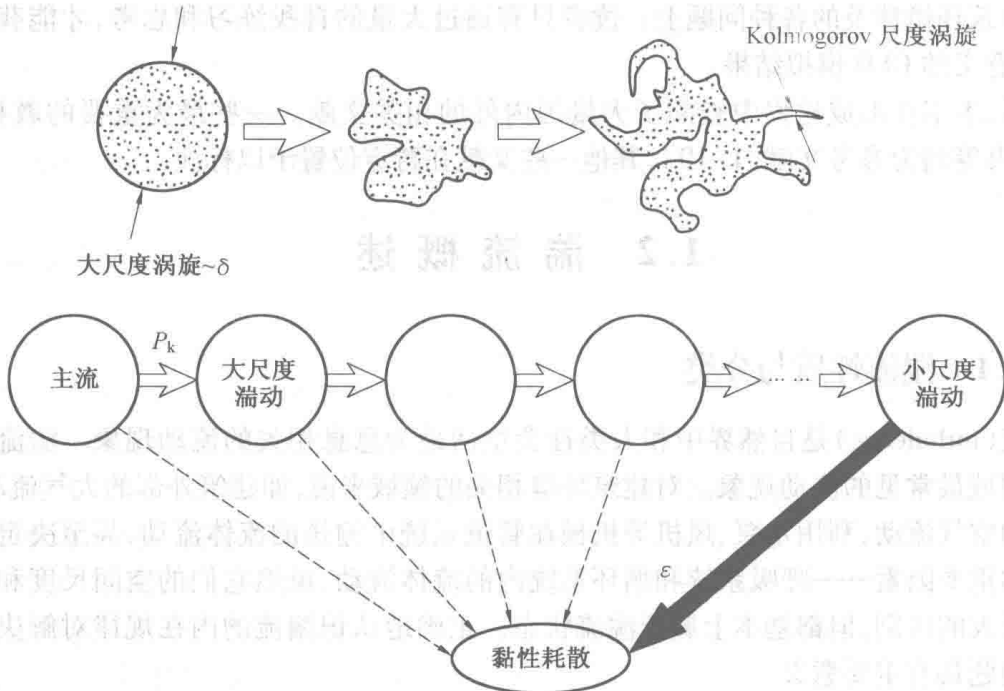


图 1.1 湍流内部的物理结构

表 1.1 不同尺度涡旋的特点总结

大尺度涡旋	小尺度涡旋
主要由流体边界决定,受边界几何形状强烈影响	主要由流体的黏性力决定,具有普遍性
尺度与流场的尺度同一量级	尺度只有流场尺度的 1/1 000
低频脉动的来源	高频脉动的来源
寿命长	寿命短
有规律的,各向异性	随机、各向同性
产生大部分湍动能	耗散大部分湍动能
对被动标量的输送影响大	对被动标量的输送影响小

湍流与初始条件、边界条件强烈相关。即使边界条件完全相同,初期条件微小的偏差也将逐渐造成流动现象的巨大差别(图 1.2),故没有两次完全相同的流动。但另一方面,在边界条件相同的情况下,湍流特性又具有统计学意义的规律性。比方说,即使初始条件不同,但经过充分长的时间后,圆管内部湍流速度等物理量分布都是相同的。这一点对于解决绝大多数工程问题来说极为重要。因为实际上我们往往不需要了解湍流在瞬间的微小脉动情况,而更关心诸如流体的传热系数、黏性系数等热物性参数,速度或压强等物理量的统计平均值等。

湍流的大体分类如图 1.3 所示。总体上湍流分为均匀湍流(homogeneous turbulence)

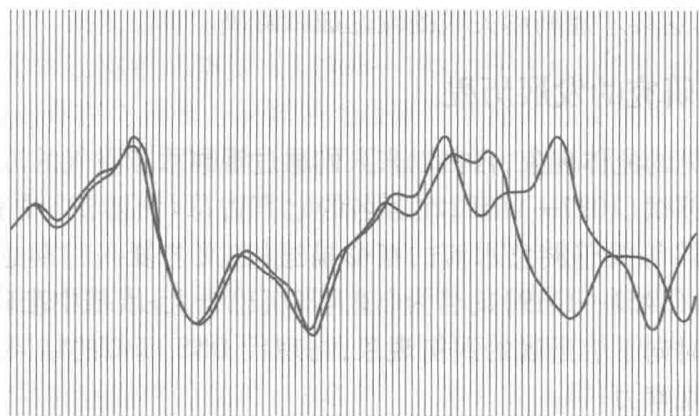


图 1.2 微小初始条件偏差下湍流随时间变化情况示意图

和非均匀湍流 (in-homogeneous turbulence) 两大类。所谓均匀湍流是指流动的统计量不随坐标系的平移而变化的湍流。这其中的均匀各向同性湍流 (homogeneous isotropic turbulence) 又被看作最为基本的湍流形式, 所谓各向同性是指流动的统计量不随坐标系的旋转而变化。这种流动由于不存在平均变形, 初期的湍动必然随时间而衰减。该流动可以通过设计, 在风洞格栅下游近似获得, 它一直是理论流体力学的重要研究对象。同样, 单纯变形湍流、剪切湍流和旋转湍流相当于在均匀湍流场上附加一个定值的平均变形, 也常常被用作模型建立和验证的对象。在自然界和生产生活过程中遇到的湍流主要是非均匀湍流, 又分为直接受到壁面影响的壁面剪切湍流 (wall shear turbulent flow, 或称壁湍流) 和未受到壁面直接影响的自由剪切湍流 (free shear turbulence, 或称自由湍流)。后者又可分为混合层 (mixing layer) 流动、射流 (jet) 以及尾流 (wake) 等形式。壁面剪切湍流和自由剪切湍流又有单纯变形和复杂变形的区分。后者在前者的基础上, 又附加上各种体积力 (浮力、电磁力) 作用、壁面流入流出、表面粗糙、黏弹性作用、化学反应、多相影响等。在进行湍流研究时, 首先要根据以上基本分类对所研究对象有一个总体把握, 然后定性分析

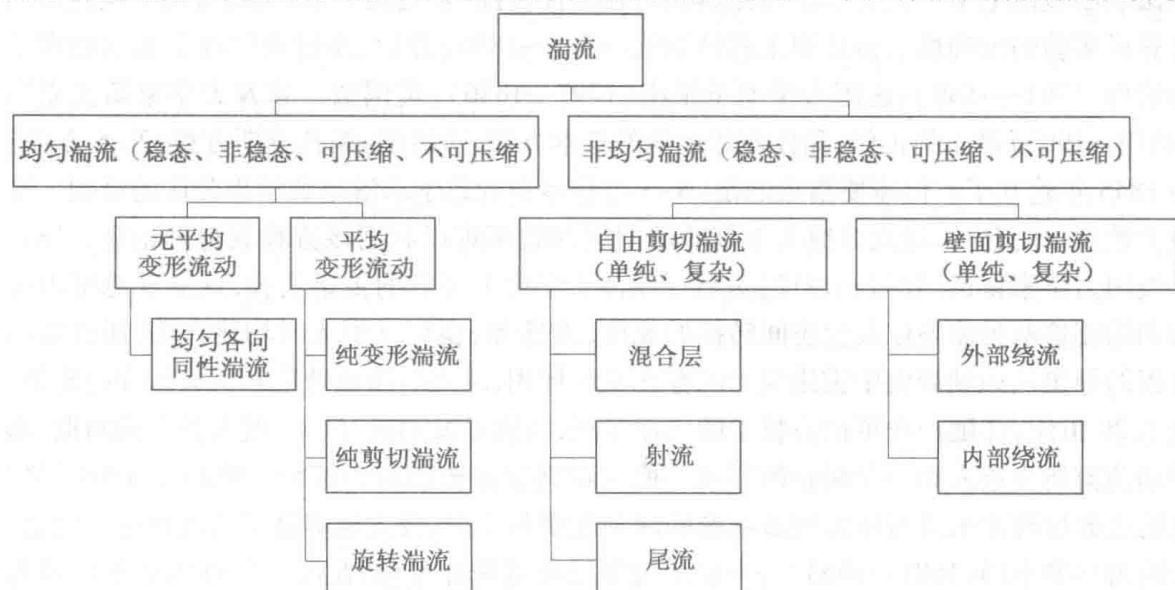


图 1.3 湍流的大体分类

出其内在影响因素,这样才能利用关联的理论加以解决。

1.2.2 湍流研究的发展历程

湍流本身是常见的流体现象,自古以来人们通过观察水和空气的流动必然有所感知。如我国宋代大诗人苏轼(1037—1101)在著名的七言古诗《百步洪》中有“四山眩转风掠耳,但见流沫生千涡”等关于湍急水流的精彩描述;在文艺复兴时期意大利的天才艺术家、科学家达·芬奇(1452—1519)的名为《漩涡与沉思老人》素描中准确地描摹了水流通过桥墩处发生绕流时向下游延展的涡街现象,与现代 DNS 模拟的结果(图 1.4)对比,可以体会出其惊人的观察力。

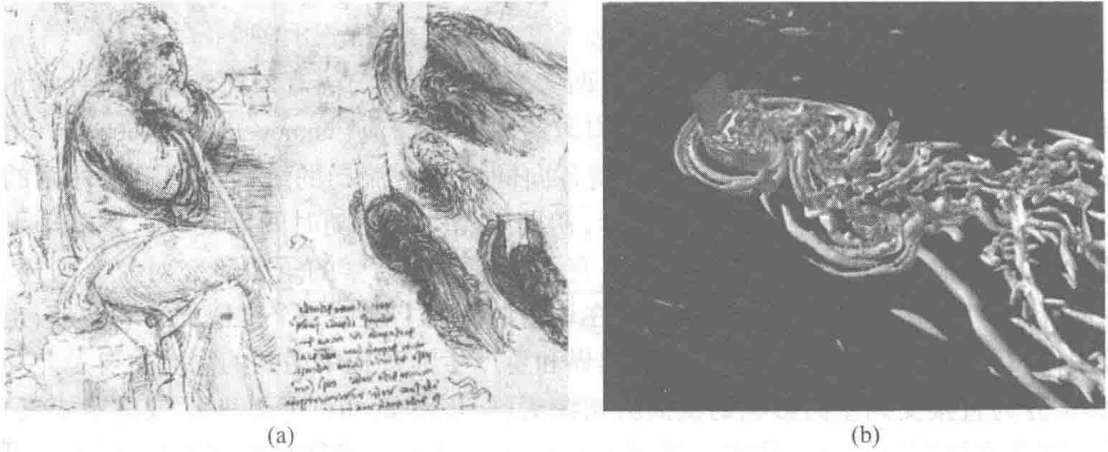


图 1.4 钝体绕流形成的涡街

关于湍流的科学研究体系则是在近代才建立起来的,湍流的研究方法主要有 3 种。

(1) 理论研究方法。这种方法针对流体的物理性质和流动特征,通过建模,利用数学方法求出理论结果。其优点是理论解具有普遍性,各因素之间关系明确,可用于检验数值计算或实验的准确性。由法国工程师纳维(1785—1836)开始、经过法国数学家及物理学家泊松(1781—1840)、法国力学家圣维南(1797—1886)、英国数学家及力学家斯托克斯(1819—1903)等人的工作,黏性流体运动的基本方程,即纳维-斯托克斯方程(N-S 方程)在 1845 年建立了。但需要指出的是,N-S 方程本身的数学求解是数学界公认的难题。除极少数简单问题外,绝大多数工学范畴的湍流问题都难以利用该方程获得理论解。1883 年英国力学家雷诺(1842—1912)进行了流体力学史上著名的雷诺实验,观察并总结出层流和湍流这两种流态以及流态间转换的规律;1895 年,雷诺又引入时均化方法,通过雷诺方程的导出认识到湍流中雷诺应力的存在及其作用,是之后湍流理论和实验研究的先驱。进入 20 世纪,伴随产业革命后技术的飞速发展,特别是发动机、汽车、航天器等的问世,都带动湍流研究进入到一个崭新的层面。德国物理学家普朗特(1875—1953)于 1904 年建立的边界层理论来自对壁面绕流问题的深刻观察和认识,极大地丰富了湍流理论。之后,美国力学家卡门(1881—1963)等导出了边界层动量积分方程,在没有计算机的年代成为分析包括边界层流动在内的湍流现象的重要解析工具;普朗特在 1925 年还提出了著名的混合长度理论,至今依然是湍流计算模型中的重要分支之一(涡黏性模型中的零方程模

型的起源);除此之外,英国物理学家、数学家泰勒(1886—1975)于1935年提出的各向同性湍流理论、苏联数学家柯尔莫格罗夫(1903—1987)于1941年提出的局部各向同性湍流理论及惯性子区的存在与预测方法都是湍流理论研究的重要成果。

(2)实验研究方法。即通过实验手段研究湍流的内在机理和流动规律,是流体力学研究中最基本和重要的研究手段。其优点是可信度高,有效的实验数据是建立近似物理和数学模型的基础;其缺点是由于湍流的复杂性,往往需要精密的实验工具和操作技巧。事实上,湍流研究的前期发展历来是理论和实验手段共同推进的结果。除前面介绍的雷诺实验外,1913年L. V. King发明了热线流速仪,对于湍流边界层的精准测量、边界层形成机理的深度剖析具有里程碑的意义;1963年Y. Yeh等人利用He-Ne激光开发出激光多普勒测速仪(Laser Doppler Velocimetry, LDV),这种设备可利用激光多普勒效应测量流体速度,具有线性特性与非接触测量的优点,并且精度高、动态响应快,对湍流拟序构造等重要湍流机理研究发挥了作用。进入20世纪80年代,随着数字信号处理技术和可视化技术的高速发展,通过追踪微粒运动来观测流场的高性能CCD照相机和记录媒体机相继问世。在此基础上,基于粒子群画像相关计测的PIV(particle image velocimeter)、追踪每个粒子三维运动轨迹的PTV(particle tracking velocimeter)等技术得到越来越广泛的应用。利用PTV技术的管道流测量结果和DNS在精度上非常吻合,证明这两者都是目前最可信的湍流研究工具。另外,激光诱导荧光法(laser-induced fluorescence)、超声波测量、X射线及MRI等测试手段的应用,对于复杂湍流流动的研究起到了重要的辅助作用。

(3)数值计算方法。进入20世纪60年代,随着计算机技术的飞速发展,利用数值模拟进行湍流研究的方法越来越受到重视。由此产生了利用数值计算方法通过计算机求解描述流体运动的数学方程,揭示流体运动的内在规律的一门新兴学科,即本书的主题——计算流体力学。CFD是多领域的交叉学科,涉及的学科包括流体力学、偏微分方程的数学理论、数值方法和计算机科学等。CFD目前在所有与流体相关的学科,如物理学、天文学、气象学、海洋学、宇宙机械学、机械学、土木与建筑学、环境学、生物学等领域内得到了广泛的应用。在建筑设备、汽车、飞机、航天器、原子反应堆以及精密电子等重要产业部门的产品开发、性能评估等方面做出了巨大的贡献,成为当今最活跃的科研领域之一。计算流体力学早期的重大发展包括:1967年,英国帝国理工大学的B. E. Launder、D. B. Spalding等人提出了著名的标准 $k-\varepsilon$ 二方程模型,与壁函数法相结合,至今都是计算流体力学最常用的湍流计算模型之一;另外,J. Smagorinsky(1924—2005)于1963年提出的SGS涡黏模型,代表着湍流计算模型中另一大流派大涡模拟(LES)的出现;进入20世纪70年代,低 Re 数 $k-\varepsilon$ 模型、应力方程模型等各种湍流计算模型及改进版本相继出现;与此同时,Deardorff等人于1970年利用LES进行了最初的管道流模拟,Orszag等人于1972年针对均匀各向同性湍流进行了最初的DES模拟。这些尝试为今后CFD的实用化奠定了基础。1968年被称为“湍流计算模型的奥林匹克大会”的第一届斯坦福会议召开,对湍流边界层进行了系统分类,结合实验数据对不同湍流计算模型的CFD模拟效果进行评价;1980年又召开了第二届斯坦福会议,对20世纪70年代的湍流数值模拟进展进行了总结,对大曲率流动、剥离流动等复杂流动现象进行了系统分类,对各种不同湍流计算模型计算和实验结果进行了系统的比较。进入20世纪80年代,以美国斯坦福大学和

NASA 为主导,开始利用超级计算机,采用 DNS 或 LES 进行湍流的大规模数值模拟。特别是关于管道流和湍流边界层的 DNS 数据库的建立,不光成功再现了实验观测结果,而且可以通过湍流各物理量输送方程的求解,定量地分析湍动过程中的能量生成、耗散、再分配和扩散的复杂机制,起到了补充甚至修正实验结论的重要作用。毫无疑问,这是湍流研究手段出现重大突破的标志。进入到 20 世纪 90 年代,一方面大型计算机性能飞速发展,DNS 的模拟对象已经突破单纯的均匀各向同性湍流或管道流动,扩大到旋转和体积力、传热、多相流以及化学反应等多个方面,加深了对复杂湍流现象的认识;LES 方面,在 SGS 涡黏模型的基础上,尺度相似模型、动态 SGS 模型等相继提出,LES 的普适性得到了进一步改善;另外,将 LES 和 RANS 模型有机结合,取长补短的所谓 DES 模型也受到重视,数值模拟在精度和实用性两方面都在不断提高。

进入 21 世纪,湍流研究有两个重要的进展必须予以说明:一是商用 CFD 模拟软件的开发和普及,它的主要贡献在于彻底改变了湍流研究集中于科研机构等少数精英手中的局面,为相关的工业界领域带来了变革,在本书的第 5 章将重点予以介绍;二是湍流控制技术的发展。人类已经逐渐认识和掌握了湍流的内在机理及变化规律,仅靠经验或直觉进行湍流控制已经不能满足工业化发展的要求。将现代的控制理论与 N-S 方程为核心的湍流基本理论相结合而提出的湍流优化控制理论应运而生。这些理论已经在各种微电子机械(MEMS)的研发中发挥了重要的作用,从而直接促进了诸如半导体制造等精密电子工业的迅猛发展。

以上是关于湍流研究极为粗略的回顾。从 N-S 方程的最终确立算起已经有 170 余年的历史,即使从雷诺实验的提出算起也有 130 余年的历史了。湍流的研究手段日趋多样化、精细化,对湍流内在机理的认识也越发深入。但必须指出的是,由于其高度的复杂性,人类目前对湍流的认识还远远不够。对于工程界面临的大量复杂湍流现象尚不能做出足够高精度的定量化分析,而距离可以随心所欲地控制湍流、利用湍流的境界就差得更远。湍流研究是科学界和工程界共同关注的研究热点之一,正期待着有志者追随前贤的足迹,在该研究领域做出更大的贡献。

1.3 流体控制方程

支配流体流动规律的基本方程是由 3 个物理守恒规律导出的,即质量守恒(mass conservation)、动量守恒(momentum conservation)和能量守恒(energy conservation),这样的基本方程被称为流体基本的控制方程(governing equations)。

1.3.1 质量守恒方程

根据质量守恒原理,单位时间流体内部微元体内流体质量的变化,应等于同一时间间隔内流入流出该微元体的净质量。

如图 1.5 所示,在流体内部取体积 V 的控制体,和周边其他流体的边界为 S 。 V 内流体的质量为 $\iiint_V \rho(x, t) dV$, 在微小时间段 Δt 内从该控制体内流出的流体质量为

$\Delta t \iint_S \rho(\mathbf{x}, t) \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \cdot \mathbf{n} dS$, 其中 \mathbf{n} 为界面单位垂直外法线矢量。根据质量守恒, 则有以下等式成立:

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \rho(\mathbf{x}, t) dV = - \iint_S \rho(\mathbf{x}, t) \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \cdot \mathbf{n} dS \quad (1.1)$$

式中, $\rho \mathbf{u}$ 为控制体边界上单位面积单位时间内流出的流体质量, 被称为质量通量。对上式右端应用高斯定理, 则有

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \rho(\mathbf{x}, t) dV = - \iiint_V \operatorname{div}(\rho \mathbf{u}) dV \quad (1.2)$$

上式对任意控制体都成立, 故有

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (1.3)$$

上式又被称为连续性方程 (equation of continuity), $\operatorname{div}(\rho \mathbf{u})$ 为质量通量的散度, 也可用 $\nabla \cdot \rho \mathbf{u}$ 表示。将该式展开后可写为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_1)}{\partial x_1} + \frac{\partial(\rho u_2)}{\partial x_2} + \frac{\partial(\rho u_3)}{\partial x_3} = 0 \quad (1.4)$$

式中, 下标 1、2、3 代表物理量在空间 3 个方向上的分量。在张量运算中一般用爱因斯坦求和约定做进一步的公式简化, 该式被改写为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (1.5)$$

假设流体密度随时间不变, 即流体为不可压缩流体 (incompressible fluid) 时, 式 (1.5) 左端第一项为零, 此时公式转化为

$$\operatorname{div} \mathbf{u} = 0 \quad \text{或} \quad \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.6)$$

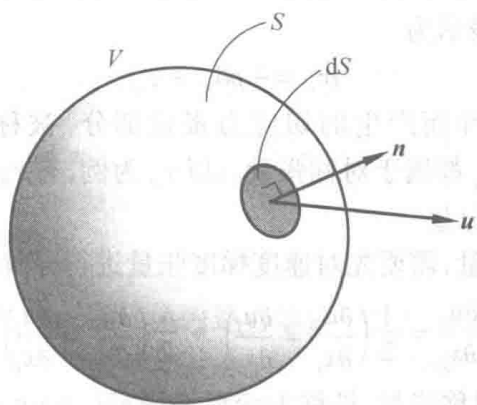


图 1.5 通过流体内部区域的流入流出

1.3.2 动量守恒方程

根据动量守恒原理, 流体内部微元体内流体动量的变化率, 应等于作用于该微元体上各种力之和。这是牛顿第二定律在流体运动中的表现形式。

首先给出无黏性流体运动微分方程:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \text{grad } p + \mathbf{F} \quad (1.7)$$

暂不考虑单位质量外力 \mathbf{F} , 对式(1.7) 整理后可得

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\text{grad } p \quad (1.8)$$

式中, 二阶对称张量 $\mathbf{u} \mathbf{u}$ 在张量分析中代表矢量 \mathbf{u} 和 \mathbf{u} 的张量积 $\mathbf{u} \otimes \mathbf{u}$, $\text{div}(\rho \mathbf{u} \mathbf{u})$ 反映对称张量 $\rho \mathbf{u} \mathbf{u}$ 的散度, 用下标形式表示为 $\frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j}$ 。将上式在控制体 V 上进行积分, 有

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \rho \mathbf{u} dV + \iint_S (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) \cdot \mathbf{n} dS = - \iint_S p \mathbf{n} dS \quad (1.9)$$

式中, \mathbf{n} 的定义与式(1.1) 中 \mathbf{n} 相同, $-p \mathbf{n}$ 代表从控制体外部向内部 $-\mathbf{n}$ 方向作用的单位表面力, 即压应力。以 \mathbf{I} 为单位张量 (kronecker delta), 则有

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \rho \mathbf{u} dV = - \iint_S (p \mathbf{I} + \rho \mathbf{u} \mathbf{u}) \cdot \mathbf{n} dS \quad (1.10)$$

式中, $p \mathbf{I} + \rho \mathbf{u} \mathbf{u}$ 又被称为动量通量张量 (momentum flux tensor), 用 Π 表示。

下面要将上述无黏性流体运动方程扩展到黏性流体。首先将上式右端用高斯定理改写为体积分形式, 则对于任取的控制体, 可写出如下下标形式的方程形式:

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} = - \frac{\partial \Pi_{ij}}{\partial x_j} = - \frac{p \delta_{ij} + \rho u_i u_j}{\partial x_j} \quad (1.11)$$

式中, Π_{ij} 第一个下标代表作用面的外法线方向, 第二个下标代表动量分量的方向; δ_{ij} 为单位张量的下标形式, $\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & (i=j) \\ 0 & (i \neq j) \end{cases}$ 。

对于黏性流体来说, 单位表面力除法向压应力外还要考虑与作用面平行的切应力。此时总的应力张量 σ_{ij} 可表示为

$$\sigma_{ij} = -p \delta_{ij} + \tau_{ij} \quad (1.12)$$

式中, τ_{ij} 表示由于流体黏性而产生的切应力张量部分, 被称为黏性应力张量 (viscous stress tensor)。 σ_{ij} 、 δ_{ij} 和 τ_{ij} 都属于对称张量。以 τ_{ij} 为例, 有 $\tau_{ij} = \tau_{ji}$ 。可以很容易发现, 对称张量实质上有 6 个独立分量。

为进一步分析应力张量, 需要先对速度梯度张量进行分解, 从而得到下式:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (1.13)$$

式中, 等号右端第一项为对称张量, 被称为变形率张量 (strain rate tensor) S_{ij} ; 等号右端第二项为非对称张量, 被称为旋转张量 (rotation tensor) Ω_{ij} 。这两个分解的张量概念给出了流体运动的现象描述方法, 在湍流计算模型中有广泛应用。其表达式分别为

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (1.14)$$

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (1.15)$$

因为 Ω_{ij} 主要反映流体微团的刚性旋转,不会对黏性应力发生作用。因此根据本构理论,黏性应力张量由 S_{ij} 决定,且可表示为线性关系:

$$\tau_{ij} = C_{ijkl} S_{kl} \quad (1.16)$$

由于 τ_{ij} 和 S_{ij} 各有 6 个独立分量,则联系二者的系数 C_{ijkl} 应有 36 个分量。

认为流体各向同性,坐标系方向的选择不影响处理流体运动的结果,则 C_{ijkl} 为各向同性四阶张量。由张量分析可得

$$C_{ijkl} = \mu(\delta_{ik}\delta_{jl} + \delta_{il}\delta_{jk}) + \zeta\delta_{ij}\delta_{kl} \quad (1.17)$$

进一步代入式(1.16)并整理:

$$\tau_{ij} = 2\mu S_{ij} + \zeta\delta_{ij} S_{kk} = \mu\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\delta_{ij}\frac{\partial u_k}{\partial x_k}\right) + \zeta'\delta_{ij}\frac{\partial u_k}{\partial x_k} \quad (1.18)$$

式中, μ 为黏性系数(coefficient of viscosity); ζ 为第二黏性系数(second coefficient of viscosity); ζ' 被称为容积黏度(bulk viscosity), $\zeta' = \zeta + (2/3)\mu$ 。这是一个非负物理量,对于单原子气体该值为零,对于双原子气体或多原子流体,该值不是零,但一般都是很小的数值。

另外,考虑黏性作用,式(1.11)可改写为

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} = -\frac{\partial \Pi_{ij}^v}{\partial x_j} = -\frac{\rho\delta_{ij} + \rho u_i u_j - \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (1.19)$$

设 μ 和 ζ 为常数,重新加入外力 \mathbf{F} ,将上式展开并整理为矢量形式:

$$\rho\left[\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u}\right] = -\text{grad } p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \left(\zeta' + \frac{\mu}{3}\right) \text{grad div } \mathbf{u} + \rho \mathbf{F} \quad (1.20)$$

式(1.20)被称为纳维-斯托克斯方程。对于不可压缩流体,可进一步简化为

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \text{grad } p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{F} \quad (1.21)$$

式中, $\nu = \mu/\rho$, 被称为运动黏性系数。

用爱因斯坦求和约定表示上式,同时不考虑外力作用,则

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (1.22)$$

1.3.3 能量守恒方程

根据能量守恒原理,流体内部微元体内热力学能的变化率,应等于进入该微元体的净热流量与体积力、表面力对微元体做的功。令 $e(x, t)$ 为单位质量流体所具有的内能,最终可得到如下矢量形式的方程,具体推导过程从略。

$$\rho\left[\frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla)\right] e = -p \text{div } \mathbf{u} + \boldsymbol{\tau} : \text{grad } \mathbf{u} + Q - \text{div } \mathbf{q} \quad (1.23)$$

式中, e 根据内能公式,应为流体压强和温度的函数; $-p \text{div } \mathbf{u}$ 为压缩功,是由于控制体的体积力变化而导致压力做功; Q 为单位时间传入控制体的全部热量; \mathbf{q} 为单位时间内外力对控制体做功之和; $\boldsymbol{\tau} : \text{grad } \mathbf{u}$ 为耗散功,表示黏性应力对剪切变形做功,体现了黏性力做功,导致流体的机械能不断转化为热能从而内能增加的过程。展开为下标形式如下: