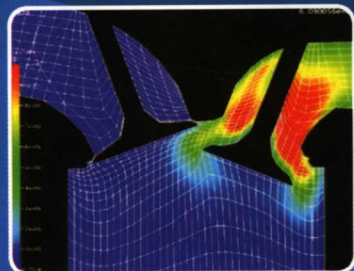
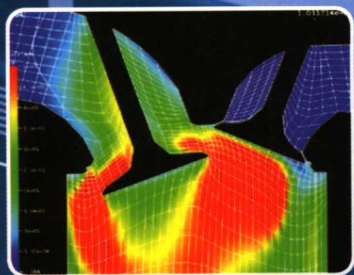


内燃机计算燃烧学

NEIRANJI JISUAN RANSHAOXUE

(第二版)

解茂昭 著



大连理工大学出版社
DALIAN UNIVERSITY OF TECHNOLOGY PRESS

内燃机计算燃烧学

(第二版)

解茂昭 著

大连理工大学出版社

© 解茂昭 2005

图书在版编目(CIP)数据

内燃机计算燃烧学 / 解茂昭著. —2 版. —大连: 大连理工大学出版社, 2005. 9

ISBN 7-5611-1116-9

I. 内… II. 解… III. 内燃机—燃烧过程—数值计算—高等学校教材 IV. TK402

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2005)第 090191 号

大连理工大学出版社出版

地址: 大连市凌水河 邮政编码: 116024

电话: 0411-84708842 传真: 0411-84701466 邮购: 0411-84707961

E-mail: dulp@dulp.cn URL: <http://www.dulp.cn>

大连业发印刷有限公司印刷 大连理工大学出版社发行

幅面尺寸: 185mm × 260mm 印张: 24.5 字数: 578 千字

印数: 1 001 ~ 3 000

1995 年 12 月第 1 版

2005 年 9 月第 2 版

2005 年 9 月第 2 次印刷

责任编辑: 吴孝东

责任校对: 高继巍

封面设计: 宋 蕾

定价: 38.00 元

前 言

由于内燃机计算燃烧学是一门正在蓬勃发展而尚未完善的新兴分支学科,无论国内外迄今都未见公开出版的专著或教材(也许 Ramos 的《内燃机模拟》(第1章参考文献[5])是一例外。该书总结了20世纪80年代末期之前内燃机燃烧过程数值模拟的进展,可惜未将其提炼升华到一门新学科的高度,因而在理论性和系统性两方面很不足)。这样,本书的出版可以说是系统介绍该学科的首次尝试。有鉴于此,作者在写作中力求实现两个目标。第一是计算燃烧学基础理论的系统性。这一部分内容是比较成熟而相对稳定的,它们构成了计算燃烧学的基本框架。读者掌握了这方面的系统理论和方法,就具备了进一步自学和深造的基础。而且这些内容并不仅仅局限于内燃机,它们对整个动力机械和工程热物理学科范围都是通用的。第二是全书内容的先进性。内燃机燃烧模拟的研究和应用近年来一直呈现十分活跃的态势。新概念、新理论、新方法不断涌现。初涉猎该领域者面对汗牛充栋的文献资料,往往无所适从。因此本书力求以有限的篇幅充分反映当前国际上内燃机燃烧模拟的成就和全貌,特别是把那些最富有生命力,最值得关注的新成果介绍给读者。这些内容将有助于读者了解和掌握该领域的

最新成就与发展动向,尽快进入研究的前沿。

本书第一版于1995年面世,至今已整整10年。在这跨世纪的10年中,随着各相关学科的蓬勃发展及计算机技术的突飞猛进,内燃机计算燃烧学在国内外都取得了长足的、令人瞩目的进展,以致本书第一版的内容已远不足以反映该学科的成就与全貌,其中也有少许章节显得陈旧过时。因此,对全书进行一次系统全面的修订就显得十分必要。在我国内燃机界老一辈专家学者的热情鼓励下,在众多中青年内燃机燃烧模拟工作者的支持下,著者准备数年,历时一年有余,承受了与撰写第一版几乎同样的艰辛,终于完成了全书的增删和修订。

呈现在读者眼前的《内燃机计算燃烧学》第二版仍然遵循第一版的两个目标,同时保持了原书的结构框架和体系,但在具体内容上做了大幅的调整与更新。总体上看,经过修订和增补,新版的篇幅较第一版增加了近1/2。需要特别说明的是,著者在选材与撰写过程中,曾面临两大难题。第一是原始文献资料的获取。由于国内科技文献保障体系尚有欠缺,加上知识产权等问题,使得部分相关文献,包括少数本学科领域内相当经典的文献无法获取,这可能在一定程度上影响到本书内容的完整性,令人难免有“遗珠之憾”。第二是对所占有素材的取舍。与少量文献无法获取成鲜明对照的是,近年来,与本书内容相关的可占有文献的数量在总体上几乎以指数规律增长,这主要归功于互联网的发达与普及,也从侧面反映了内燃机燃烧过程计算模拟这一学科领域兴旺之势。然而,要从浩如烟海的文献资源中提炼出最有价值、最有生命力的理论、模型和方法,并将其整理归纳成书,确实是一个严峻的挑战。这不仅需要对本学科的历史、现状和发展趋势有全面深入的了解,还需要对相关学科领域,特别是那些新兴的交叉学科领域有足够的理解,以能做出正确的判断。著者在这方面花费了很大精力,希望自己已经较好地完成了这一任务(实际如何,还需广大读者给予评判)。

全书仍分为7章。第1章未做变动,主要概括介绍内燃机计算燃烧学这一新兴分支学科的意义、特点、结构体系和基本控制方程。第2章介绍缸内湍流流动模型,较第一版主要加强了非线性代数应力模型、雷诺应力模型和大涡模拟方面的内容。第3、4章分别介绍燃油喷雾模型和燃烧与排放模型,也是本次修订的重点,两章的内容较第一版增加了将近一倍。这是因为喷雾模型和湍流燃烧模型是10年来本学科范围内发展最为迅速,成果最为丰硕的两个领域。其中,第3章主要增加了两相喷雾中油滴的运动特性及其传热与蒸发;详细讲述了油束分裂与雾化的各种模型;以及喷雾与固壁的相互作用模型。第4章首先是大幅扩充了有关湍流燃烧模型的论述。新增的内容主要有 pdf 模型、条件矩封闭模型

(CMC)、层流小火焰模型(LFM)、代表性互动小火焰模型(RIF)、G 方程模型和火焰面密度模型等。其次,以相当的篇幅讲述了碳烟排放模型,从简单的经验模型到详细的反应动力学模型以及相关的矩方法。第5章介绍缸内传热模型,原有内容未加变动,但补充了辐射传热的离散传递法和离散坐标法。第6章专题介绍HCCI发动机的数学模拟,整章都是新写的。其内容基本上与当前国际及国内的研究进展保持同步。第7章介绍数值计算方法,基本上保持原貌,只是补充了几种新的传热壁函数,并对KIVA程序的更新做了跟踪介绍。原第7章应用实例,因不再具有典型意义而全部删去。此外,对全书的名词术语按国家标准做了统一修改,如“无量纲”改称“量纲一”(部分章节保留原说法)、“分子量”改为“相对分子质量”等,请读者阅读时注意。

总的来说,本书既较全面地总结了迄今为止前人在该学科领域的成果与经验,也概括了著者本人及同事和研究生们的研究成果和体会。书中提供了2005年前的大量中外参考文献。新版中增补的大部分内容,在国内同类各种著作中均未曾涉及,从而成为本书的重要特色。

大连理工大学热工教研室和内燃机研究所诸位同仁以他们相关的研究工作充实了本书内容。特别是我指导的已毕业或在读的博士生陈石、易世君、李芳、宋金瓯、马贵阳和贾明等,以他们博士论文中创新性的工作为发展和改进内燃机燃烧过程的各种模型做出了贡献。工程热物理学科全体教师和研究生所营造的良好的学术氛围和齐心协力的团队精神使我受益匪浅。应该说,本书的写作和修订凝聚着大家的心血。在此,谨向所有这些同志表示由衷的感谢。

在本书修订工作的准备期间,著者曾就若干理论问题,分别与德国爱尔兰根(Erlangen)大学流体力学研究所所长F. Durst 教授,海德堡(Heidelberg)大学交叉学科科学计算中心主任J. Warnatz 教授和斯图加特(Stuttgart)大学燃烧工程研究所所长U. Maas 教授进行过深受启发的讨论,并获得他们提供的重要文献。对于三位教授的支持和帮助,著者谨致以热忱的谢意。

本书的再版得到大连理工大学研究生院研究生教改与教材基金的资助。本书中所涉及著者本人的研究工作曾分别得到国家攀登计划、国家自然科学基金、国家教育部博士点专项基金以及国防工业预研重点项目基金的资助。需特别指出的是,与本书新版增补内容相关的研究工作主要得到国家基础研究重点规划项目(“973”)“新一代内燃机燃烧理论和石油燃料替代途径的基础研究”(课题一:2001CB209201)的资助。此外,德意志学术交流中心(DAAD)为著者多次提供了赴德进行合作研究的经费资助,从而为本书的技术积累提供了宝贵的

条件。在此,谨向所有上述组织和机构表示诚挚的感谢。

最后,著者还要对自己的家人表示深情的感谢。妻子林红以多年来对我持之以恒的关心、支持和奉献为本书的完成作出了不可低估的贡献。儿子解鲲为我在互联网上搜集并整理了大量最新的资料和信息。

限于著者的知识范围和水平,书中错误和疏漏在所难免。诚恳期望同行专家学者和广大读者不吝赐教。

解茂昭

2005 年 7 月于大连理工大学

xmz@dlut.edu.cn

目 录

第1章 导论 /1

- 1.1 概述 /1
- 1.2 内燃机燃烧模型的发展和分类 /2
- 1.3 化学流体力学基本控制方程组 /3

本章参考文献 /5

第2章 内燃机缸内湍流流动模型 /6

- 2.1 湍流基础知识 /6
 - 2.1.1 湍流的基本特征 /6
 - 2.1.2 湍流统计理论的若干基本概念 /7
- 2.2 内燃机缸内湍流流动的特点 /14
 - 2.2.1 缸内气体流动的演变过程 /14
 - 2.2.2 内燃机中湍流的定义和描述 /15
 - 2.2.3 缸内湍流的主要特点 /17
- 2.3 内燃机缸内湍流流动的数学模型 /20
 - 2.3.1 雷诺方程和湍流黏性系数 /20
 - 2.3.2 湍流黏性系数模型 /21
 - 2.3.3 单方程模型——湍能的 k 方程模型 /24
 - 2.3.4 双方程模型—— $k-\epsilon$ 模型 /27
 - 2.3.5 雷诺应力模型(RSM) /31
 - 2.3.6 代数应力模型(ASM) /39
 - 2.3.7 非线性涡黏度模型(NLEVM) /41
 - 2.3.8 湍流的大涡模拟(LES)和直接数值模拟(DNS) /46
 - 2.3.9 湍流的快速畸变理论(RDT) /52
 - 2.3.10 重整化群(RNG)方法在湍流模拟中的应用 /57

2.4 内燃机缸内湍流模型的展望 /61

本章参考文献 /63

第3章 燃油喷雾模型 /65

- 3.1 喷雾场的结构 /65
 - 3.1.1 喷雾场的分区 /66
 - 3.1.2 喷雾的近场特性 /67
- 3.2 气相射流模型 /68

3.3 油气两相模型 /69

- 3.3.1 连续液滴模型(CDM) /69
- 3.3.2 离散液滴模型(DDM) /73
- 3.4 两相喷雾的动力学和热力学过程 /77
 - 3.4.1 油滴的阻力与变形 /77
 - 3.4.2 油滴的传热与蒸发 /79
 - 3.4.3 液滴的湍流扩散 /82
 - 3.4.4 液滴的碰撞和聚合 /84
- 3.5 油束分裂及雾化模型 /86
 - 3.5.1 液体射流分裂雾化的四种形态 /86
 - 3.5.2 雾化机理研究概况 /88
 - 3.5.3 液体射流分裂与雾化的线性稳定性分析 /92
 - 3.5.4 液体射流分裂雾化的模型 /105
- 3.6 喷雾与固壁相互作用及其模拟 /125
 - 3.6.1 液滴碰壁的各种形态 /125
 - 3.6.2 碰壁液滴的计算模型 /127

本章参考文献 /133

第4章 内燃机燃烧与排放模型 /136

- 4.1 概述 /136
- 4.2 汽油机燃烧的零维和准维模型 /137
 - 4.2.1 零维单区模型 /137
 - 4.2.2 准维多区模型 /138
 - 4.2.3 计算燃烧率的现象模型 /140
 - 4.2.4 湍流火焰传播速度模型 /148
- 4.3 柴油机燃烧的零维和准维模型 /151
 - 4.3.1 零维模型 /151
 - 4.3.2 准维模型 /156
- 4.4 湍流燃烧模型 /168
 - 4.4.1 湍流燃烧的平均反应率及相关矩封闭法 /169
 - 4.4.2 基于湍流混合速率的方法 /171
 - 4.4.3 特征时间模型 /173
 - 4.4.4 概率密度函数方法 /176

- 4.4.5 湍流燃烧的层流小火焰模型 /185
- 4.4.6 湍流燃烧的条件矩封闭模型 /193
- 4.4.7 基于湍流火焰几何描述的模型 /195
- 4.4.8 湍流火焰传播的分形模型 /200
- 4.5 内燃机氮氧化物排放的模拟 /210
 - 4.5.1 扩充的Zeldovich机理 /210
 - 4.5.2 Hewson-Bollig机理(HB模型) /212
- 4.6 碳烟排放模型* /215
 - 4.6.1 概述 /215
 - 4.6.2 经验模型 /216
 - 4.6.3 半经验模型 /219
 - 4.6.4 详细模型 /226
- 本章参考文献 /236
- 第5章 内燃机缸内传热模型 /242**
 - 5.1 引言 /242
 - 5.2 经验和半经验传热模型 /243
 - 5.2.1 计算对流传热系数的经验模型 /243
 - 5.2.2 计算对流传热系数的半经验模型 /244
 - 5.2.3 辐射传热的经验模型 /247
 - 5.3 壁面对流换热的多区模型 /249
 - 5.4 壁面对流换热的多维模型 /251
 - 5.5 辐射传热的多区模型 /255
 - 5.5.1 辐射传递方程的特点 /255
 - 5.5.2 区域法概述 /256
 - 5.5.3 区域法在缸内辐射传热中的应用 /259
 - 5.5.4 其他多区辐射模型 /266
 - 5.6 辐射传热的多维模型 /268
 - 5.6.1 热流法(热通量法) /268
 - 5.6.2 蒙特卡洛法 /271
 - 5.6.3 球形谐波近似法 /276
 - 5.6.4 离散传递法 /277
 - 5.6.5 离散坐标法 /279
- 本章参考文献 /281
- 第6章 均质压燃(HCCI)发动机的数学模拟 /283**
 - 6.1 引言 /283
 - 6.2 HCCI燃烧的化学反应动力学模型 /283
 - 6.2.1 HCCI对反应动力学模型的基本要求 /284
 - 6.2.2 详细的化学动力学模型 /284
 - 6.2.3 简化的化学动力学模型及其构筑方法 /287
 - 6.2.4 传统发动机燃烧的简化动力学模型 /298
 - 6.2.5 HCCI燃烧的化学动力学模型 /299
 - 6.3 HCCI燃烧的零维和准维模型 /307
 - 6.3.1 单区模型 /308
 - 6.3.2 多区模型 /311
 - 6.4 多维模型 /313
 - 6.4.1 HCCI多维模型概述 /313
 - 6.4.2 HCCI的随机反应器模型 /316
 - 6.4.3 HCCI发动机的优化——遗传算法的应用 /318
 - 6.4.4 多维反应动力学计算的列表存取法 /321
 - 6.5 小结 /326
- 本章参考文献 /327
- 第7章 数值计算方法/332**
 - 7.1 概述 /332
 - 7.2 有限容积法 /334
 - 7.2.1 差分方程的建立 /334
 - 7.2.2 多变量耦合方程组的求解 /344
 - 7.2.3 PISO算法和EPISO算法 /352
 - 7.3 任意拉格朗日-欧拉法(ALE) /358
 - 7.3.1 离散化方法 /359
 - 7.3.2 ALE方法的基本计算步骤 /360
 - 7.3.3 稳定性条件 /365
 - 7.4 初始条件和边界条件 /365
 - 7.4.1 初始条件 /365
 - 7.4.2 气阀边界条件 /366
 - 7.4.3 处理湍流固壁边界的壁函数法 /368
 - 7.5 KIVA-Ⅱ程序简介 /374
 - 7.5.1 概述 /374
 - 7.5.2 KIVA-Ⅱ的主要特点和功能 /375
 - 7.5.3 KIVA-Ⅱ程序结构 /376
 - 7.5.4 KIVA-3V程序简介 /378
- 本章参考文献 /379

第 1 章 导 论

1.1 概 述

随着以计算机为标志的信息科学技术的飞速发展,以及自然界与生产领域中大量实际问题的迫切需要,新兴的交叉学科一个接一个地应运而生。单就工程热物理领域而言,20 世纪 70 年代以来,继计算流体力学和计算传热学之后,又逐步形成了一门新的学科——计算燃烧学^[1,2]。计算燃烧学是以流体力学、传热传质学、化学反应动力学、燃烧理论和计算数学为基础,以高速大容量计算机为主要工具,通过计算手段来探索自然界、工程实际和社会生活中各种燃烧现象(包括流动和传热)的机理,研究各种燃烧系统和装置中燃烧过程的规律及特点,从而实现对各种燃烧现象进行准确的分析和预测。

作为最常见的燃烧装置之一,内燃机是工农业生产和交通运输中应用最广泛的动力机械。据统计,内燃机所消耗的能源占世界石油总消耗量的 60%。因此,研制高效率、低污染的发动机是长期以来世界各国科学界及工程界所极力追求的目标,并为此投入了大量的人力和财力。在各种类型的热机中,只有内燃机的燃烧过程与其主要工作特性、功率、效率和排放,以及部件的机械和热负荷、噪音、振动等如此直接而紧密地相耦合,以致欲改进和完善发动机的总体性能和某些局部特性,都必须首先在燃烧过程的改善和优化方面下功夫。20 世纪 70 年代以来,世界范围的能源短缺和控制污染的强烈呼声迫使人们在理论和实验两方面大大加强了对内燃机燃烧的研究,以期达到节能和净化的目的。要在越来越高的燃油经济性指标和严格的排放法规的限制下,设计出性能优越,具有市场竞争力的发动机,成为世界各国的发动机专家和设计师们所面临的一个严峻的挑战。这样,主要依赖于实验手段和工作经验的传统设计方法已经远远不能胜任这一要求,于是人们纷纷转而求助于一种新兴的、强有力的工具——燃烧过程的数学模型。正是对燃烧模型的研究,为计算燃烧学的形成和发展提供了强大的推动力。

内燃机的燃烧过程在各种热机和燃烧装置中最为复杂,因而也最具有典型性。内燃机的工作过程是强烈瞬变的(每分钟高达数千个循环,时间尺度以 ms 为量级);其工质具有强烈的压缩性(密度比可高达 20 以上);其气缸内可能同时存在多种大尺度运动(旋流、滚流和挤流)和微小涡团的湍流运动,且二者之间有密切的耦合和相互作用;在柴油机和某些汽油机中还存在燃油喷射产生的两相流;其燃烧室可能具有各种不同的复杂几何形状。此外,其气阀的周期性开闭和活塞的往复运动还对求解的问题构成了瞬态的运动边界条件。这一系列

特点使得内燃机燃烧过程的数值模拟和分析除了以计算燃烧学的通用理论和方法为基础之外,还必须相应地建立和发展其独特的模型、方法和技巧。计算燃烧学的普遍原理与内燃机的具体工程背景相结合的产物就是所谓“内燃机计算燃烧学”这一新的学术领域或者分支学科。具体地说,内燃机计算燃烧学的基本内容和任务就是利用数值方法在计算机上对内燃机中的湍流流动、喷雾混合、传热传质和燃烧排放过程进行模拟。它不仅可为内燃机系统的研究、设计和优化提供一个强有力的工具,而且由于其研究对象的复杂性和典型性,必将在理论和实践两方面丰富计算燃烧学的内容,推动其向纵深发展。

应当看到,计算燃烧学本身目前尚是一门未成熟且正蓬勃发展的学科,当然,作为其子学科的内燃机计算燃烧学在现阶段的不成熟就更是不足为奇了。然而,如果把1978年在美国底特律召开的“往复式发动机燃烧模拟”国际会议^[3]看作是本学科诞生的标志的话,那么20多年来,由于世界各国科学界和工程界的共同努力,它已经取得了长足的进展,形成了具有自己鲜明特征的基本框架和体系。目前,各发达国家和包括中国在内的若干发展中国家都已经形成了从事内燃机燃烧模拟的专业队伍,并正在不断地取得新的成果。代表该领域最新研究成果和水平的“内燃机燃烧模拟与诊断”国际会议(COMODIA)已经举行了六届^[4]。国外还出版了这方面的专著^[5]。因此,在这样的形势下我国及时开展内燃机计算燃烧学的教学和研究,长期在该领域逐步走向繁荣并赶超世界先进水平是十分必要的,也是很有意义的。

1.2 内燃机燃烧模型的发展和分类

尽管“数学模型”这个名词出现在人们日常生活中还是颇为新鲜的事,但借用数学工具来分析内燃机循环过程,并用来指导发动机的发展和优化却已有了很长的历史,甚至可以追溯到19世纪末即内燃机诞生的初期。英国人D. Clerk是内燃机工作过程模拟研究的首创者。他于1882年用空气标准循环分析方法比较了各种内燃机的热效率。不久,德国人R. Diesel提出了一系列具有不同燃烧方式(等压燃烧、等温燃烧等)的内燃机的循环模型。但在此后的80年中,在这方面并没有重大的突破,研究工作主要集中在改进未燃和已燃混合气热力性质的计算精度。其中,C. Hottel等人的工作(1936年)是一个重大进步。他们假定各种燃烧产物处于热力平衡状态,从而制定了已燃混合气的热力性质图表,为内燃机的性能计算提供了一个极有用的工具。

严格地说,作为一种独立的自成体系的研究工具并能与实验研究双峰并峙的数学模型,只能是综合了多学科知识的内燃机燃烧学与现代电子计算机相结合的产物。20世纪60年代出现了首批基于电子计算机的内燃机循环模拟研究工作,其目标是预测发动机的动力性和燃油经济性。自那时以来,有关内燃机工作过程和燃烧过程数学模型的研究突飞猛进地向前发展,以致在近40年时间内内燃机燃烧模型的研究已经先后经历了放热率计算、零维模型、准维模型和多维模型这样4个阶段。

所谓放热率计算是根据实测的压力数据(示功图)估算实际放热率。这种计算一般不涉

及严格意义的数学模型。但它是研究内燃机燃烧模型,特别是研究零维和准维模型的一个重要基础,并且在特定情况下可以在循环过程计算中起燃烧模型作用。

零维模型和准维模型都是用热力学原理分析燃烧过程,对所涉及的流体动力学过程不予考虑,或只做极简单的处理,其控制方程是以时间为惟一的自变量的常微分方程。至于二者的区别,目前国际上尚无统一意见。一种观点认为,关键的区别在燃烧率。零维模型中的燃烧率是用经验公式或曲线拟合方法构造的经验数学关系;而准维模型则是引入一个描述燃烧过程的子模型来求出燃烧率。我们认为,这种区分没有完全从本质上体现两种模型在空间维数上的不同。更恰当的定义应当是:零维模型把整个气缸视为均匀场,不考虑参数随空间位置的变化;准维模型则对空间作分区处理,各区之间参数互不相同,从而能在一定程度上反映缸内参数随空间的变化。对于特定的机型,零维和准维模型可较准确地预测其燃烧过程的主要性能参数,准维模型由于燃烧空间上的分区,还能在一定程度上预测排放。这两类模型方法简便,计算成本低,目前在工程上应用较多。但是,由于内燃机的燃烧是多种现象相互耦合的、瞬变的、多维多相的、极其复杂的物理化学过程,所以零维和准维模型都不能从本质上反映其机理,也不能对发动机的性能做详尽的分析和预测,其应用也缺乏普遍性。要完成这样的任务,只有借助于多维模型。

多维模型是用数值方法求解描述燃烧过程的质量、动量、能量和化学组分的守恒方程。这是一组多自变量的偏微分方程。根据空间坐标数,又可分为一维、二维和三维模型。多维模型一般由模拟缸内各个物理化学过程的若干子模型组成,如气体流动模型、燃油喷雾混合模型、化学反应模型和传热模型等。可见,要建立一个完整的内燃机燃烧多维模型,必须综合运用热力学、流体力学、传热传质学、化学反应动力学和数值分析等学科的知识,更离不开高速大容量计算机。因而,仅仅是最近30年,人们才有条件着手解决这一困难而又复杂的课题。而多维模型的研究和发展反过来不仅为内燃机燃烧系统的设计和研究提供了数学模拟基础,且必将在理论和实践两方面促进上述诸学科的发展。

1.3 化学流体力学基本控制方程组

燃烧是包含化学反应的流动过程。无论燃烧过程多么复杂,也无论其具体表现形式如何千变万化,它们都遵循自然界的一些基本定律,即质量、组分、动量和能量的守恒(或更严格地称为平衡)定律。体现这些规律的数学表达式就是化学反应流体力学,即燃烧过程的基本控制方程。这些方程是对流动和燃烧过程进行计算机模拟的基础和出发点。本书假定读者已经具备流体力学、传热学和化学反应动力学的基础知识,因此在这里不加推导地直接列出这些方程,并简要地说明其物理意义。在涉及多维空间变量的数学表达时,本书主要采用张量表示法:用下标 i, j, k 等表示坐标方向,如未加特别说明,则凡有一个下标的量为矢量,如速度 u_i ;有两个下标的量为二阶张量,如黏性应力 τ_{ij} ;同一项中如有同一下标出现两次,即表示对该指标从1~3求和(爱因斯坦求和法则)。

在直角坐标系中各基本方程可表示为以下 4 个方程。

(1) 连续方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j) = 0 \quad (1-1)$$

(2) 动量方程(以 i 方向为例)

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + g_i - f_i \quad (1-2)$$

式中, ρ 为流体混合物密度; p 为压力; u_i 为 i 方向的速度; g_i 和 f_i 分别为重力和其他阻力(如流体通过多孔介质或所含颗粒杂质所致)在 i 方向的分量; τ_{ij} 为黏性应力张量, 它与流体的应变率张量 S_{ij} 通过广义牛顿定律相联系:

$$\tau_{ij} = 2\mu S_{ij} - \frac{2}{3}\mu S_{kk}\delta_{ij} \quad (1-3)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \quad (1-4)$$

S_{kk} 即为流体散度 $\text{div} \mathbf{u}$, 它表征流体的体积膨胀和压缩性; μ 为流体的动力黏性系数。 δ_{ij} 为二阶单位张量, 当 $i=j$ 时, $\delta_{ij}=1$; 当 $i \neq j$ 时, $\delta_{ij}=0$ 。

将方程(1-3)、(1-4)代入(1-2), 可得动量方程(1-2)的另一种形式

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) &= \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right) + \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\mu \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) - \\ &\quad \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k}\right) + g_i - f_i \end{aligned} \quad (1-5)$$

能量方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho h_0)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j h_0) &= \frac{\partial}{\partial x_j}(u_j \tau_{ij}) + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j}\right) + \rho q_R + \\ &\quad \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\sum_l (\Gamma_l - \Gamma_k) \frac{\partial m_l}{\partial x_j}\right] \end{aligned} \quad (1-6)$$

式中, h_0 为滞止焓即总焓, $h_0 = h + u_i u_i / 2$, $h = \sum_l m_l h_l$, m_l 和 h_l 分别是组分 l 在混合物中的质量分数和比焓, Γ_l 和 Γ_k 分别是组分 l 和焓的输运系数或交换系数, q_R 为辐射热。如果利用总焓的定义, 把式(1-6)右端扩散项中的 T 换为 h_0 , 则得到能量方程的另一形式

$$\frac{\partial(\rho h_0)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j h_0) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\Gamma_k \frac{\partial h_0}{\partial x_j}\right) + S_k \quad (1-7)$$

式中源项为

$$\begin{aligned} S_k &= \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(u_j \tau_{ij}) + \rho q_R + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\lambda - \sum_l m_l c_{p,l} \Gamma_k\right) \frac{\partial T}{\partial x_j} + \right. \\ &\quad \left. \sum_l (\Gamma_l - \Gamma_k) h_l \frac{\partial m_l}{\partial x_j} - \Gamma_k \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{u_i u_i}{2}\right)\right] \end{aligned} \quad (1-8)$$

(4) 组分方程

$$\frac{\partial(\rho m_l)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j m_l) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\Gamma_l \frac{\partial m_l}{\partial x_j}\right) + R_l \quad (1-9)$$

式中, R_l 是由于化学反应引起的组分 l 的产生率。

方程(1-1)、(1-5)、(1-7)和(1-9)构成化学流体力学的基本控制方程组。不难看出,这一组方程在形式上是完全相同的,它们均包含4种基本类型的项,即代表时间变化率的非定常项,由流体宏观运动所引起的对流项,由流体分子运动所引起的扩散项以及不属于以上3项的其他源项。如果用 φ 代表通用的因变量(u_i, h_0, m_i),则基本方程可用统一的形式表示为

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varphi) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \varphi) = \frac{\partial}{\partial x_j}(\Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial x_j}) + S_\varphi \quad (1-10)$$

式中, Γ_φ 和 S_φ 分别为与因变量 φ 相应的交换系数和源项。由于方程(1-10)实际上是描述各种物理量在流体中对流与扩散过程即输运过程,所以也可将其称为输运方程,凡是能用输运方程来描述的量称为可输运量。输运方程可表示为统一的形式,这一事实不仅反映了各种物理量的输运过程都具有相同的物理和数学特征,而且为其数值计算提供了极大的方便,可以针对这一统一形式来选择计算方法和编制程序。重复使用该程序就可求解所有的方程,只需针对不同的方程代入相应的 Γ_φ 和 S_φ 。

上述方程组再加上气体混合物的状态方程构成一个封闭的方程组。理论上说,只要其中源项能够根据有关学科领域的知识计算出来,再加上适当的定解条件,我们就可以得出描述发动机或其他系统整个燃烧过程的数值解。然而事实上并非如此简单,这是因为自然界和工程实际中的流动和燃烧过程几乎都是湍流过程。而上述基本方程组却是针对层流状态推导出来的。是否能够以及如何将这些方程加以修正和推广,使其能够适用于湍流过程,这正是下一章所要回答的问题。

本章参考文献

- 1 范维澄,陈义良,洪茂玲. 计算燃烧学. 合肥:安徽科技出版社,1987
- 2 周力行. 湍流气粒两相流动和燃烧的理论及数值模拟. 北京:科学出版社,1994
- 3 Mattavi J N, Amann C A. (Eds.) Combustion Modeling in Reciprocating Engines. New York, Plenum Press, 1980
- 4 Proceedings of International Symposium on Diagnostics and Modeling of Combustion in Internal Combustion Engines (COMODIA), The first Symposium, 1985/Tokyo.
- 5 Ramos J I. Internal Combustion Engine Modeling. New York, Hemisphere Publ Corp, 1989

第2章 内燃机缸内湍流流动模型

在内燃机整个工作循环中,其缸内气体充量始终在进行着极其复杂而又强烈瞬变的湍流运动。这种湍流运动是内燃机工作和燃烧过程中各个物理化学过程的一个共同的基础。它决定了各种量在缸内的输运及其空间分布,它对可燃混合气的形成及其浓度场、火焰传播速率和燃烧品质、缸壁的传热及污染物的形成等都具有直接的、本质的影响。因此,要正确地、从微观上模拟和分析内燃机的燃烧,绝对离不开对缸内湍流运动的正确描述和模拟。也正是基于这一原因,内燃机燃烧的零维和准维模型被称为热力学模型或现象模型,而多维模型则被称为流体动力学模型或CFD(计算流体动力学)模型。因为零维模型根本未考虑流动过程和湍流参数的影响,准维模型虽然在一定程度上考虑这种影响,但其有关流动和湍流的参数是作为已知数据输入或通过某些简单的假设所求得,而并非模型本身提供的结果。

本章将首先对湍流现象和湍流理论做一概略的介绍,接着讨论内燃机缸内湍流流动的一般特征。然后在此基础上对缸内湍流的各种模型进行比较系统的介绍和比较。

2.1 湍流基础知识

2.1.1 湍流的基本特征

层流和湍流(或称紊流)是两种不同的基本流态。当流动的特征雷诺数超过相应的临界值(通常有一定范围),流动就从层流切换到湍流。自然界和工程中的流动过程,化工系统中的传热传质过程以及各种热力装置中的燃烧过程,绝大多数都是湍流过程。由于湍流机理的复杂性,自雷诺发现湍流现象的100多年来,尽管人们持续不断地进行了大量的研究,但迄今仍然未能透析其本质,以致于很难给湍流下一个确切的定义。我们通常只能根据湍流的一些重要特征来认识它。湍流具有如下一些基本特征。

1. 湍流的涡团结构和小涡团的随机性

湍流中充满了各种大小的不断旋转着的流体团块,称为旋涡(eddy),或更形象地称为“涡团”。湍流的基本特征正是在于这种具有随机性质的涡团结构。在一定条件下,例如固体边界的阻碍作用或外部的扰动,在流体内部形成涡团。这些涡团尺寸有大有小,往往大涡团中包含着小涡团,小涡团中又包含着更小的涡团。这些尺寸不同的涡团组成连续的“涡团谱”。大涡团与小涡团具有不同的特征。小涡团的运动具有很强的不规则性或随机性。湍流的强度由脉动速度的大小来衡量,而脉动速度又正比于涡团旋转的角速度。同样大小的涡团,由于角速度不同,其强度也不同。在同样湍流强度下,大涡团的能量高于小涡团,所以能量由大涡团传给小涡团。在流动中,各种大小的涡团会交换能量而逐渐使涡团的大小与强度趋于均匀。涡团不断地被产生出来,又不断地分裂破碎。黏性对涡团起阻尼作用,如果不能

从宏观流动中补充能量,则涡团终将衰减以至消失。

2. 湍流一般是发生在大雷诺数下的流体运动

湍流起源于层流的不稳定性。在大雷诺数下,非线性惯性力的不稳定作用远远超过黏性力的稳定作用,这样才能发生从层流到湍流的转换。

3. 湍流运动总是有旋的和三维的

既然湍流流场中充满了大小不等且不断旋转的涡团,那么其有旋是必然的。流体力学的理论分析表明:产生涡团的惯性作用实质上是流场的不均匀性(速度梯度)对涡团连续不断地进行拉伸的结果。这种拉伸作用使涡团发生从大变小的所谓“级联”(cascade)过程。但拉伸过程只能在三维条件下进行,因此湍流运动只能是三维的。有的流动,即使从宏观上看其时均流是二维甚至是一维的,但其脉动结构仍是三维的。

4. 湍流具有极强的扩散性和耗散性

这是涡团运动的必然结果。如同流体分子的无规则运动引起物质组分、动量和能量等各种物理量的扩散输运一样,涡团无规则运动的宏观效果也是引起这些量的扩散,而且这种扩散性较之分子扩散性要强烈得多(可以大3~4个量级)。这一点在工程上具有特别重要的意义。在各种燃烧装置中,之所以要千方百计地提高流体运动的湍流度,正是为了利用其扩散性来实现燃料与空气的充分混合,以提高燃烧效率。另一方面,涡团要维持其运动,必须克服黏性力而做功,使湍流动能转变为流体的内能。因此,湍流需要不断地补充能量来弥补其耗散的能量,否则湍流就不能维持而急剧衰减。平均流的速度梯度、浮力、离心力以及燃烧反应等是供给湍流动能的渠道。

5. 湍流具有连续性

分子运动是离散的,湍流运动则可视作连续的。湍流涡团的最小尺度仍远远大于分子的运动尺度(平均自由程)。因此可以用连续介质力学的方法来描述湍流运动。

6. 湍流是流动的属性而不是流体的属性

在雷诺数足够大的情况下,湍流的特征量与流体的物性几乎无关,而与流场特征,如几何形状、边界条件等则有密切的关系。

7. 湍流的大尺度涡团具有拟序性(Coherence)和间歇性(intermittence)

这是20世纪60年代湍流研究的一个重要成果。通过对湍流的所谓“猝发”现象的发现和研究表明湍流大尺度涡团的运动并非是完全随机的,而是在空间上表现出一定程度的有序(拟序)性,时间上表现出一定的周期(间歇)性。因而湍流的无规则性在时间和空间上都是局部现象,即在湍流运动中同时存在着有序的大尺度涡团结构和无序的小尺度结构。这一发现对于湍流本质和机理的研究及其数学模拟已经并正在产生巨大的影响。

综上所述,我们给湍流下一个粗略的定义:湍流是在时间和空间上都具有某种准周期性和连续性特征的半随机半有序的三维非定常有旋的大雷诺数流体运动。

2.1.2 湍流统计理论的若干基本概念

湍流研究从一开始就是分别沿着两个方向发展的,其结果是形成了统计理论和半经验理论两大派别。统计理论采用严格的统计力学的方法,着重研究湍流的内部结构(即脉动结构)。由于湍流结构的高度复杂性,这种理论目前还主要局限于研究各向同性的均匀湍流这一最简单情况。半经验理论不注重湍流机理而着眼于工程上的实际应用。它主要是根据实

验资料对湍流结构(湍流脉动量)作出某些假设(此即所谓湍流的“模拟”)。在此基础上研究平均流的运动规律和湍流脉动的各种效应(如湍流扩散)。这两种理论是各有所长,相互补充的。从解决工程实际问题的角度来看,现阶段主要需借助半经验理论,这也正是本章的主要内容。但统计理论中的一些基本概念已经并且正在继续向半经验理论渗透并融合,成为其不可分割的组成部分。因此,这里有必要先介绍湍流统计理论中的几个重要概念。

1. 描述湍流的统计平均法

按照雷诺的观点,随机变化的湍流瞬时量 φ 可以分解为统计平均值 $\bar{\varphi}$ 和脉动值 φ' 。平均值可以用不同的平均方式得出。对宏观定常或准定常的湍流,一般采用时间平均;对于空间上均匀的流场,可以采用空间平均;而对内燃机缸内湍流这类既不定常又不均匀的湍流体系,则以采用在同样条件下的大量重复的实测数据为依据的系综平均为宜(对内燃机而言,则是基于在相同曲轴转角位置下从大量循环次数获取的相位平均)。脉动值定义为瞬时值对平均值的偏离。因此,湍流参数的瞬时值等于平均值与脉动值的线性叠加: $\varphi = \bar{\varphi} + \varphi'$, 此即所谓湍流的雷诺分解。

统计平均法满足几个基本的雷诺平均法则:

$$\overline{f+g} = \bar{f} + \bar{g}, \quad \overline{cf} = c\bar{f}, \quad \overline{fg} = \bar{f}\bar{g}$$

$$\lim \bar{f} = \bar{f}, \quad \overline{\int f ds} = \int \bar{f} ds, \quad \overline{\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)} = \frac{\partial \bar{f}}{\partial x}$$

式中, f 和 g 为任意随机变量, c 为常数。由此可以得出后面将要用到的两个重要公式。设 A, B, C 均为随机变量, 则

$$\begin{aligned} \overline{AB} &= \overline{(A + A')(B + B')} = \overline{AB} + \overline{AB'} + \overline{A'B} + \overline{A'B'} \\ &= \overline{AB} + \overline{A'B'} \end{aligned} \quad (2-1)$$

同理

$$\overline{ABC} = \overline{ABC} + \overline{AB'C'} + \overline{B A'C'} + \overline{C A'B'} + \overline{A'B'C'} \quad (2-2)$$

$\overline{A'B'}$ 和 $\overline{A'B'C'}$ 分别称为脉动量的二阶相关矩和三阶相关矩。它们通常都不等于零, 其大小取决于两个或三个随机量之间互相关联的程度。由此可见, 对非线性的随机量(两个或多个随机量的乘积)实施雷诺平均后, 会产生新的未知量——脉动量的相关矩。这一事实暗示我们, 湍流的起源正是在于控制方程中的非线性项。

由于脉动值的平均值为零, 为了刻划湍流脉动的平均强度, 一般采用脉动速度的均方根值, 称为湍流度。为了书写简便, 在本章中分别用大写字母 U 和 P 表示平均速度和压力, 用小写字母 u 和 p 表示脉动速度和压力, 而用 $\tilde{u}$ 和 $\tilde{p}$ 代表其瞬时值, 用 u' 表示湍流度。这样, α 方向的湍流度为 $u'_\alpha = \sqrt{u_\alpha'^2}$ (本书规定凡用希腊字母表示的下标无求和意义), 而各方向的平均湍流度为 $u' = \sqrt{u_i u_i} / 3$ 。

2. 湍流尺度

从湍流统计理论的观点看, 流场中某点的脉动量可以视为各种不同尺度(或不同频率)的涡团经过该点所造成的涨落。大尺度涡频率低, 小尺度涡频率高。最大的涡与固体边界或平均流场的宏观尺寸同阶, 而最小的涡则向分子无规则运动尺度的方向延伸。由于涡团的尺度是一个随机量, 只能用统计力学的方法借助所谓相关系数的概念来定义湍流尺度。

考虑相隔固定距离的两空间点 A, B (图 2-1), 如涡团平均尺度大, 则两点经常处于同一