

# 封闭腔内湍流自然对流换热 及工程应用

王 烨 著



科学出版社

# 封闭腔内湍流自然对流换热 及工程应用

王 烨 著

科 学 出 版 社

北 京

## 内 容 简 介

本书共 8 章, 分别介绍湍流基本概念、湍流物理量的性质、求解湍流的常见数学模型、自然对流换热的基本理论以及目前关于封闭腔内湍流自然对流换热的最新研究成果, 比较不同 Reynolds 应力处理方法、湍流热通量的处理方法所得数值结果以及耦合计算与纯自然对流之间的差异。分析目前在用的湍流  $k-\varepsilon$  模型用于湍流自然对流流动与换热计算的物理机理缺陷, 从湍流普朗特数的物理本质入手构建更适合于分析封闭腔内湍流自然对流换热的修正  $k-\varepsilon$  模型, 并应用于工程算例。为使得湍流  $k-\varepsilon$  模型能适用于多种流体湍流自然对流换热计算, 对湍流普朗特数的结构形式再一次进行了修正, 提出对流体属性普适性更好的发展的湍流  $k-\varepsilon$  模型。

本书可供自然对流传热领域的科研工作者、研究生以及相关专业的  
高校教师参考。



I. ①封… II. ①王… III. ①自然对流换热 IV. ①TK124

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2015) 第 101821 号

责任编辑: 耿建业/责任校对: 郭瑞芝

责任印制: 徐晓晨/封面设计: 华路天然设计

科学出版社 出版

北京东黄城根北街 16 号

邮政编码: 100717

<http://www.sciencep.com>

北京厚诚则铭印刷科技有限公司 印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

\*

2015 年 5 月第 一 版 开本: 720×1000 B5

2015 年 5 月第一次印刷 印张: 10 3/4

字数: 205 000

定价: 78.00 元

(如有印装质量问题, 我社负责调换)

# 前 言

湍流是一种不规则的、极度复杂的三维运动，普遍存在于自然界及工程实际中，如大气和海洋环流、大气中污染物扩散运动、飞行器表面的气流运动、水流绕桥墩的流动、室内气流运动等。研究湍流的最终目的是预测和控制湍流，而要理解和发展湍流的预测与控制方法，必须掌握湍流的基本理论。但由于湍流“质点掺混、湍流脉动、有涡性”等特性，人们对其运动规律及作用机理的认识远不及层流那么成熟，目前尚处于探索阶段。

封闭腔体内湍流自然对流换热是湍流流动中常见的一种热交换方式。如何准确控制换热过程，对于许多工艺过程的实现非常重要。例如，某些相对封闭的空间内电子元器件的散热问题就是通过合理实施自然对流换热以冷却其表面温度来解决的，建筑结构对节能的贡献往往是通过控制自然对流换热过程来实现室内外热量传递的。在过去的几十年里，人们对于封闭腔内湍流自然对流换热的实验研究方面取得了大量成果。但也存在如下问题：间接测试（如激光测试技术）存在信号转换误差、腔体壁厚及材料属性等对光线传输的影响，直接测试（如热线热膜测试技术）中测试元件对流场的干扰作用、热线自身自然对流效应对低湍流度环境下的测试结果影响更加显著，加上高精度的测试仪器价格又比较昂贵。这些不利因素导致了该类流动与换热研究的测试数据非常有限。而计算机技术的快速发展，使得数值模拟这一研究方法充分发挥了其快捷、经济的优势。其中，对于湍流换热数值研究中数学模型的不断改进，是湍流自然对流换热研究的重点和难点之一。只有突破这一难关，才能使之对流动参数的预测结果以及对流动与换热现象的解释更接近湍流换热的物理本质。

如何通过数值模拟的方法准确获得湍流换热现象中的规律性问题，与所采用的数学模型关系密切。 $k-\varepsilon$ 模型是目前用来数值分析湍流自然对流最常见的数学模型之一，其中，高雷诺数  $k-\varepsilon$  模型是标准  $k-\varepsilon$  模型与壁面函数的结合模型，由于将第一个内节点布置在了速度按对数律分布的区域，从而“跨越”了对自然对流流动和换热有重要影响的边壁附近的黏性底层，导致其常常过高估计了壁面的传热能力；低雷诺数  $k-\varepsilon$  模型通过在边壁附近布置更多节点的方法来实现边界层与主

流区之间的信息传递，大大提高了计算精度。但无论哪种模型中均涉及与流态有关的湍流普朗特数。本书综合考虑高雷诺数  $k-\varepsilon$  模型和低雷诺数  $k-\varepsilon$  模型的特点，从湍流普朗特数的物理本质入手构建适合于分析封闭腔内湍流自然对流换热的修正  $k-\varepsilon$  模型，并用于对民用住宅供暖情况下室内热环境的数值分析及散热器传热特性研究。为使湍流  $k-\varepsilon$  模型能适用于多种流体湍流自然对流换热计算，笔者又对湍流普朗特数的结构形式再一次进行了修正，提出对流体属性普适性更好的发展的湍流  $k-\varepsilon$  模型。但笔者所做工作只是针对封闭腔内的湍流自然对流换热展开的，自然对流换热发生的环境条件（或边界条件）是多种多样的，尤其是自然对流换热与导热、辐射换热等传热方式耦合作用机理的研究，是目前自然对流换热研究的热点问题，还有许多尚不明确的因素和作用机理都需要我们去深入探索。

本书得到了国家自然科学基金（51266004）和国家自然科学基金面上项目（51476073）的资助，在此深表谢意。

在本书完稿之际，笔者首先要感谢的是自己的恩师王良璧教授。在笔者读博士期间，导师为笔者修改论文、与笔者讨论问题常常到深夜。正是导师严谨的治学态度和高度的责任感，激励笔者对博士论文的相关内容进行了延伸性研究，成为编写本书的动因。在此，向恩师多年来对笔者的扶持和培养表示崇高的敬意和深深的谢意！

在本书编写过程中，笔者的研究生邹通做了大量的工作，研究生胡文婷、孙鹏宝、王靖文为本书的出版提供了不少帮助，在此，向他们一并表示感谢！

由于编者水平有限，加之时间匆促，书中难免存在不妥之处，恳请读者批评指正。

王 烨

2015年4月

# 目 录

## 前言

|                                 |    |
|---------------------------------|----|
| 第 1 章 湍流基础 .....                | 1  |
| 1.1 历史回顾 .....                  | 1  |
| 1.2 湍流现象概述与性质 .....             | 4  |
| 1.3 湍流分类 .....                  | 5  |
| 1.4 湍流数值模拟方法 .....              | 6  |
| 1.4.1 直接数值模拟 .....              | 7  |
| 1.4.2 大涡模拟 .....                | 7  |
| 1.4.3 模型模拟 .....                | 8  |
| 1.5 湍流物理量时均值定义与性质 .....         | 9  |
| 1.5.1 时间平均 .....                | 9  |
| 1.5.2 空间平均 .....                | 10 |
| 1.5.3 统计平均 .....                | 10 |
| 1.6 湍流对流换热的 Reynolds 时均方程 ..... | 11 |
| 1.6.1 不定常非均匀的湍流方程 .....         | 11 |
| 1.6.2 不可压缩流体的湍流方程 .....         | 11 |
| 1.7 湍流模型理论 .....                | 12 |
| 1.7.1 湍流模型建立的依据 .....           | 13 |
| 1.7.2 湍流模型建立方法 .....            | 14 |
| 1.7.3 零方程模型 .....               | 15 |
| 1.7.4 一方程模型 .....               | 19 |
| 1.7.5 二方程模型 .....               | 20 |
| 1.7.6 Reynolds 应力模型 .....       | 28 |
| 1.7.7 代数应力模型 .....              | 31 |
| 第 2 章 自然对流换热 .....              | 33 |
| 2.1 自然对流概述 .....                | 33 |

|       |                                      |     |
|-------|--------------------------------------|-----|
| 2.2   | 自然对流换热现象的特点                          | 33  |
| 2.2.1 | 边界层中的速度与温度分布                         | 33  |
| 2.2.2 | 层流与湍流                                | 34  |
| 2.3   | 自然对流换热的控制方程与相似特征数                    | 35  |
| 2.4   | 大空间自然对流换热的实验关联式                      | 36  |
| 2.4.1 | 均匀壁温边界条件的大空间自然对流                     | 36  |
| 2.4.2 | 均匀热流边界条件的大空间自然对流                     | 38  |
| 2.5   | 有限空间自然对流换热的实验关联式                     | 39  |
| 2.6   | 湍流 $k-\varepsilon$ 模型用于自然对流计算的物理机制缺陷 | 40  |
| 第 3 章 | 封闭腔内湍流自然对流换热                         | 42  |
| 3.1   | 封闭腔湍流自然对流湍流 Reynolds 应力及热通量处理方法      | 43  |
| 3.1.1 | 控制方程                                 | 43  |
| 3.1.2 | Reynolds 应力的处理                       | 43  |
| 3.1.3 | 湍流热通量的处理                             | 46  |
| 3.2   | 封闭腔湍流自然对流影响因素分析                      | 48  |
| 3.2.1 | 自然对流                                 | 48  |
| 3.2.2 | 自然对流及导热耦合计算                          | 58  |
| 3.2.3 | 自然对流及辐射换热耦合计算                        | 74  |
| 第 4 章 | 封闭腔湍流自然对流 Prandtl 数的研究               | 85  |
| 4.1   | 湍流普朗特数的物理本质                          | 85  |
| 4.2   | 湍流普朗特数的最新研究进展                        | 85  |
| 4.3   | 湍流普朗特数研究实例                           | 87  |
| 第 5 章 | 封闭腔湍流自然对流混合 $k-\varepsilon$ 模型的构建    | 99  |
| 5.1   | 湍流自然对流混合 $k-\varepsilon$ 模型的提出       | 99  |
| 5.2   | 湍流自然对流混合 $k-\varepsilon$ 模型的准确性验证    | 100 |
| 5.2.1 | 方程无量纲化                               | 100 |
| 5.2.2 | 网格布置                                 | 103 |
| 5.2.3 | 数值方法                                 | 104 |
| 5.2.4 | 网格独立性考核                              | 104 |
| 5.2.5 | 计算结果与文献结果的对比                         | 104 |
| 第 6 章 | 封闭腔湍流自然对流修正 $k-\varepsilon$ 模型       | 109 |
| 6.1   | 对湍流自然对流 $k-\varepsilon$ 模型进行修正的理论依据  | 109 |

|       |                                   |     |
|-------|-----------------------------------|-----|
| 6.2   | 封闭腔湍流自然对流修正 $k-\varepsilon$ 模型的构建 | 110 |
| 6.3   | 湍流自然对流修正 $k-\varepsilon$ 模型的准确性验证 | 110 |
| 6.3.1 | 网格独立性考核                           | 111 |
| 6.3.2 | 计算结果与文献结果的对比                      | 111 |
| 6.3.3 | 两种模型计算结果的比较                       | 115 |
| 6.4   | 本章小结                              | 118 |
| 第 7 章 | 修正模型工程应用——住宅供暖室内传热特性              | 120 |
| 7.1   | 住宅供暖模型                            | 120 |
| 7.1.1 | 建筑条件及供暖模型                         | 120 |
| 7.1.2 | 满足供暖要求的判定条件                       | 121 |
| 7.1.3 | 模型简化和边界条件                         | 122 |
| 7.1.4 | 数值方法                              | 124 |
| 7.1.5 | 相关参数的定义                           | 126 |
| 7.2   | 围护结构类型与散热器传热特性的关系                 | 126 |
| 7.2.1 | 外墙类型与散热器表面温度及供热量的关系               | 127 |
| 7.2.2 | 外墙类型对室内温度场和流场的影响                  | 127 |
| 7.2.3 | 外墙类型与散热器表面对流换热强度的关系               | 129 |
| 7.3   | 室外环境条件与散热器传热特性的关系                 | 131 |
| 7.3.1 | 外温变化与散热器传热特性的关系                   | 131 |
| 7.3.2 | 外墙外表面换热系数与散热器传热特性的关系              | 134 |
| 7.4   | 外墙外表面换热系数与室内热负荷及舒适性的关系            | 138 |
| 7.4.1 | 热负荷计算方法                           | 138 |
| 7.4.2 | 负荷比较                              | 138 |
| 7.4.3 | 能耗评价的客观性问题                        | 139 |
| 7.4.4 | 外墙外表面换热系数与室内舒适性的关系                | 140 |
| 7.5   | 散热器面积和邻室传热与散热器传热特性的关系             | 140 |
| 7.5.1 | 散热器面积与散热器传热特性的关系                  | 141 |
| 7.5.2 | 邻室传热与散热器传热特性的关系                   | 143 |
| 第 8 章 | 湍流模型对流体属性的适应性研究                   | 149 |
| 8.1   | 现有湍流模型的应用局限性                      | 149 |
| 8.2   | 具有普适性的湍流模型结构                      | 149 |
| 8.2.1 | 控制方程                              | 149 |
| 8.2.2 | 湍流普朗特数的定义                         | 150 |



---

|       |                         |     |
|-------|-------------------------|-----|
| 8.3   | 发展的湍流 $k-\epsilon$ 模型验证 | 150 |
| 8.4   | 算例分析                    | 152 |
| 8.4.1 | 物理及数学模型                 | 152 |
| 8.4.2 | 边界条件                    | 153 |
| 8.4.3 | 数值方法                    | 153 |
| 8.4.4 | 结论与分析                   | 154 |
| 8.5   | 模型适应性                   | 158 |
| 参考文献  |                         | 160 |

# 第1章 湍流基础

## 1.1 历史回顾

最早的湍流模型可以追溯到 15 世纪达·芬奇对自己的画所做的描述：“乌云被狂风卷散撕裂，沙粒从海滩上扬起，树木弯下了腰。”这实际上是达·芬奇对他所观察到的湍流现象作了最直观的描述，但当时还不存在描述湍流运动的数学模型和概念<sup>[1]</sup>。

到了 17 世纪至 18 世纪，牛顿、欧拉、伯努利和达朗贝尔等对流体的运动开始了较系统的研究。在连续介质假设的基础上提出了理想流体数学模型，建立了理想流体动量平衡的牛顿定律，即

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = \rho G_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} \quad (1.1)$$

但对黏性运动还缺乏认识。

19 世纪，纳维、傅里叶和斯托克斯等对普遍存在的黏性流动现象和传热现象进行了较深入的研究，建立了较系统的黏性流体运动理论和传热理论，提出了关于黏性应力  $\tau_{ij}$  的斯托克斯假设和关于传热的傅里叶假设，构建了黏性流体中动量传递的数学表达式，即

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = \rho G_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (1.2)$$

能量传递数学表达式：

$$\rho c_p \frac{DT}{Dt} = -\frac{\partial q_i}{\partial x_i} + \frac{Dp}{Dt} + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (1.3)$$

式中， $c_p$  为定压比热； $T$  为绝对温度； $q_i$  为热量。但对湍流中的动量传递和能量传递没有提出具体的数学模型。

对湍流的系统研究是 Reynolds 在 19 世纪末才开始的。人们发现当黏性流体在长直管中流速较大时，根据 Hagen-Poiseuille 定律给出的压力降与流量成正比的关系式不再适用，而需要用另一个定律来代替。这时的压力降比线性关系式给出的值要大很多，且与流量的平方近似成正比。同时还发现，在 Hagen-Poiseuille 定

律适用的速度范围内, 流线是平滑而笔直的, 而在流速较大时, 流动则变为不规则的涡旋运动。Reynolds 在 1883 年进行了有名的圆管流动状态实验, 如图 1.1 所示。染色流体在玻璃管中流动, 在低速时, 它能形成轮廓清晰的直线, 而在速度较高时, 该直线在进入水平玻璃管后到某处就破碎了, 自此之后颜色几乎均匀地扩散到整个流体。把有清晰轮廓直线型颜色时的流动状态称为层流, 而把颜色线破碎、表现出不规则的涡旋流动称为湍流, 区分这两种流动的雷诺数就称为临界雷诺数。后来人们通过大量的实验表明, 临界雷诺数并不是一个常数, 它依赖于进行实验时的扰动大小。

1895 年 Reynolds 在他的著名论文里模仿分子运动的平均概念, 引入了两次平均的概念。根据其提出的时均值概念, 从不可压缩黏性流体运动的基本方程导出湍流平均运动的连续性方程和运动方程, 后来推广应用, 得到了能量方程、脉动运动方程、湍流应力方程等, 从而形成了一种基本研究方法——平均微分场理论。

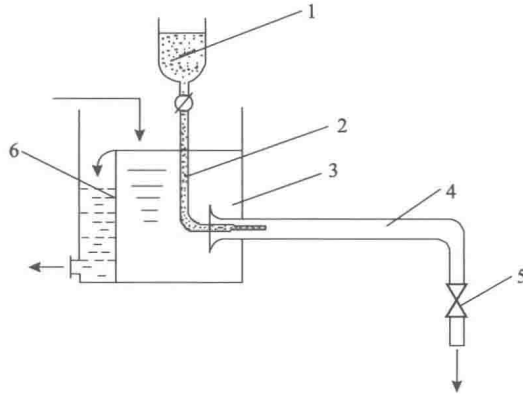


图 1.1 Reynolds 实验装置

1-小瓶; 2-细管; 3-水箱; 4-水平玻璃管; 5-阀门; 6-溢流装置

到了 20 世纪初, 由于热线风速仪的迅速发展, 可以精确测量空间一点、两点的湍流脉动量并能表征其相互关联性, 引发了人们采用概率规律来研究湍流流场的统计特性和微结构特征的兴趣。统计湍流理论就是将经典的流体力学与统计方法结合起来研究湍流的理论。要完全了解一个湍流运动, 必须了解所有可能在任意若干时间—空间点上的任意若干个流动随机量的联合概率分布, 也就是要求掌握无穷多个联合概率分布函数的知识。对于一般的湍流运动, 这个任务很艰难, 人们只能从研究最简单的湍流运动开始。于是, Taylor 首先引进了一种最简单的理想化的湍流模型——均匀各向同性湍流。对于这种湍流, 理论处理可以得到较大简化, 能取得较多成果。Taylor 对其进行了理论探讨, 导出动力学特征微分方程, 且在格栅风洞进行了近似流态的实验验证。现有的湍流统计理论成果中绝大部分属于均匀各向同性湍流。后来 von Kármán 和 Howarth 引用正交坐标系的张量

运算, 简化 Taylor 公式而得到著名的卡门-霍华斯方程, 于是, 统计湍流理论开始得以发展。

在统计湍流理论中, 虽然考虑了流场中空间两点脉动的相互影响及随时间变化的规律, 与平均微分场理论相比较为完善, 但实质上仍属于平均运算范畴, 不能真实地反映实际湍流的运动情况。它和平均微分场理论一样, 在方程组中未知量数目超过了方程数, 也就是说, 其方程组是不封闭的, 这是湍流理论的最大困难。因此在很长时间内, 许多研究工作的侧重点在于寻找两种理论的封闭方法, 发展出一系列湍流半经验理论或模式理论。其中, 较有代表性的是 Boussinesq 的湍流黏性理论、Prandtl 的混合长度理论、周培源的截止近似法等。虽然这些近似假设理论中有的很粗糙, 对湍流机理的了解没有提供更多贡献, 但对解决工程实际问题起了很重要的作用, 在工程上有广泛应用。

19 世纪末至 20 世纪初, Reynolds、von Kármán、Prandtl 和 Taylor 等提出了描述连续的湍流运动平均化数学模型, 建立了平均化的湍流动量和能量的平衡方程, 即

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = \rho G_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_y^i}{\partial x_j} \quad (1.4)$$

$$\rho c_p \frac{DT}{Dt} = -\frac{\partial q_i}{\partial x_i} + \frac{Dp}{Dt} + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial q_i^t}{\partial x_i} + \phi \quad (1.5)$$

20 世纪 40 年代初, 我国周培源教授从广义相对论中爱因斯坦方程的 Schwarzschild 解把质量作为积分常数这一事实中得到启发, 避开了直接写 Reynolds 应力表达式时经常遇到的各种困难, 如边界条件、初始条件以及上游对下游的影响等, 间接地写出了 Reynolds 应力所应该满足的方程式。他希望通过这些方程式在一定的初始条件和边界条件下求解, 能使初始情况、边界状况及上游对下游的流动等因素的影响自动地出现在表达式中, 提出了著名的剪切湍流 17 方程理论, 首次建立了 Reynolds 应力所满足的输运微分方程, 同时推导出该方程中未知项三阶脉动速度关联函数所满足的微分方程, 对三阶关联方程中出现的四阶脉动速度关联函数以及压力与脉动速度的关联函数等未知量, 通过假设四阶脉动速度关联与二阶脉动速度关联之间的关系, 以及将压力与脉动速度关联用二阶脉动速度关联表示的方法, 建立了封闭的方程组, 并在此基础上求解了槽流、圆管流动以及平板边界层等问题。1951 年联邦德国的 Rotta 发展了周培源所开创的工作, 提出了完整的 Reynolds 应力模式。60 年代以后, 随着计算机技术的飞速发展和计算方法的完善, 湍流模式理论得到了广泛的研究和应用, 取得了大量的研究成果。

## 1.2 湍流现象概述与性质

湍流流动是一种高度复杂的三维非稳态、带旋转的不规则流动<sup>[2]</sup>,也是自然界与工程中最常见的流动现象,流体作湍流流动是工程传热过程中与对流换热相伴并存的一种最常见的热交换方式。近代的实验研究表明,瞬息变化、杂乱无章的湍流运动,好像是由无数不规则的不同尺度的涡旋相互掺混地分布在流动空间,并且瞬息变化着它们的大小和形状。因而流体微团的运动一般表现为非线性的随机运动,但在某些情况下又表现出似乎具有一定周期的湍流猝发过程。由于湍流流动的复杂性,至今尚未有一个公认的定义能全面表述湍流的所有特征,人们对湍流的认识在不断深化,理解也逐渐全面。1937年泰勒和冯·卡门给出如下定义:

“湍流是一种不规则的运动,当流体流过固体壁面,或者甚至当相邻的同类流体相互流过或绕过时,一般会在流体中出现这种不规则运动。”此后,欣茨<sup>[3]</sup>在这个基础上予以补充,指出湍流中流体的各种物理参数,如速度、压力、温度等都随时间和空间发生随机变化。流体的流动状态和参数的时空分布与边界条件密切相关,尤其对于大尺度涡的形成和发展起决定性作用。大尺度涡是引起低频脉动的主要原因。而黏性力是小尺度涡结构变化的决定性因素,小尺度涡是引起高频脉动的原因。流动中,大尺度涡旋不断地从主流获得能量,通过涡旋间的相互作用,将能量逐渐传向小尺度涡。因而,在充分发展的湍流区域内,时刻存在着质点的横向掺混,引起质点运动参数的不断变化。从能耗的角度看,就是小尺度涡在黏性力作用下逐渐变小,来自大尺度涡的流体机械能也随之不断转化为热能而耗散掉。因此,不规则性和涡旋的存在便成为湍流最主要的特征。

在湍流的研究过程中,虽然难以揭示其湍流机理,但也得到了以下一些有益于研究的宏观特征。

(1) 湍流流场是许多不同尺度的涡旋相互掺混的流体运动场,单个流体微团的运动与分子运动类似,具有完全不规则的瞬息变化的运动特征。因此,在任意空间点上观察流动会发现流体力学的各种物理量都随时间发生不规则的连续脉动,并且每次观测的连续脉动曲线形状各不相同。若跟随流体微团来观察流动,由于湍流运动而使微团与它周围流体相互掺混,表现为任一可迁移特性量发生连续的扩散变化以及因黏性作用而存在的能量耗散。由此可知,如果没有连续的外部能源使湍流运动连续产生,则湍流运动必然逐渐衰减,最终消灭。而分子的黏性作用又促使湍流趋向均匀,失去方向性,最终形成流场的所有部分具有相同的结构。这种现象就是通常所指的湍流的均匀性。

(2) 湍流流场中各物理量都是随时间和空间变化的随机量,但在一定程度上

它们都符合概率规律,即具有某种规律的统计特征。因而,空间点上的任一瞬时物理量都可以用该量的平均值与脉动值之和来表示,而这种平均物理量常常可以被看成是不随时间变化的,或者是按恒定规律随时间作极缓慢的变化。因此,相应的湍流流场就具有准平稳性或称之为准定常湍流。

(3) 湍流流场中任意两个相邻的空间点的物理量彼此具有某种程度的关联性,如两点的速度关联、压力与速度的关联等。而不同的关联特征依赖于不同的湍流结构与边界条件,因而各种装置的湍流运动呈现出千姿百态的流动图像。

值得指出的是,上面所说的湍流中单个流体微团的随机运动性质实际上和分子运动是有差别的,因为:①分子在常温常压下是一个稳定的个体,而流体微团是由许多分子组成的微小体积,它是瞬息变化的,在 Batchelor 的“级串”模型概念中,湍流中的涡旋是不断地产生、成长、分裂和消失的;②分子只有在碰撞时才会发生能量交换,而在湍流中,如前面所述,主要是涡旋的逐级形变分裂所形成的“级串”式能量传递过程,即由较大尺度涡旋形变分裂成较小尺度涡旋,较小尺度涡旋破裂后形成更小尺度的涡旋,能量就由大涡逐渐传给小涡;③分子运动的平均自由程和平均速度与边界条件无关,而在湍流中的涡旋运动与边界条件有密切联系。此外,在湍流中由黏性决定的最小涡旋尺度无论多小,流体流过涡旋之间时仍然是连续的,也就是说湍流中最小涡旋尺度必定大于分子平均自由程。

总之,湍流是一种在时间和空间上都有某种准周期性和连续性特征的随机运动。经典的湍流理论就是在准周期性和连续性特征的基础上,研究如何求取湍流中各种随机物理量的统计平均值,但这个问题至今未能圆满解决。用统计平均法研究湍流运动时,未知量的数目远远超过能够获得的描述湍流运动的方程数,方程组总是不封闭的。在一定的初始条件和边界条件下,不封闭的方程组有许多解,其中哪一个是正确的,只能由实验来确定。采用各种半经验的假设,然后由实验来验证半经验理论假设的正确性,这种研究方法就是适用于工程应用的模式理论。不过,由于湍流机理尚未完全清楚,所以至今还没有一个模式理论能够普遍应用于各类型的湍流运动。

## 1.3 湍流分类

根据上述湍流运动的特征分析,为便于研究,可把湍流运动按以下三种不同角度给予简化分类。

### 1) 壁面湍流和自由湍流

按照有无固体壁面对湍流运动产生影响,把湍流分为壁面湍流和自由湍流两

类。壁面湍流指的是由固体壁面产生并受它连续影响的湍流，如管内湍流、渠道湍流、湍流边界层等。自由湍流表示不受固体壁面影响的湍流，如自由射流、尾迹流等。

### 2) 各向同性湍流和剪切湍流

按湍流流场中任一空间点上各方向脉动速度的统计学特征有无差别，把湍流分为各向同性湍流和各向非同性湍流（或称为剪切湍流）两类。其数学特征通常用三个方向的平均脉动动能比值来表示。若设  $u'$ 、 $v'$ 、 $w'$  分别为坐标轴  $x$ 、 $y$ 、 $z$  方向的湍流脉动速度分量，当  $\frac{\overline{u'^2}}{\overline{v'^2}} = \frac{\overline{u'^2}}{\overline{w'^2}} = 1$  时，为各向同性湍流；当  $\frac{\overline{u'^2}}{\overline{v'^2}} \neq \frac{\overline{u'^2}}{\overline{w'^2}} \neq 1$  时，则为各向非同性湍流。若湍流流场中只在个别空间区域内满足各向同性条件，则称为局部各向同性湍流。若在整个湍流流场中各局部区域都具有相同的结构，并且都是各向同性的，那么这种湍流流场称为均匀各向同性湍流。在各向非同性湍流中，由于各方向脉动速度的差异，必定存在平均的脉动速度梯度，随之产生剪切应力，因而把各向非同性湍流称为剪切湍流。

### 3) 拟湍流和真湍流

为了模拟分析实际湍流场，便于研究典型的真实湍流，提出拟湍流的概念。拟湍流是指一种假想的具有规则图案的流场情况，它对时间与空间表现出明显的常周期性。实际湍流流场中各物理量在时间和空间上都是随机性的，因而拟湍流是一种假想的湍流场。比较一下拟湍流与真实湍流这两类流动所构成的图像，它们之间的差别是很明显的。第一种图像在整个流场中表现为一规则的具有固定周期的流型；而第二种图像只表示某一时刻的情况，下一时刻流型在形状和大小上都有变化。拟湍流流场对模拟真实湍流流场非常有用，因为它更适合于理论研究，如这类流场中计算黏性作用引起的动能耗散比较容易。另一方面，在理论研究中，当用拟湍流来说明真实湍流的某些特性时，通常必须非常小心地解释其结果。例如，如果从一假定的拟湍流流型计算由湍流引起的输运和扩散，则可能导致严重的误差，因为这些过程主要是由真实湍流运动的不规则性和随机性确定的。

## 1.4 湍流数值模拟方法

研究湍流的方法，除了理论分析与实验分析外，还有几种数值模拟方法。目前，工程应用中最为热门的数值研究方法主要分三大类：直接数值模拟（direct numerical simulation, DNS）、大涡模拟（large eddy simulation, LES）和基于 Reynolds 平均 N-S 方程组的方法称为 RANS（Reynolds averaged Navier-Stokes）模拟。

### 1.4.1 直接数值模拟

DNS 就是不采用任何湍流模型, 直接求解完整的三维非定常的 N-S 方程组, 计算包括脉动运动在内的湍流所有瞬时流动量在三维流场中的时间演变<sup>[4]</sup>。在 Komogorov 耗散尺度的网格尺寸内直接求解瞬态湍流运动的 N-S 方程的全模拟, 没有引入任何模型, 得到湍流的瞬时流场, 即各种随机量的运动, 可以获得湍流的全部信息, 是对湍流流动最根本的模拟方法。由于需要跟踪湍流中细小的涡旋结构与湍流脉动信息, 其网格划分与时间尺度的选择要求都非常严格, 计算量非常大, 需要大量的计算机资源, 一般计算机往往无法胜任。最早的 DNS 出现在 20 世纪 70 年代, 随着计算机的发展, 从 1985 年开始 DNS 逐渐成为和实验、理论、模型模拟并列的湍流的标准分析工具。DNS 方法的优点是显而易见的: ①出发方程可认为是完全准确的, 不包含任何人为假设或经验常数; ②能提供每一瞬间三维流场的完整而详尽的流动信息, 包括许多迄今为止还无法用实验测量的量; ③可研究湍流的流动结构。由于有极高的时空分辨率, 可描写湍流中各种尺度的涡结构的时间演变, 用计算机图形显示, 可获得湍流结构清晰而生动的流动显示。但由于其计算需要非常大的计算机内存容量与机时耗费, DNS 的主要障碍仍是对高雷诺数的情况进行模拟, 目前只能限于一些低雷诺数的简单流动, 如 Sirisup 等<sup>[5]</sup>采用 DNS 方法对雷诺数为 50、160 和 500 的螺旋圆柱绕流进行了模拟, 结果表明, 对雷诺数小于 160 时的数值模拟结果与实验数据吻合得很好, 在其所计算的雷诺数范围内, 螺旋圆柱体的升力系数和阻力系数比光滑圆柱体有所下降。随着雷诺数的增加, 大涡与小涡尺度的比值提高, 对网格划分提出了更高的要求, 这导致了高雷诺数湍流 DNS 模拟的困难。

### 1.4.2 大涡模拟

大涡模拟是当今研究湍流运动的重要手段之一<sup>[6]</sup>。该思想首先由 Smagorinsky<sup>[7]</sup>于 1963 年提出, Deardorff 于 1970 年首先用其实现了对平直槽道内的湍流运动的数值模拟。自此以后, 大涡模拟方法得到了广泛的应用, 相关学者为此也展开了诸多研究工作。

按照湍流的涡旋学说, 湍流的脉动与混合主要是由大尺度的涡造成的<sup>[2]</sup>。大涡与流场平均流动之间存在着强烈的相互作用, 直接从主流中获得能量, 对流动的初始状态和边界的形状、性质有强烈的依赖感, 其形态和强度因流动的不同而不同, 因而是高度各向异性的; 此外, 大涡又对平均流动有强烈的影响, 大部分质量、动量和能量的输运都是由大涡完成的, 所以难以找出普遍的湍流模型来模拟具有不同边界特征的大涡结构, 适宜用直接模拟计算。而小涡主要是通过大涡直接的非线性作用间接产生的, 它与平均运动或流场边界几乎没有关系, 因而可



近似为各向同性的，它对平均运动也只有轻微的影响，主要起黏性耗散作用，所以应用模型具有更大的普适性，较容易构造。用大涡模拟方法进行湍流流场计算过程中，对大尺度运动用网格精度的量表示出来，对次网格的小尺度运动近似地用模式化来模拟，即对湍流脉动部分地直接模拟，将 N-S 方程在一个小空间域内进行平均，以使从流场中去掉小尺度涡，导出大涡所满足的方程，在大涡方程中表示出小涡对大涡的影响，再通过建立模型来模拟小涡的影响。对大尺度量进行直接数值模拟，对亚网格尺度量对大尺度运动量的影响通过模型来模拟，所以说大涡模拟是介于直接模拟和模式理论模型模拟之间的一种过渡，因此 Rodi 等<sup>[8]</sup>称其为“穷人的 DNS”。

### 1.4.3 模型模拟

模型模拟，就是依据湍流的理论知识、实验数据或直接数值模拟结果，对 Reynolds 应力做出各种假设，即假设各种经验的和半经验的本构关系，将 Reynolds 时均方程或湍流特征量的输运方程中的高阶未知关联项利用低阶关联项或者时均量来表示，从而使湍流的平均 Reynolds 方程封闭。在湍流中，微小差别将被迅速放大，所以作为整体的每个部分都是有区别的。在 RANS 时均方法中，所谓的平均是很长时间的平均，忽略了所有不稳定因素。所以，它把不稳定因素作为湍流的一部分，基于 RANS 方法的流动一般情况下可以看成是稳定流。在非时均 N-S 方程的非线性条件更加强调  $Re$  的重要性，它必须通过模型来封闭方程。湍流中的速度、温度等变量是从依赖于湍流封闭和湍流模型的方程中计算得到的。随着计算流体力学的发展，湍流模式理论也有了很大的进步，有了非常丰硕的成果。从对模式处理的出发点不同，可以将湍流模式理论分成两大类：一类称为 Reynolds 应力方程法；另一类为湍流黏性系数法。

#### 1. Reynolds 应力方程法

Reynolds 应力方程法，即二阶矩封闭模式。该方法在对方程进行时均化过程中会引入两个脉动值乘积，这必须借助于另建的偏微分方程来求解。在此过程中，又会引入三个脉动值乘积的时均值，为了使方程组封闭，必须对三个脉动值乘积的时均值建立微分方程，而在这一过程中，又会出现四个脉动速度乘积的时均值，从而形成了一个不封闭性的困难<sup>[2]</sup>。我国著名科学家周培源教授为了使 Reynolds 应力方程封闭，在四个脉动速度乘积这一层次上加了一个涡量脉动平方平均值的方程式，就是著名的 17 方程模型，其中包括两个速度脉动时均值的方程和三个速度脉动值乘积时均值的方程<sup>[2]</sup>。随着计算机的飞速发展，Reynolds 应力方程模型在湍流数值计算和工程数值计算中已得到了广泛的应用。