

曾青华 冯大强 邹利民 编著

燃气涡轮燃烧室基础

Gasturbine Combustor
Foundation

清华大学出版社
北京

内 容 简 介

本书共 14 章,系统阐述了航空燃气涡轮发动机燃烧室的相关理论、关键技术和部件的原理、功用、工作机制、试验测试和故障分析。第 1 章和第 2 章主要阐述了燃烧及燃烧学的基础理论;第 3 章论述了航空燃气涡轮发动机的基本知识,从整机视角认识燃烧室;第 4 章和第 5 章从总体角度阐述了主燃烧室的功用、特点、类型、结构、参数、性能要求、设计要求和工作机制;第 6 章至第 11 章从部件结构和性能角度进行阐述,包括喷油嘴及其喷雾、点火器和燃烧室点火、扩压器及其内流特性、两股空气动力学特性、火焰筒冷却和燃烧室排放等;第 12 章阐述了加力燃烧室的功用、特点、参数、性能要求和构成,讨论了振荡燃烧问题;第 13 章阐述了工程燃烧室试验的相关概念、试验器、试验方法、测试技术和试验数据的处理;第 14 章阐述主燃烧室和加力燃烧室的主要故障类型和常见故障处理方法,从更深层次理解燃烧室理论和燃烧室设计。

本书既可作为高等学校航空宇航科学与技术、动力机械和工程热物理等学科的研究生专业课程教材,也可作为从事与航空燃气涡轮发动机燃烧相关工作的科研人员和工程技术人员的参考用书。

版权所有,侵权必究。举报:010-62782989, beiqinquan@tup.tsinghua.edu.cn。

图书在版编目(CIP)数据

燃气涡轮燃烧室基础/曾青华,冯大强,邹利民编著. —北京:清华大学出版社,2023.10
ISBN 978-7-302-63233-7

I. ①燃… II. ①曾… ②冯… ③邹… III. ①航空发动机—燃气轮机—燃烧室—高等学校—教材 IV. ①V235.1

中国国家版本馆 CIP 数据核字(2023)第 056660 号

责任编辑:戚 亚

封面设计:常雪影

责任校对:薄军霞

责任印制:曹婉颖

出版发行:清华大学出版社

网 址: <http://www.tup.com.cn>, <http://www.wqbook.com>

地 址:北京清华大学学研大厦 A 座 邮 编:100084

社 总 机:010-83470000 邮 购:010-62786544

投稿与读者服务:010-62776969, c-service@tup.tsinghua.edu.cn

质量反馈:010-62772015, zhiliang@tup.tsinghua.edu.cn

印 装 者:天津鑫丰华印务有限公司

经 销:全国新华书店

开 本:170mm×240mm 印 张:27 字 数:559 千字

版 次:2023 年 10 月第 1 版 印 次:2023 年 10 月第 1 次印刷

定 价:99.00 元

产品编号:099330-01

序 一

FOREWORD

本书出版之时,本人已是米寿之年。承蒙邀请为此书写序,虽已老矣,仍奋战在航空燃烧室前线。

曾青华教授说本书是理论派和工程派需求的结合,的确如此。我们搞的是航空燃烧室,因而要常讲“燃烧室里一定有燃烧,但燃烧不等于燃烧室”。什么意思?航空燃烧室是航空发动机的重要部件,是要上天飞的,是实打实的,所以严格地讲所有航空发动机的研发单位,其中的燃烧室应该叫“燃烧室部”(或“燃烧室组”,或“燃烧室室”)。就是说它是搞实际工程的,不是为了写文章的。最恰当的说法是理论结合实际是一派,不要分出理论派或工程派,更确切地说是“基础知识指导下的航空燃烧室研发派”。在什么点上结合?在航空燃烧室的技术研发上结合。在此特别强调,航空燃烧室如果没有技术研发,就成了无根之木,无源之水。现在有些人公开宣称的要建造一座由预先研究直通型号研发的“桥梁”,意思就是不搞技术研发。1971年,罗尔斯·罗伊斯公司就是因碳-碳复合材料风扇叶片的技术研发没有搞好,导致公司破产。50多年后,竟然还有人提出可以不必搞技术研发,实在令人吃惊!要搞燃烧室的技术研发,就应首先想到研发(或研究)的成果能不能真正用在燃烧室上?不要一听到“燃烧”(请注意没有“室”这个字)就想用到高油气比燃烧室上来,那样的话,搞燃烧室也太简单了!所以再次强调:“燃烧室中必定有燃烧,但燃烧不等于燃烧室。”而我们搞的是航空燃烧室。

本书内容翔实、实用性强,系统阐述了航空燃烧室工程的理论、技术、试验和故障维护。很高兴能够向从事航空燃烧室研究的科研人员、工程设计人员和高校师生推荐这本著作。



金如山(J. S. Chin)

美国航空航天学会副会士,美国国家航空航天局 TGIR 奖获得者

书于南加州,拉古纳伍兹

2022年9月

序 二

FOREWORD

航空发动机被誉为工业皇冠上的明珠,是工程科技领域的高精尖产品。燃烧室是航空发动机的核心部件之一,其研究与发展需要有深广的工程科技知识的指导。

本书以燃烧室的研发为主线,较为系统地介绍了相关的基础理论、设计方法、试验测试和故障处理等知识,是运用工程科技思维总结燃烧室工程理论和实践的一次尝试。

本书的三位作者分别来自航空发动机专业的高校、设计所和维修单位。他们在各自领域从事一线科研工作,曾青华先生从事航空发动机燃烧室研发工作,冯大强先生从事航空发动机燃烧室的试验研究工作,邹利民先生从事航空发动机维修工作。他们有着较为深厚的理论功底和工程经验,这使得他们的著作具有明显的航空发动机燃烧室工程知识的系统性和工程实用特色。

我很高兴向从事航空发动机燃烧室的研发人员、使用维护人员、高校师生和相关技术管理人员推荐本书。

甘晓华

甘晓华

中国工程院院士

2022年9月

前言

PREFACE

航空燃气涡轮发动机被誉为“工业皇冠上的明珠”，其发展水平是一个国家工业基础、科技水平和综合国力的集中体现，也是国家安全和大国地位的重要战略保障。目前，世界上能够独立研制高性能军用航空燃气涡轮发动机的只有美、俄、英、中等少数几个国家，民用领域则由美、英两国垄断，技术门槛极高。

燃烧室是航空燃气涡轮发动机的核心部件之一，其组织空气流动、雾化和混合燃油，通过燃烧过程把燃油中的化学能释放并转化为热能，用于提高发动机工作介质(燃气)的温度。高温的燃气工作介质是驱动涡轮使发动机输出推力或者功率的源泉，因而它常常被称作航空燃气涡轮发动机的“心脏”。加力燃烧室在涡轮排气(或混合了外涵纯空气)中再次喷入燃油进行燃烧，目标是再次提高燃气的温度和排气速度，以大幅提升发动机的推力，被认为是航空燃气涡轮发动机的“接力站”。

随着“十三五”期间我国航空发动机和燃气轮机重大专项的全面启动实施，出现了很多关于航空燃气涡轮发动机燃烧方面的优秀图书。这些图书侧重点不同，优势各异。本书立足清华大学航空发动机研究院燃烧传热专业组的现状，为加强专业队伍建设，特组织编写本书用作科研参考。本书集基础性、专业性、先进性和工程性于一身，形成了以下特点：

(1) 内容全面系统，脉络清晰分明。本书内容涉及航空燃气涡轮发动机燃烧室的理论、关键技术和部件的原理、功用、工作机制、试验测试和故障分析，篇章内容全面、系统，章节脉络清晰。

(2) 理论深刻透彻，示例生动实用。本书的理论论述部分深刻、透彻，示例说明部分生动、实用。例如，对总压损失系数与温升比和马赫数间的理论关系，扩压器等压梯度型面计算理论、喷嘴性能计算理论等都提供了详细的理论推导过程；火焰筒的非冷却壁温计算、气膜冷却壁温计算，以及 TBC 壁温计算等示例紧扣应用，生动再现了不同应用场景中的壁温计算流程，实用性极强。

(3) 突出工程思维，注重应用实践。本书无论是燃烧基础理论还是燃烧室专业理论都聚焦航空燃气涡轮发动机燃烧室工程。在编排上也是基于工程思维以燃烧室零组件作为全书的大纲。燃烧室试验和故障分析的章节更是从工程规模燃烧室出发，阐述工程燃烧室的性能试验和故障处理，直接瞄准应用实践。

全书共 14 章，其中 1~12 章和附录由清华大学教授曾青华编写，第 13 章由中

国航发四川燃气涡轮研究院专项总师冯大强研究员编写,第14章由空军5719型号总师邹利民研究员编写。全书由曾青华统稿。

本书在编著过程中,原北京航空航天大学金如山(J. S. Chin)教授给予了大量指导。在此向金老先生致以最诚挚的感谢和最崇高的敬意!

衷心感谢中国工程院院士甘晓华教授!甘院士治学严谨、为人和蔼,给予了本书关键性的指导。在此向甘院士致以最美好的祝福!

此外,很多业内专家和同事提供了大量有价值的素材和有益的建议,在此深表感谢。尤其感谢西北工业大学张群教授,中国航发四川燃气涡轮研究院谢建光和郑明新研究员,沈阳航空航天大学刘爱骥教授,5719厂欧秀萍和高明高级工程师,航空工业江西洪都航空工业集团有限责任公司李子昂部长,北京动力机械研究所王云雷研究员和何悟高级工程级,西南交通大学郑东副教授等,也特别感谢清华大学航空发动机研究院老师们的支持和帮助。

本书涉及面较广,引用了大量文字、图、表、数据等,对这些内容的原作者表示衷心的感谢!此外,有的图、表和数据等内容难以溯源,未能注明出处,敬请谅解!囿于作者水平有限,书中缺点和错误在所难免,敬请读者批评指正。

作 者

2023年9月

目 录

CONTENTS

第 1 章 绪论	1
1.1 燃烧的定义	1
1.2 燃烧的分类	2
1.3 燃烧的应用	3
1.4 燃烧学简史	4
1.5 燃烧学研究对象和方法	7
1.6 本书的内容要点	7
第 2 章 燃烧基础理论	9
2.1 引言	9
2.1.1 内容概述	9
2.1.2 燃烧系统	10
2.2 燃烧热力学	13
2.2.1 燃烧系统的热力学第一定律分析	13
2.2.2 燃烧系统的热力学第二定律分析	16
2.3 燃烧动力学	20
2.3.1 化学反应有关概念	20
2.3.2 化学反应速度	21
2.3.3 反应速度影响因素	23
2.3.4 链反应	26
2.4 燃烧流体力学	27
2.4.1 多组分气体性质	27
2.4.2 输运定律	30
2.4.3 守恒方程	33
2.4.4 一维流方程	35
2.4.5 多组分反应系统相似准则	44
2.5 气相燃烧基础理论	46

2.5.1	层流预混燃烧	47
2.5.2	湍流预混燃烧	57
2.5.3	层流/湍流的扩散燃烧	64
2.6	液雾燃烧基础理论	68
2.6.1	航空喷气燃料 RP-3 的特性	68
2.6.2	高温静止环境下油滴的蒸发和燃烧	69
2.6.3	对流环境下的油滴蒸发和燃烧	72
2.6.4	热壁面上油滴的蒸发	72
2.6.5	油滴蒸发燃烧中的多组分因素	73
2.6.6	油滴群的蒸发和燃烧	75
2.7	着火、熄火和火焰稳定	76
2.7.1	着火理论	76
2.7.2	熄火理论	81
2.7.3	火焰稳定理论	83
第 3 章	航空燃气涡轮发动机概述	91
3.1	航空燃气涡轮发动机类型	91
3.2	航空燃气涡轮发动机循环	94
3.3	航空燃气涡轮发动机性能要求	99
3.3.1	涡喷和涡扇发动机的性能指标	99
3.3.2	涡桨和涡轴发动机的性能指标	101
3.3.3	航空燃气涡轮发动机使用性能要求	102
第 4 章	主燃烧室概述	104
4.1	主燃烧室的功用	104
4.2	主燃烧室的特点	105
4.3	主燃烧室的类型	106
4.3.1	单管燃烧室	106
4.3.2	环管燃烧室	107
4.3.3	环形燃烧室	108
4.4	主燃烧室的结构	110
4.5	主燃烧室的参数	111
4.6	主燃烧室的性能要求	115
4.6.1	燃烧效率	117
4.6.2	总压损失	119
4.6.3	出口温度分布	125

4.6.4	点火边界	127
4.6.5	稳定工作范围	128
4.6.6	排气污染	129
4.6.7	使用寿命	135
4.6.8	容热强度	135
4.7	主燃烧室设计界面要求	136
4.7.1	设计界面参数要求	136
4.7.2	设计界面尺寸要求	138
第5章	主燃烧室工作机制	139
5.1	火焰筒分区	140
5.1.1	常规分区	140
5.1.2	分区发展	143
5.2	空气流量分配	143
5.3	空气流动组织	145
5.4	油雾分布组织	146
5.5	燃烧区燃烧机制	148
5.6	掺混区掺混机制	151
5.7	火焰筒冷却机制	154
第6章	喷油嘴及其喷雾	163
6.1	喷油嘴工作机制	163
6.1.1	液滴破碎条件	164
6.1.2	液柱雾化机制	165
6.1.3	液膜雾化机制	166
6.2	喷油嘴性能要求	168
6.2.1	喷油量	168
6.2.2	喷雾锥角	168
6.2.3	喷雾周向不均匀度	169
6.2.4	液滴平均直径	170
6.2.5	液滴尺寸分布	171
6.2.6	液滴均匀度	172
6.3	喷油嘴流量方程	173
6.4	喷油嘴的类型	174
6.4.1	直射式喷嘴	176
6.4.2	离心式喷嘴	176

6.4.3	空气雾化喷嘴	182
6.4.4	甩油盘喷嘴	183
6.4.5	蒸发管喷嘴	184
6.4.6	组合式喷嘴	185
6.5	喷油嘴性能理论计算	187
6.5.1	喷油量理论计算	187
6.5.2	喷雾锥角理论计算	192
6.5.3	燃油黏性的影响	194
6.6	喷油嘴性能的影响因素	197
6.7	喷油嘴积炭和防护	198
6.7.1	喷油嘴积炭机制	198
6.7.2	喷油嘴积炭防护	200
第7章	点火器和燃烧室点火	203
7.1	物态	203
7.2	气体放电	205
7.3	点火器类型	208
7.3.1	电火花点火器	208
7.3.2	等离子体点火器	211
7.4	点火器应用场景	213
7.5	燃烧室点火方式	214
7.6	燃烧室点火过程	215
7.7	燃烧室点火因素	215
第8章	扩压器及其内流特性	217
8.1	扩压器功能	217
8.2	扩压器流态	218
8.3	扩压器性能要求	219
8.3.1	扩压器性能指标	219
8.3.2	扩压器使用性能要求	220
8.4	扩压器类型	221
8.5	扩压器结构	224
8.6	扩压器型面设计	227
8.7	进口流动条件影响	232
第9章	两股空气动力学特性	235
9.1	旋流器	235

9.1.1	旋流器功用	235
9.1.2	旋流器类型	235
9.1.3	旋流器性能	241
9.2	旋流器空气动力学	245
9.2.1	旋流器空气流动	245
9.2.2	回流形成机制	246
9.3	环道空气动力学	247
9.3.1	环道空气流动	247
9.3.2	火焰筒孔内流动	248
第 10 章	火焰筒冷却	253
10.1	引言	253
10.2	火焰筒冷却方法	254
10.2.1	常规型气膜冷却	254
10.2.2	增强型气膜冷却	257
10.2.3	先进冷却方法	260
10.3	热障涂层技术	262
10.4	火焰筒的材料	262
10.4.1	材料的基本要求	262
10.4.2	陶瓷复合材料	263
10.5	火焰筒温度计算	266
10.5.1	非冷却壁温计算	266
10.5.2	气膜冷却壁温计算	270
10.5.3	热障涂层壁温计算	273
第 11 章	燃烧室排放	275
11.1	排放污染物的危害	275
11.2	污染物生成机制	276
11.2.1	CO 生成机制	277
11.2.2	UHC 生成机制	278
11.2.3	冒烟生成机制	278
11.2.4	NO _x 生成机制	280
11.3	污染物控制方法	283
11.3.1	CO 和 UHC 控制	284
11.3.2	冒烟控制	285
11.3.3	NO _x 控制	286

11.4	低污染燃烧室技术	288
11.4.1	可变几何燃烧室	288
11.4.2	燃油分级燃烧室	289
11.4.3	贫油预混预蒸发燃烧室	292
11.4.4	富油燃烧-淬熄-贫油燃烧燃烧室	293
11.4.5	贫油直接喷射燃烧室	294
11.4.6	催化燃烧室	295
第 12 章	加力燃烧室	297
12.1	加力燃烧室的功用	297
12.2	加力燃烧室的特点	298
12.2.1	区别于主燃烧室的特点	298
12.2.2	涡喷加力与涡扇加力比较	299
12.2.3	加力的硬点火与软点火	301
12.3	加力燃烧室的参数	301
12.4	加力燃烧室性能要求	303
12.4.1	加力燃烧室性能指标	303
12.4.2	加力燃烧室使用性能要求	305
12.5	加力燃烧室的构成	306
12.5.1	混合器	306
12.5.2	扩压器	306
12.5.3	稳焰器	307
12.5.4	供油装置	311
12.5.5	点火装置	312
12.5.6	防振隔热屏	314
12.5.7	结构一体化	314
12.6	振荡燃烧	315
12.6.1	振荡燃烧的类型和特点	315
12.6.2	加力燃烧室振荡燃烧的原因	317
12.6.3	加力燃烧室振荡燃烧的抑制	318
第 13 章	燃烧室试验	321
13.1	试验的相关概念	322
13.1.1	燃烧室试验定义	322
13.1.2	试验科目和工况	322
13.1.3	燃烧室的试验件	324

13.2	燃烧室的试验器	327
13.2.1	试验器的原理	329
13.2.2	试验器的构成	332
13.2.3	关键工艺设备	337
13.2.4	试验器的设计	340
13.3	燃烧室试验方法	343
13.3.1	模化实验方法	343
13.3.2	主要相似准则	345
13.3.3	冷态流阻试验方法	346
13.3.4	流量分配试验方法	349
13.3.5	点/熄火特性试验方法	350
13.3.6	燃烧性能的试验方法	354
13.4	燃烧室测试技术	359
13.4.1	高温测试技术	360
13.4.2	燃气分析技术	364
13.4.3	光学诊断技术	370
13.5	试验数据的处理	371
13.5.1	试验数据辨识	371
13.5.2	试验数据的处理方法	376
13.5.3	不确定度分析	381
第 14 章	燃烧室故障分析	388
14.1	主燃烧室故障	388
14.1.1	主要故障类型	388
14.1.2	常见故障处理	391
14.2	加力燃烧室故障	394
14.2.1	主要故障类型	394
14.2.2	常见故障处理	395
14.2.3	复杂系统性问题引起的故障	397
附录 A	常见燃料与静止空气恰当混合在 1atm/25℃ 下燃烧性能参数	399
附录 B	空气与燃气各组分绝对焓与温度的关系	400
附录 C	工程燃烧室常用的光学诊断技术	401
附录 D	主要符号表	409
参考文献	415

绪 论

1.1 燃烧的定义

按照《韦氏词典》的定义,燃烧是“产生热或同时产生光和热的快速氧化反应;也包括只伴随少量热、没有光的慢速氧化反应”。也就是说,燃烧的本质是一种产生热的氧化反应。在燃烧过程中,可能伴随发光,也可能没有发光;可能是剧烈快速的氧化反应,也可能是柔和缓慢的氧化反应。燃烧的这一定义强调了燃烧是“氧化反应”,不过其间还涉及流动、传热和传质等,因而是一个极其复杂的物理化学过程。在运用燃烧原理进行生产的绝大部分燃烧工业设备中,发生的都是发光、发热的剧烈氧化反应。本书所述的燃烧在没有特指的情况下都是指发光、发热的快速氧化反应这一范畴。

燃烧之所以发生,必须同时满足三个条件,即可燃物、氧化剂、温度高于可燃物着火点的引火源。只有在上述三个条件同时具备的情况下,燃烧才会发生,因而上述三个条件也被称为“燃烧的三要素”。

燃烧最明显的外在表现形式即人们所观察到的火焰。火焰是燃烧过程中出现的一种物理现象,有三方面的物理特征:

(1) 火焰发热发光,具有热和辐射特征。火焰的辐射主要来源于热辐射、化学发光辐射、炽热固态烟粒和碳粒。热辐射来自火焰中一些化学性质稳定的燃烧产物发射的光谱带,例如 H_2O 、 CO_2 、 CO 和各种碳氢化合物等发射的光谱带。这类辐射的波长在 $0.75\mu\text{m}\sim 0.1\text{mm}$ 。其中,辐射最强的光谱带是红外区,由燃烧的主要产物 CO_2 和 H_2O 形成。化学发光辐射是一种由化学反应产生的光辐射,是不连续辐射光谱带发射的结果,被认为是火焰辐射的主要部分。化学发光辐射来自电子激发态的各种组分,例如 CH 、 OH 、 CC 、 NH 和 CN 等自由基。这些自由基存在于火焰中,是在化学反应瞬时产生的。此外,普遍认为火焰中还存在炽热固态烟

粒和碳粒发射出的连续光谱,它使火焰的辐射能力得到增强。理论研究认为,火焰辐射与火焰厚度、烟粒浓度、碳粒和烟粒大小等参数存在函数关系。需要强调的是,气体、液体或固体燃料在燃烧过程中,火焰和完全燃烧产物的辐射主要来自 CO_2 、 H_2O 、烟粒和飞灰颗粒。

(2) 火焰具有电离特性。在碳氢化合物与空气的燃烧火焰中,特别是在层流火焰中的气体具有较高的电离度。目前广泛接受的化学电离理论认为,燃料在火焰中由于高温裂解而形成碳氢自由基,如 CH 、 CH_2 和 CH_3 等,这些自由基在火焰中与激发态氧发生反应,从而形成正离子和电子。一些实验研究已证实,在电场的作用下火焰会发生弯曲、变长或变短,着火和熄火条件也会发生变化。

(3) 火焰具有自行传播的特征。火焰一旦产生,就会不断地向周围传播,在没有外界阻燃的情况下,火焰会蔓延到整个反应系统直到反应终止。

1.2 燃烧的分类

1. 按照是否有火焰分类

按是否有火焰,燃烧可以分为有焰燃烧和无焰燃烧。有焰燃烧是指日常生活中普遍能观察到的燃烧现象,例如蜡烛燃烧、燃气灶天然气燃烧等。无焰燃烧是指看不到火焰而有热释放的氧化反应。其中有因混合均匀而快速发生的无焰燃烧,也有缓慢发生的无焰燃烧(阴燃),香烟的燃烧方式即阴燃。

2. 按照火焰的自行传播特征分类

按火焰的自行传播特征,燃烧可以分为缓燃和爆震燃烧。

缓燃又称“正常燃烧”,是通过导热使未燃混合气的温度升高而引起的反应加速,或者是由于扩散作用使得自由原子、自由基传递到未燃混合气中而产生链式反应,从而使火焰前沿不断向未燃混合气体中推进。在通常情况下,缓燃火焰的传播速度较低,在几米/秒至十几米/秒。目前,大部分燃烧系统均采用缓燃方式。

爆震燃烧依靠激波的压缩作用使未燃混合气温度升高,产生剧烈的化学反应,从而使火焰前沿不断推向未燃混合气。其火焰以激波形式高速传播,高达超声速(几千米/秒)。爆震燃烧威力巨大,有巨大破坏作用,在内燃机、工业灾害中,应力求避免爆震燃烧的产生。

3. 按照火焰状态不同分类

按照火焰状态的不同,燃烧可以分为移动火焰燃烧和驻定火焰燃烧。移动火焰燃烧即火焰位置在空间是移动的;驻定火焰燃烧即火焰位置在空间是固定不变的。

4. 按照燃料与氧化剂在进入反应区以前是否预先混合及流动状态分类

如果燃料和氧化剂在进入反应区以前预先混合然后燃烧则称为“预混燃烧”;如果混合和燃烧是同时发生的则称为“非预混燃烧”或“扩散燃烧”。以上每一种燃

烧类型还可根据流体流动状态是层流还是湍流来进一步分类,如表 1-1 所示。工业燃烧装置中的燃烧绝大部分属于湍流扩散燃烧。

表 1-1 燃烧类型及其应用实例

燃料/氧化剂混合状态	流体流动状态	燃烧类型	应用实例
预混	湍流	湍流预混燃烧	火花点火汽油机
	层流	层流预混燃烧	平面火焰、本生灯火焰
扩散	湍流	湍流扩散燃烧	燃气轮机、柴油机
	层流	层流扩散燃烧	木材火焰、辐射加热炉、蜡烛

5. 按照燃料的相态分类

按照燃料相态的不同,燃烧可分为气体燃料燃烧、液体燃料燃烧和固体燃料燃烧。气体燃料有天然气体和人造气体,天然气属于天然气体燃料,煤气属于人造气体燃料。液体燃料也有天然和人造两种,前者主要是石油,后者主要是石油加工产品,如汽油、煤油和柴油等。自然界中存在的固体燃料包括煤炭和木材等,以及由此加工获得的焦炭、木炭等,还有一些金属如钾、钛和钠等。在工业生产中,煤是最常用的固体燃料。

对于固体燃料燃烧,以煤为例,其燃烧过程由预热、干燥、挥发分析出和焦炭生成、挥发分燃烧与焦炭燃烧等一系列阶段构成,是复杂的多相燃烧过程。对于液体燃料燃烧,其中存在燃料雾化、蒸发、混合等燃烧前的物理过程。相对来说,气体燃料的燃烧比较简单,同时也是液体燃烧和固体燃烧的基础。如果燃料和氧化剂均为气相,则把这类燃料的燃烧称为“均相燃烧”或“同相燃烧”,否则称为“异相燃烧”。异相燃烧的燃烧过程和火焰传播发生在多相介质中,其燃烧机制较为复杂。

1.3 燃烧的应用

燃烧不仅是日常生活中最常见的一种现象,也是工业生产中一种最基本的能量转换方式。随着现代工业的发展,人类越来越倚重能源,而对能源的利用大多通过燃烧的方式实现。虽然核能将逐渐成为工业国家的一种重要能源,太阳能、风能和潮汐能等也正在被人们积极地开发利用,但是,在今后相当长的一段时间里,燃料燃烧仍然是动力生产的主要能源。今天,大约 90% 的世界能量供应都是由燃烧生成的。

燃烧与人们的生活和生产密切相关。在生活方面,人们的衣食住行均离不开火。保障舒适的生活环境所需的能源若不是直接来自燃烧(燃气或燃油的炉子或锅炉),就是间接来自矿物燃料燃烧;各种交通工具(如汽车、电车、船舶)发动机所需的能源一般是固体、液体或气体燃料的燃烧;人类的衣食更是依赖不同燃料的燃烧。在生产方面,钢、铁、有色金属、玻璃、陶瓷、水泥等材料的生产过程,石油炼

制、化肥生产、炼焦生产等原料的加工过程,都伴有燃烧现象;国防军事领域中的航空、航天和航海动力装置的设计、操作与燃料燃烧密切相关,燃烧不但提供了飞机、导弹、舰艇等作战工具行进的动力,而且会造成战争中的火灾等二次破坏,对敌军产生更严重的威胁。

燃烧的应用在给人类带来文明进步的同时,也带来了危害甚至灾难。例如,燃料的不完全燃烧引起的大气污染是对人类赖以生存的环境的直接威胁。燃烧过程中的产物:SO、NO、CO、残余烟类、重金属、有毒物质和烟尘粒子等有害物质,以及燃烧噪声,严重危害着人类健康。如何精心组织和控制燃烧过程、减少污染,已成为近年来燃烧研究的重要课题。

除此之外,世界上每年都要发生各种各样的火灾,例如,森林火灾、建筑火灾、各种工业火灾和爆炸等,造成了无法估量的生命和财产损失,给人们带来巨大的灾难。如何预防和减少火灾,也是燃烧学研究者所面临的新挑战。

由此可见,燃烧与国民经济和人民生活有着紧密的关系。现代工业技术的高度和环境保护、火灾防治的严格要求对燃烧学及其应用提出了新的要求。

1.4 燃烧学简史

燃烧学是一门古老的学科,其发展史就是一部人类文明的发展史。人类在用火的过程中,一直在探索火的本质,并试图给燃烧以更加科学和合理的解释,从而促进人类文明不断发展。燃烧学的发展大概经历火的初识、火的燃素学说、燃烧的氧化学说和现代燃烧理论4个阶段。

1. 火的初识阶段

人类对火及燃烧现象的实践经验至今最少也有50万年的历史。50万年前,北京人用火就很普遍。摩擦生火是人类在生产实践中发明的。火是人类首先掌握的自然力,并逐渐成为人类改造自然的强大手段。人类利用火制造了陶器(约距今15000年)、青铜器(约公元前4000年),以及铁器(约公元前2500年)。

古代人在用火的同时,也产生过不少有关火的学说。如我国“五行说”的“金、木、水、土、火”中有火;古希腊“四元素说”的“水、土、火、气”中有火;古印度“四大说”的“地、水、火、风”中也有火。这些学说都认为火是构成万物的原物质之一。

2. 火的燃素学说阶段

虽然中国发现和应用燃烧现象远早于欧洲,但近代以来,特别是自十字军东征以来,欧洲将火广泛应用到化铁、炼焦、烧石灰、制陶、制玻璃和蒸酒精等工业中,极大地促进了工业发展。

17世纪以后,工业的发展,特别是冶金和化工工业的发展,使火的使用范围和

规模扩大了,人们更迫切地要想知道火及其燃烧现象的本质。1702年,德国化学家格奥尔格·恩斯特·施塔尔(G. E. Georg Ernst Stahl, 1659—1734)提出了燃素的概念,其在《化学基础》一书中阐述:火是由无数细小而活泼的微粒构成的物质实体。这种火的微粒既能同其他元素结合而形成化合物,也能以游离的形式存在,弥散于大气之中,给人以热的感觉。由这种火的微粒构成的元素即“燃素”。按照燃素说,物质燃烧释放燃素,有些物质不能燃烧是因为缺少燃素,一切与燃烧有关的化学变化都可以归结为物质吸收燃素与释放燃素的过程。例如煅烧金属,燃素从中逸出,便生成了煅灰;而将煅灰与木炭一起焙烧时,煅灰又从木炭中吸收了燃素,金属便重生了出来。另外,物体的燃素越多,燃烧越旺。根据这个解释,煅烧金属的过程可以写成:金属-燃素=煅灰。

到1740年,燃素学说在法国被普遍接受;到1750年以后,这种观点成为燃烧学界的公认理论。虽然施塔尔的燃素学说后来被证明是完全错误的,但当时对科学的发展起到了一定的积极作用,体现了一代科学家注意观察和理论总结的研究方法,这种精神值得后代科学家借鉴。

3. 燃烧的氧化学说阶段

1756年俄罗斯科学家罗蒙诺索夫(M. B. Lomonosov, 1711—1765)用实验证明金属在密闭容器内加热,质量不会增加,而放在空气里加热,质量会增加。该实验证明了燃素说的错误性,但当时并没有得到广泛承认。

1772年11月1日,法国科学家拉瓦锡发表了其关于燃烧的第一篇论文,阐述燃烧会引起质量增加的论点。这一结论并不局限于铝、锡、铁等金属,对于硫、磷的燃烧也同样有质量增加的现象。这种“质量的增加”是由于可燃物与空气中的一部分物质化合的结果,说明燃烧是一种化合现象,但是拉瓦锡当时尚未完全弄清楚空气中的这一部分是什么物质。

1773年和1774年,瑞典化学家舍勒(Carl Wilhelm Scheele, 1742—1786)与英国化学家普列斯特利(J. Joseph Priestley, 1733—1804)分别在实验室中发现了氧,并且普列斯特利还与拉瓦锡有了接触,结果拉瓦锡很快就在实验中证明,这种物质在空气中的比例为1/5,并将之命名为“氧”(原意为酸之源)。

拉瓦锡随后开展了金属煅烧实验,认为可燃物质燃烧或金属变为煅灰并不是分解反应,而是与氧化合的反应,即金属+氧=煅灰(氧化物)。

1777年,拉瓦锡向巴黎科学院提交了一篇名为“燃烧理论”的研究报告,阐述了燃烧的氧化学说:①燃烧时放出热和光;②只有存在氧时,物质才能燃烧;③空气由两种成分组成,物质燃烧吸收了空气中的氧,其增加的质量即所吸收的氧;④一般的可燃物燃烧后通常变为酸,氧是酸的基本组成元素,而金属燃烧后形成了金属的氧化物。

拉瓦锡的氧化学说彻底地推翻了燃素学说。氧化学说的建立是燃烧学发展史上的一个里程碑,它清晰揭示了火的本质。至此,人类对燃烧有了真正的认识。



安托万-洛朗·德·拉瓦锡(Antoine-Laurent de Lavoisier, 1743—1794),法国著名化学家、生物学家,定义“元素”概念,发表第一个现代化学元素列表,创立氧化学说,被后世尊称为“现代化学之父”。

图片引自:材料星故事(四)——安托万-洛朗·德·拉瓦锡(上), DOI: 10.19599/j.issn.1008-892x.2020.04.018。

图 1-1 拉瓦锡

4. 现代燃烧理论

18 世纪末到 19 世纪末的 100 多年,工业革命推动了化学科学的快速发展,随着原子、分子学说的建立,热化学、热力学、化学热力学和化学动力学的发现和发展,燃烧学的发展被推向了新的阶段。

19 世纪,随着热力学与热化学的发展,人们也把燃烧过程作为热力学平衡体系来研究,考察反应的初态和终态。这是燃烧理论的静态特性研究,阐明了燃烧过程的热力学特性,其中包括燃烧反应热、绝热火焰温度、燃烧产物平衡成分等概念和计算方法,建立了燃烧热力学。

20 世纪初,美国化学家路易斯(B. Lewis)和俄国科学家谢苗诺夫(H. H. Semionov)等研究了燃烧化学反应动力学机制,发展了燃烧反应动力学的链式机制。

20 世纪初 30 年代前后,燃烧动态过程的理论被建立,发展了燃烧反应动力学的链式机制,提出了火焰物理的一些基本概念,例如最小点火能、火焰传播等。

20 世纪 30 年代到 50 年代,研究者们逐步从反应动力学和传热、传质相互作用的观点总结了着火、火焰传播和湍流燃烧的规律。人们逐渐认识到,限制和控制燃烧过程的因素往往不是反应动力学因素,而是传热、传质等物理因素。

20 世纪 50 年代到 60 年代,冯·卡门首先提出用连续介质力学来研究燃烧基本现象,逐渐发展成反应流体力学。

随着大型计算机的发展,20 世纪 70 年代初,布莱恩·斯波尔丁(Brain Spalding)等比较系统地将计算流体力学方法用于燃烧研究,建立了燃烧的数学模型方法和数值计算方法,可以定量地预测燃烧过程和燃烧设备的性能,开辟了燃烧理论及其应用的新途径。

20 世纪 70 年代中期以后,随着现代先进激光诊断技术和气体分析技术的出现,人们开始用光学技术直接测量燃烧过程中气体和颗粒的速度、温度、组分浓度等参数,这些技术改进了燃烧实验方法,提高了测试精度,为深入研究燃烧现象及其规律提供了重要手段和精确可靠的实验数据。从此,燃烧学的研究进入从定性到定量、从宏观到微观的新阶段。



西奥多·冯·卡门(Theodore von Kármán,原名 Szolloskislaki Kármán Tódor,1881—1963),匈牙利犹太人,1936年入美国籍,提出“卡门涡街”理论,定义“湍流”概念,提出用连续介质力学研究燃烧基本现象,开创了数学和基础科学在航空航天和其他技术领域的应用,是20世纪伟大的航天工程学家,被誉为“航空航天时代的科学奇才”。

图片引自:科学奇才的自画像-读《西奥多·冯·卡门——航空航天时代的科学奇才》,DOI: 10.3969/j.issn.1005-9172.2020.11.009。

图 1-2 冯·卡门

1.5 燃烧学研究对象和方法

燃烧学是由热力学、化学动力学、流体力学、传热传质学,以及一定程度的数学有机组成的一门科学。其研究重点在于燃料和氧化剂进行激烈化学反应的发热发光的物理化学过程及其高效精细化的组织与控制。

燃烧学的研究内容主要有两方面:一方面是燃烧理论的研究,主要研究燃烧过程涉及的各种基本现象,包括研究燃烧反应的热力学和动力学基础;着火、熄火、火焰传播、火焰稳定、扩散火焰、液滴、碳粒着火、燃烧产物生成和污染物控制等燃烧机制。另一方面是燃烧技术的研究,主要应用燃烧理论解决工程技术中的各种实际燃烧问题,包括对现有燃烧方法的分析和改进,对新的燃烧方法的探索和实践,提高燃料利用范围和利用率,实现对燃烧过程污染物的形成与排放的控制等。

由于燃烧过程的复杂性,无论是燃烧的理论研究还是技术研究,实验方法仍然是很重要的手段。另外,燃烧研究需要分析和总结,因此理论方法也是重要的研究手段。近十年来,计算机技术的迅猛发展,使得在一般条件下求解理论数学模型方程组的数值方法成为可能,因此数值方法成为燃烧学第三种非常重要的研究手段。上述三种研究方法的结合使用,可为揭示错综复杂的燃烧现象和创建更为完善的燃烧理论提供有力的保障,使燃烧学的研究上升到系统理论研究的高度。

1.6 本书的内容要点

本书在内容编排上聚焦航空燃气涡轮发动机燃烧室工程,力求讲透相关燃烧理论和阐明燃烧室相关技术。各章内容具体如下:

第1章 绪论。阐述燃烧的定义、分类和应用,论述燃烧学的简史、研究对象和方法。

第2章 燃烧基础理论。阐述燃烧的热力学、动力学和流体力学,阐述气相燃

烧和液相燃烧相关的基础理论,阐释燃烧中的重要现象——着火、熄火和火焰稳定。

第3章 航空燃气涡轮发动机概述。阐述航空燃气涡轮发动机的类型、循环和性能要求,从发动机整机视角了解燃烧室。

第4章 主燃烧室概述。阐述主燃烧室的功用、特点、类型、结构、参数和性能要求,讨论主燃烧室的设计界面要求。

第5章 主燃烧室工作机制。阐述主燃烧室的火焰筒分区、空气流量分配、空气流动组织和油雾分布组织,阐释燃烧区燃烧机制、掺混区掺混机制和火焰筒冷却机制。

第6章 喷油嘴及其喷雾。阐述喷油嘴的工作机制、性能要求、流量方程和类型,论述喷油嘴性能的理论计算和影响因素,阐述喷油嘴积炭和防护。

第7章 点火器和燃烧室点火。阐述物态概念和气体放电,论述点火器的类型、应用场景,燃烧室点火方式、点火过程和点火影响因素。

第8章 扩压器及其内流特性。阐述扩压器的功用、流态、性能要求、类型、结构和设计,讨论进口流动条件对扩压器性能的影响。

第9章 两股空气动力学特性。介绍旋流器的功用、类型和性能,阐述旋流器空气动力学和环道空气动力学。

第10章 火焰筒冷却。介绍火焰筒冷却方法和热障涂层技术,讨论火焰筒的材料和温度计算。

第11章 燃烧室排放。阐述排放污染物的危害、生成机制和控制方法,论述低污染燃烧室技术。

第12章 加力燃烧室。阐述加力燃烧室的功用、特点、参数、性能要求和构成,讨论加力燃烧室的振荡燃烧。

第13章 燃烧室试验。阐述燃烧室工程试验的相关概念、试验器、试验方法和测试技术,讨论试验数据的处理。

第14章 燃烧室故障分析。阐述主燃烧室和加力燃烧室的主要故障类型和常见故障的处理方法。

燃烧基础理论

2.1 引言

2.1.1 内容概述

本章主要阐述燃烧的基础理论,包括燃烧热力学、燃烧动力学和燃烧流体力学。

燃烧热力学: 将燃烧作为热力学系统,考察其初始和最终的热力学状态,研究燃烧的静态特性。主要研究内容包括①根据热力学第一定律,分析燃烧过程中化学能转化为热能的能量变化,这里主要确定化学反应的热效应;②根据热力学第二定律,分析化学平衡条件和平衡时的系统状态,如燃烧产物的平衡温度和平衡组分。

燃烧动力学: 研究燃烧系统中化学反应快慢和反应路径的基本理论,是化学学科的一个重要组成部分;研究燃烧的动态特性,定量研究化学反应速度及其影响因素,并用反应机制来解释由实验得出的动力学定律。主要研究内容包括①确定各种化学反应速度及其影响因素(浓度、温度等)对反应速度的影响,从而提供合适的反应条件,使反应按人们所希望的速度进行;②研究各种化学反应机制,即研究从反应物过渡到生成物所经历的途径。大量的实验表明,反应速度的快慢主要取决于化学反应的内在机制,其外在因素(压力、温度等)都是通过影响或改变反应机制起作用的。因此,研究反应机制,揭示化学反应速度的本质,能使人们更有效地控制化学反应速度。

燃烧流体力学: 运用流体力学的连续介质力学观点和方法来研究燃烧问题。燃烧是全部或者部分地在气相中进行,涉及流体流动、传热、传质和化学反应,且它们之间相互作用。在燃烧过程中,气体是多组分的,有可燃气、氧化剂、燃烧产物、惰性气体和各种自由基等。因此,燃烧流体力学主要研究燃烧系统中带有化学反

应的多组分流体力学问题。这里讲的多组分反应流体主要是指多组分反应气体,其问题比经典的流体力学问题复杂得多。因为多组分的存在,所以在守恒方程中必须增加各个组分的扩散方程。另外,由于有化学反应,在扩散方程和能量方程中还必须增加物质源项和热源项。当然,气体的热力学性质、输运性质等也都依赖于构成系统的组分。本章对多组分气体的基本概念、基本定律、守恒方程和一些研究问题的方法进行简单的阐述。

2.1.2 燃烧系统

从2.1.1节的介绍中可知,燃烧的研究都是围绕燃烧系统展开的。本节对燃烧系统的相关概念进行论述。

燃烧系统是指发生燃烧化学反应的热力系统。燃烧系统同样存在热与功的转换,可以是开口的,也可以是闭口的,其性质与仅有物理过程的热力系统相同,只是有燃烧化学反应的热力系统通常由数种不同物质的混合物组成,且在化学反应过程中系统的成分可以变化,这种变化可以根据化学反应方程式、组成物质各元素的原子数守恒原理来确定。

分析燃烧热力过程首先要列出燃料燃烧的化学反应方程式。以天然气(主要成分是 CH_4)完全燃烧为例,其化学反应方程式为

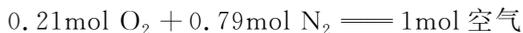


式(2-1)表示1mol CH_4 和2mol O_2 完全燃烧生成1mol CO_2 和2mol H_2O ,箭头“ \longrightarrow ”一般用在有机物的化学反应方程式中,而无机物的化学反应方程式中一般用等号“ \equiv ”。在上述化学反应方程式中,反应物各组分的原子化学键断裂,原子和电子重新组合,形成生成物,且反应前后的碳、氢、氧原子数守恒。为使化学反应方程式左右的原子数相等,各化学组分前需乘以相应的系数,这些系数称为“化学计量数”。对一般的化学完全反应可表示为



式中,A、B和C、D分别为反应物与生成物;而 a 、 b 和 c 、 d 则分别是反应物与生成物的化学计量数。

对于燃烧化学反应,反应物之一通常是空气。1mol空气大约有0.21mol的 O_2 和0.79mol的 N_2 ,即



或



按照上述空气成分关系, CH_4 完全燃烧的反应方程式(2-1)可以写为



即完全燃烧1mol CH_4 (16g),需要2mol O_2 (64g),相当于需要9.52mol空气(275.12g),产生1mol CO_2 (44g)、2mol H_2O (36g)和7.52mol N_2 (210.56g)。

在上述反应中, CH_4 进行了完全燃烧, 此时所需的最小空气消耗量为“理论空气量”, 其一般性定义是: 1kg 燃料完全燃烧在理论上所需要的空气量, 用 L_0 表示, 单位为 $\text{kg}(\text{空气})/\text{kg}(\text{燃料})$ 。在实际燃烧过程中, 为保证燃料的充分燃烧, 通常向燃料提供的实际空气量比理论空气量多得多。燃烧 1kg 燃料实际提供的空气量称为“实际空气量”, 用 L 表示, 单位为 $\text{kg}(\text{空气})/\text{kg}(\text{燃料})$ 。

实际空气量与理论空气量的比值称为“过量空气系数”(或称“余气系数”), 用 α 表示, $\alpha = L/L_0$ 。对 $\alpha = L/L_0$ 进行推导有: $\alpha = L/L_0 = (m_f L)/(m_f L_0) = m_a/m_{a0}$ 。式中, m_f 为燃料质量流量, m_a 为实际空气质量流量, m_{a0} 为燃料燃烧理论空气质量流量。则过量空气系数更一般性的定义为燃烧系统中实际空气质量流量与燃料燃烧理论空气质量流量的比值。

理论空气量的倒数称为“化学恰当油气比”(或“化学恰当燃空比”), 用 f_0 表示, 单位为 $\text{kg}(\text{燃料})/\text{kg}(\text{空气})$, 即 $f_0 = 1/L_0$, 对其进行推导有: $f_0 = 1/L_0 = m_f/(L_0 m_f) = m_f/m_{a0} = (m_f/m_a)_0$, 式中下角标 0 表示在化学恰当比状态。上式表明, 化学恰当油气比是燃油质量流量与燃油燃烧理论空气质量流量的比值, 也即在化学恰当比状态燃烧时燃油质量流量和空气质量流量的比值。上式提供了油气比(或燃空比) $f = m_f/m_a$ 的一般性定义, 即油气比是指燃油的质量流量与实际空气质量流量的比值。

过量空气系数的倒数称为“当量比”, 用符号 Φ 表示, 即 $\Phi = 1/\alpha$ 。对 $\Phi = 1/\alpha$ 进行变形推导有

$$\Phi = \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{L/L_0} = \frac{1/L_0}{1/L} = \frac{m_f/(m_f L_0)}{m_f/(m_f L)} = \frac{m_f/m_{a0}}{m_f/m_a} = \frac{f}{f_0} \quad (2-3)$$

式(2-3)提供了当量比的一般性定义, 即当量比是指燃烧系统中的油气比与其化学恰当油气比的比值。当 $\Phi = 1$ 时, 系统为化学恰当比燃烧; 当 $\Phi < 1$ 时, 系统为贫当量比燃烧; 当 $\Phi > 1$ 时, 系统为富当量比燃烧。

式(2-3)可以变形推导为以下公式, 经常在计算中使用:

$$\Phi = \frac{m_f/m_a}{m_f/m_{a0}} = \frac{(m_f/M_F)/(m_a/M_A)}{(m_f/M_F)/(m_{a0}/M_A)} = \frac{n_f/n_a}{n_f/n_{a0}} = \frac{n_f/(n_a/4.76)}{n_f/(n_{a0}/4.76)} = \frac{n_f/n_o}{n_f/n_{o0}} \quad (2-4)$$

式中, M_F 、 M_A 、 n_f 、 n_a 、 n_o 分别表示燃料摩尔质量、空气摩尔质量、燃料摩尔数、空气摩尔数、氧气摩尔数。该式表明当量比还可以表示为 n_f/n_a (燃油摩尔流量与实际空气摩尔流量之比) 与 n_f/n_{a0} (燃油摩尔流量与燃油燃烧理论空气摩尔流量之比) 的比值, 也可以表示为 n_f/n_a (燃油摩尔流量与实际氧气摩尔流量之比) 与 n_f/n_{o0} (燃油摩尔流量与燃油燃烧理论所需氧气的摩尔流量之比) 的比值。

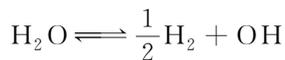
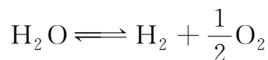
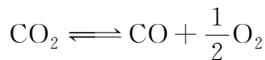
式(2-1)和式(2-2)的燃烧发生在燃料完全燃烧的情况。若燃料发生不完全燃烧, 则燃料中的碳(C)不是全部变成 CO_2 , 而是可能产生 CO, 其燃烧反应方程为



当燃料发生不完全燃烧时,由于燃料未能将可以释放的化学能全部释放,不仅造成了燃料的浪费,还会污染环境(如 CO 有毒等),因而燃烧装置应尽量避免不完全燃烧。导致不完全燃烧的原因很多,燃料与空气配合不当(过量空气系数太小或太大)、燃料品种与燃烧装置不匹配、燃料与空气混合不均匀、液体燃料常因雾化质量欠佳而使燃烧温度过低或过高、燃料在燃烧装置内停留的时间过于短暂等,都会造成燃料发生不完全燃烧。

在高温燃烧过程中,部分燃烧产物还会发生离解反应,例如,对于一个 C—H—O—N 系统的富氧情况来说,其主要产物是 CO_2 、 H_2O 、 O_2 和 N_2 ,随火焰温度的提高,离解开始出现,从而可能产生 CO 、 H_2 、 OH 、 H 、 O 、 O_3 、 C 、 CH_4 、 N 、 NO 和 NH_3 等组分。在不同的温度、压力下,它们离解的产物也是不同的。

如果 $T > 2200\text{K}$ 、 $p = 1\text{atm}$ ($1\text{atm} = 101\,325\text{Pa}$) 或 $T > 2500\text{K}$ 、 $p = 20\text{atm}$,将至少产生 1% 的 CO_2 和 HO 的离解:



这时产物中包括 CO 、 H_2 和 OH 。

如果 $T > 2400\text{K}$ 、 $p = 1\text{atm}$ 或 $T > 2800\text{K}$ 、 $p = 20\text{atm}$,则有 O_2 和 H_2 离解(在富氧情况下):

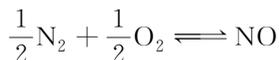


上述反应中的产物是 H 和 O ,实际上, O 更可能来自高温下水的离解:



由此,在富氧的火焰里,水可离解成 H_2 、 O_2 、 OH 、 H 和 O 等各种成分。

在更高温度下, N_2 开始参加反应。当 $T > 3000\text{K}$ 时,发生



当 $T > 3000\text{K}$ 、 $p = 1\text{atm}$ 或 $T > 3600\text{K}$ 、 $p = 20\text{atm}$ 时, N_2 开始离解:



同时,燃烧系统的平衡条件除了满足热力学平衡外,还要达到化学平衡。当燃烧系统达到化学平衡时,燃烧产物的组成和含量是温度和压力的函数。在此,回顾一下工程热力学上广泛讨论的简单可压缩系统的定义和平衡条件,以加深理解。简单可压缩系统是指由可压缩流体构成,没有电、磁、重力、运动和表面张力等外力场作用,没有化学反应,系统和外界交换的功只有容积变化功的一种热力学系统。因而,简单可压缩系统的平衡只需满足热力学平衡即可,不涉及化学平衡。

需要补充说明的是,简单可压缩系统的状态由两个独立参数决定,因此,只能有一个状态参数可以在过程中保持不变,要实现有两个独立参数保持不变的过程是不可能的。而对于燃烧热力系统而言,系统的组分是可以变化的,所以决定系统的状态要有两个以上的独立参数。因此,燃烧反应过程可以是一个参数保持不变的过程,如 $T = \text{常数}$ 或 $p = \text{常数}$ 等,也可以是两个独立参数保持不变的过程,如定温定压过程、定温定容过程、定容绝热过程和定压绝热过程等。实际的燃烧反应过程以定温定压和定温定容过程最为常见。可以通过热力学第一定律和第二定律分析,确定燃烧系统的能量转换关系、过程进行的方向和限度。

2.2 燃烧热力学

2.2.1 燃烧系统的热力学第一定律分析

热力学第一定律是普遍定律,对燃烧系统的反应过程也是适用的。本节主要应用热力学第一定律分析燃烧系统,并阐述有关概念和定律,包括反应热、反应热效应、燃烧热、燃料热值、生成热、分解热、拉瓦锡-拉普拉斯定律、盖斯定律等。

1. 反应热和反应热效应

热力学第一定律的表达式为

$$Q = \Delta U + W_{\text{tot}} = \Delta U + W_u + W \quad (2-6)$$

式中, Q 是热力系统与外界交换的热量; U 是热力学能,它包含有内热能 U 和化学能 U ; W_{tot} 是热力系统与外界交换的总功,由有用功 W_u 和体积变化功 W 构成。

对式(2-6)微分有

$$\delta Q = dU + \delta W_u + \delta W \quad (2-7)$$

对于化学反应系统,式(2-6)和式(2-7)中的 Q 即反应热,其一般性定义为所有的化学反应都伴随热量的吸收或释放,吸收或释放的热量即反应热,数值以符号 ΔH_R 表示,单位为 kJ。习惯上选定 1atm 和 298.15K 为热化学标准态(而热力学标准状况,即标况,是指压力 1atm 和温度 273.15K)。定义在热化学标准态下的反应热为标准反应热,数值以 $\Delta H_{R,298}^0$ 表示,单位为 kJ。大量的实际化学反应过程通常是在温度和体积或温度和压力近似保持不变的条件下进行的。

对于定温定容化学反应,因物系的体积不变,所以 $W = 0$,这时式(2-7)有

$$\delta Q_V = dU + \delta W_{u,V} \quad (2-8)$$

式中, $W_{u,V}$ 表示定温定容化学反应时的有用功。

对于定温定压化学反应,若设反应前后物系的体积为 V_1 和 V_2 ,则物系所做的体积变化功为 $W = p(V_1 - V_2)$,又设 $W_{u,p}$ 表示定温定压化学反应时的有用功,则式(2-7)可写为

$$\delta Q_p = dU + \delta W_{u,p} + p dV = dH + \delta W_{u,p} \quad (2-9)$$

式(2-8)和式(2-9)是根据热力学第一定律得出的,不论化学反应是否可逆均适用。若化学反应在定温定容或定温定压下不可逆地进行,且没有有用功(此时反应的不可逆程度最大),则

$$\delta Q_V = dU \quad (2-10)$$

$$\delta Q_p = dH \quad (2-11)$$

此时的反应热称为反应的“热效应”,式中的 Q_V 、 Q_p 分别称为“定容热效应”和“定压热效应”。

反应热效应的一般性定义为当化学反应发生在等温条件下,除膨胀功外,不做其他功,此时吸收或释放的热量即反应热效应,简称“热效应”。根据定义,热效应特指等温过程的反应热。定容热效应和定压热效应分别是定温定容和定温定压条件下进行化学反应的热效应。对于已知的某化学反应来说,如不特别注明,通常是指定温定压热效应。

显然,反应热效应与反应热不同,反应热是过程量,与反应过程有关;而反应热效应是状态量,在给定反应前后的物质种类时,仅与反应前后物质所处的状态有关,与中间经历的反应途径无关(此即后文提到的盖斯定律)。

2. 燃烧热和燃料热值

燃料的燃烧反应通常在定温定压下进行,且是不做有用功的反应。在定温定压条件下,1mol 燃料进行完全燃烧反应释放的热量称为“燃烧热”,用 Δh_c 表示,单位为 kJ/mol。标准态时的燃烧热称为“标准燃烧热”,以 $\Delta h_{c,298}^0$ 表示,单位为 kJ/mol。燃烧热是燃料在等温等压过程的反应热,是反应热的特殊情况。燃料燃烧为放热反应,因而燃烧热为负值。

燃料燃烧时的燃烧热的绝对值称为燃料的“发热量”或“热值”。含氢燃料的燃烧产物中都有 H_2O ,由于反应条件不同,它可能以蒸汽,也可能以液态存在于反应产物中。例如,当反应温度低于水蒸气分压力对应的饱和温度时,蒸汽会凝结成水,以液态形式出现。由于凝结过程中要放出热量,此时系统向外的放热量高于以蒸汽形态存在于产物中的放热量。为区别两种不同情况,引入高位热值与低位热值的概念,若燃烧生成物 H_2O 为蒸汽态,则此时热值为燃料的低位热值,以符号 Q_{DW} 表示;若燃烧生成物 H_2O 为液态,则此时热值为燃料的高位热值,以符号 Q_{GW} 表示。两者之差等于生成物 H_2O 由气态凝结成液态时所放出的潜热。一些常见物质的热值如表 2-1 所示。

表 2-1 一些常见物质的热值(1atm, 298.15K)

名称	分子式	分子量	高位热值/ (kJ/mol)	低位热值/ (kJ/mol)
甲烷(气)	CH_4	16.043	890.32	802.31
乙烷(气)	C_2H_6	30.070	1559.88	1427.84

续表

名 称	分 子 式	分 子 量	高位热值/ (kJ/mol)	低位热值/ (kJ/mol)
乙烯(气)	C ₂ H ₄	28.054	1411.26	—
丙烷(气)	C ₃ H ₈	44.094	2219.82	2043.85
丙烷(液)	C ₃ H ₈	44.094	2203.51	2027.53
丁烷(气)	C ₄ H ₁₀	58.124	2848.72	2635.98
丁烷(液)	C ₄ H ₁₀	58.124	2855.63	2635.57
正庚烷	C ₇ H ₁₆	114.232	4811.18	—
辛烷(气)	C ₈ H ₁₈	114.232	5512.38	5116.22
辛烷(液)	C ₈ H ₁₈	78.114	5470.91	5074.76
苯(气)	C ₆ H ₆	78.114	3301.57	3169.55
苯(液)	C ₆ H ₆	58.124	3267.59	3135.57
甲醇(气)	CH ₃ OH	32.042	763.88	675.86
乙醇(气)	C ₂ H ₅ OH	46.069	1409.53	1277.54
柴油(液)	C _{14.4} H _{24.9}	198.06	9051.34	8503.51
碳(石墨)	C	12.011	392.88	392.88
一氧化碳	CO	28.011	282.84	282.84
氢	H ₂	2.016	285.77	241.50

量热实验测得的热值往往都是高位热值,而实际燃烧过程都发生在较高温度下,比如炉膛内、燃气轮机装置燃烧室的温度都高达数百摄氏度以上,甚至高于1000℃,H₂O均以气态存在,故燃烧计算都采用低位热值。

3. 生成热和分解热

由最稳定的单质化合成 1mol 化合物时的热效应称为该化合物的“生成热”,用 Δh_f 表示,单位为 kJ/mol。若生成热过程是在标准态下进行的,则称为该化合物的“标准生成热”,以 $\Delta h_{f,298}^0$ 表示,单位为 kJ/mol。为方便热力计算,规定任何稳定单质的标准生成热都等于零。一些常见物质的标准生成热如表 2-2 所示。

表 2-2 一些常见物质的标准生成热(1atm, 298.15K)

名 称	分 子 式	状 态	生成热/(kJ/mol)
碳(石墨)	C	晶体	0
一氧化碳	CO	气	-110.54
二氧化碳	CO ₂	气	-393.51
甲烷	CH ₄	气	-74.85
乙烷	C ₂ H ₆	气	-84.68
乙炔	C ₂ H ₂	气	226.00
乙烯	C ₂ H ₄	气	52.55
丙烷	C ₃ H ₈	气	-103.85

续表

名称	分子式	状态	生成热/(kJ/mol)
丙烯	C ₃ H ₆	气	20.42
苯	C ₆ H ₆	气	82.93
苯	C ₆ H ₆	液	48.04
正庚烷	C ₇ H ₁₆	气	-187.82
氧	O ₂	气	0
氮	N ₂	气	0
水	H ₂ O	气	-241.84
水	H ₂ O	液	-285.85
甲醇	CH ₃ OH	液	-238.57
乙醇	C ₂ H ₅ OH	液	-277.65

相反地, 1mol 化合物分解成单质时的热效应称为该化合物的“分解热”。显然, 生成热与分解热的绝对值相等, 符号相反。

定义了标准生成热的概念后, 某化学反应的标准反应热 $\Delta H_{R,298}^0$ 就可以用生成物的标准生成热总和减去反应物的标准生成热总和, 即

$$\Delta H_{R,298}^0 = \sum_{i=1}^p n_i \Delta h_{f,298,i}^0 - \sum_{j=1}^R n_j \Delta h_{f,298,j}^0 \quad (2-12)$$

式中, n_i 和 n_j 分别表示生成物和反应物的摩尔数。

4. 热效应计算有关定律

在工程实际中, 常常会遇到难以控制和测量其热效应的反应, 那么可以采用总结出来的定律, 使用间接方法把它计算出来, 不必每个反应都通过实验测量。

(1) 拉瓦锡-拉普拉斯定律

该定律指出: 化合物的分解热与生成热的绝对值相等, 符号相反。若已知某化合物的生成热, 而其分解热很难通过实验测量, 那么运用该定律则可以确定其分解热。

(2) 盖斯定律

该定律指出: 在给定反应前后的物质种类时, 反应热效应只与反应前后物质的状态有关, 而与反应途径无关。该定律是能量守恒定律的必然推论, 说明不管化学反应是一步完成的, 还是几步完成的, 其反应的热效应相同。运用该定律, 借助某些辅助反应, 可以计算某些化合物的生成热。例如, 有机化合物的生成热通常不是直接测定的, 而是通过计算得来的。

2.2.2 燃烧系统的热力学第二定律分析

将热力学第一定律应用于化学反应, 已在 2.2.1 节建立了计算反应热和反应热效应的能量平衡关系式。热力学第二定律则指出了热力过程进行的方向、条件

和限度,这对于化学反应过程也是适用的。本节将介绍吉布斯函数、化学反应最大有用功等概念,然后分析化学平衡条件和平衡时的系统状态(如燃烧产物的平衡温度、平衡组分、绝热火焰温度等)。

1. 吉布斯函数

吉布斯函数是一个热力学状态量,用符号 g 表示,为压力和温度的函数。

习惯上规定热化学标准态下单质的吉布斯函数为零。稳定单质在标准态下生成 1mol 化合物的吉布斯函数称为该化合物的“标准生成吉布斯函数”,以符号 $\Delta g_{f,298}^0$ 表示,单位为 kJ/mol。

从工程热力学角度可知,理想气体在某温度下的标准生成吉布斯函数与压力的关系如下:

$$\Delta g_{f,T}^p - \Delta g_{f,T}^0 = RT \int_{p_0}^p \frac{dp}{p} = RT \ln \frac{p}{p_0} \quad (2-13)$$

该公式在吉布斯函数计算中经常使用。

对于某一反应系统来说,还经常使用标准反应吉布斯函数,以符号 $\Delta G_{R,298}^0$ 表示,单位为 kJ。与式(2-12)相似,某化学反应的标准反应吉布斯函数 $\Delta G_{R,298}^0$ 可以用生成物的标准生成吉布斯函数总和减去反应物的标准生成吉布斯函数总和,即

$$\Delta G_{R,298}^0 = \sum_{i=1}^P n_i \Delta g_{f,298,i}^0 - \sum_{j=1}^R n_j \Delta g_{f,298,j}^0 \quad (2-14)$$

式中, n_i 和 n_j 分别表示生成物和反应物的摩尔数。

2. 燃烧最大有用功

有用功是指热力系统与外界环境交换的总功量 W 与反抗环境压力所做的膨胀功 W_V 之差,用符号 W_u 表示,单位为 J。 $W_u = W - W_V = W - p_0(V_0 - V)$ 。

由 2.2.1 节可知,燃烧反应通常为定温定压的化学反应,满足式(2-9),即 $\delta Q_p = dH + \delta W_{u,p}$ 。若该化学反应过程可逆,则此时燃烧系统的有用功最大,即

$$Q_{p,\text{rev}} = \Delta H + W_{u,p,\text{max}} \quad (2-15)$$

从热力学第二定律可知可逆定温反应系统的熵平衡方程式:

$$\Delta S = Q_{\text{rev}}/T \quad (2-16)$$

将式(2-16)代入式(2-15),有

$$W_{u,p,\text{max}} = -(\Delta H - T\Delta S) = -\Delta(H - TS) = -\Delta G \quad (2-17)$$

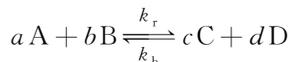
式中, ΔG 为此可逆定温燃烧反应过程系统吉布斯函数的变化。式(2-17)说明,在可逆定温定压的燃烧反应过程中,燃烧系统对外做的最大有用功等于燃烧系统吉布斯函数的减少。

3. 燃烧系统的化学平衡

当燃烧系统的最大有用功为正值时,系统能自发进行,并在过程中向周围环境做静功。当最大有用功为零,即吉布斯函数变化为零时,燃烧系统处于化学平衡状

态,判据为 $(dg)_{T,p}=0$ 。

化学平衡状态从宏观上表现为静态,但实际上是一种动态平衡。考虑一个任意的平衡反应



式中, k_r 为正向反应速度常数, k_b 为逆向反应速度常数,反应速度常数将在2.2.3节介绍。上式标准反应吉布斯函数可以写为

$$\Delta G_{R,298}^0 = c\Delta g_{f,298,C}^0 + d\Delta g_{f,298,D}^0 - a\Delta g_{f,298,A}^0 - b\Delta g_{f,298,B}^0$$

当总压力为 p 时,则有

$$\Delta G_{R,298}^p = c\Delta g_{f,298,C}^p + d\Delta g_{f,298,D}^p - a\Delta g_{f,298,A}^p - b\Delta g_{f,298,B}^p$$

由于压力变化,反应吉布斯函数的变化如下:

$$\begin{aligned} \Delta G_{R,298}^p - \Delta G_{R,298}^0 &= c(\Delta g_{f,298,C}^p - \Delta g_{f,298,C}^0) + d(\Delta g_{f,298,D}^p - \Delta g_{f,298,D}^0) - \\ &\quad a(\Delta g_{f,298,A}^p - \Delta g_{f,298,A}^0) - b(\Delta g_{f,298,B}^p - \Delta g_{f,298,B}^0) \end{aligned}$$

利用式(2-13),上式可以写为

$$\Delta G_{R,298}^p - \Delta G_{R,298}^0 = RT(c\ln p_C + d\ln p_D - a\ln p_A - b\ln p_B) = RT\ln\left(\frac{p_C^c p_D^d}{p_A^a p_B^b}\right) \quad (2-18)$$

式中, p_A 、 p_B 、 p_C 、 p_D 为对应物质的分压力。

当化学反应平衡时,有 $\Delta G_{R,298}^p = 0$,即

$$\ln\left(\frac{p_C^c p_D^d}{p_A^a p_B^b}\right) = -\frac{\Delta G_{R,298}^0}{RT} \quad (2-19)$$

其中,

$$K_p = \frac{p_C^c p_D^d}{p_A^a p_B^b} \quad (2-20)$$

为以分压力表示的平衡常数,代入式(2-19)有

$$\ln K_p = -\frac{\Delta G_{R,298}^0}{RT} \quad (2-21)$$

或

$$K_p = \exp\left(-\frac{\Delta G_{R,298}^0}{RT}\right) \quad (2-22)$$

这样平衡常数 K_p 就可以根据标准反应吉布斯函数求得。对某一确定的反应物质, $\Delta G_{R,298}^0$ 是定值,由式(2-22)可知,平衡常数仅仅是温度的函数,与压力无关。

4. 绝热火焰温度

绝热火焰温度是燃烧反应在特殊条件下的平衡温度。其定义是燃烧系统在定

压、绝热条件下,反应释放的全部热量完全用于提高燃烧产物的温度,这个温度称为“绝热火焰温度”,用符号 T_f 表示。通常,绝热火焰温度用标准反应热进行计算,应用式(2-12),由于燃料燃烧时空气中氧气和氮气为稳定单质,其生成热为零,则

$$\begin{aligned} |\Delta H_{R,298}^0| &= -\left(\sum_{i=1}^p n_i \Delta h_{f,298,i}^0 - \sum_{j=1}^R n_j \Delta h_{f,298,j}^0\right) \\ &= -\sum_{i=1}^p n_i \Delta h_{f,298,i}^0 = -\sum_{i=1}^p \int_{298}^{T_f} n_i c_{p_s} dT \end{aligned} \quad (2-23)$$

式中, n_i 表示生成物的摩尔数,属于已知参数,则求解式(2-23)便可获得绝热火焰温度 T_f 。

对于燃烧产物温度低于 1250K 的反应系统,由于燃烧产物 CO_2 、 H_2O 、 N_2 和 O_2 等是正常的稳定物质,其摩尔数可以根据简单的质量平衡计算出来。然而,大多数燃烧系统所达到的温度明显高于 1250K,由 2.1 节可知,这时可能会出现燃烧产物的离解,式(2-23)中的 n_i 和 T_f 都是未知数而让方程求解变得复杂。另外,由于离解反应吸热很多,少量的离解将会显著降低火焰温度。因此,求解绝热火焰温度的复杂性在于燃烧产物组成的确定。如果知道了系统的大概温度范围,就可以应用上述对应的离解反应,确定产物的组成,求解绝热火焰温度。

研究发现,混合物的绝热火焰温度与其初始当量比存在定性关系,如图 2-1 所示。

由图 2-1 可知,当初始混合物按化学恰当比燃烧时,绝热火焰温度最高,在富燃料 ($\Phi > 1$) 或贫燃料 ($\Phi < 1$) 区域,稀释效应会使绝热火焰温度降低。

实际上,火焰温度的最大值出现在 Φ 稍大于 1 的一侧。因为一旦系统中的氧化剂不足,产物的比热将会降低,绝热火焰温度上升。表 2-3 给出了一些燃料的最高绝热火焰温度。

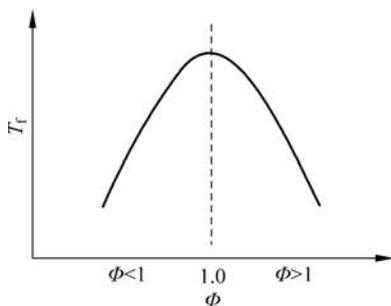


图 2-1 绝热火焰温度与混合物初始当量比的关系

表 2-3 一些燃料的最高绝热火焰温度

燃料	氧化剂	压力/atm	最高绝热火焰温度/K
乙炔	空气	1	2600*
	氧气	1	3410**
一氧化碳	空气	1	2400
	氧气	1	3220
正庚烷	空气	1	2290
	氧气	1	3100

续表

燃 料	氧 化 剂	压力/atm	最高绝热火焰温度/K
氢气	空气	1	2400
	氧气	1	3080
甲烷	空气	1	2210
	空气	20	2270
	氧气	1	3030
	氧气	20	3460

* 当 $\phi=1.3$ 时;** 当 $\phi=1.7$ 时。

2.3 燃烧动力学

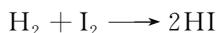
2.3.1 化学反应有关概念

在化学反应过程中,反应物一般经过若干个反应步骤,才最后转化为生成物。我们把从反应物转化为生成物的宏观化学反应称为“总包反应”,而把总包反应中的每一个反应步骤称为“基元反应”,并将描述该化学反应所包含的全部基元反应称为“反应机制”。

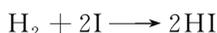
基元反应是组成一切化学反应的基本单元。基元反应按反应分子数(反应分子数是指基元反应方程式中各反应物分子个数之和)可划分为三类:单分子反应、双分子反应和三分子反应。绝大多数的基元反应为双分子反应;在分解反应或异构化反应中,可能出现单分子反应;三分子反应的数量更少,一般只出现在原子复合或自由基复合反应中。四个分子同时碰撞在一起的机会则极少,目前还没有发现多于三个分子的基元反应。

依据反应机制的复杂程度,化学反应通常可以分成两大类:①简单反应,由反应物经一步反应直接生成产物的反应。②复杂反应,反应不是经过简单的一步就完成,而是要通过生成中间产物的许多基元反应步骤来完成。常见的复杂反应有可逆反应、平行反应、串联反应和链反应等。

实际上,通常所写的化学反应式的绝大多数并不代表反应的历程。例如, H_2 与 I_2 的反应通常写为

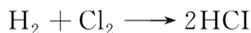


这个反应即总包反应,只代表了反应的总结果,并不代表反应进行的实际途径。它们的真实反应为

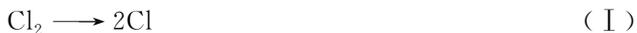


式中,第一步基元反应为可逆反应,第二步基元反应为串联反应。

再如 H_2 和 Cl_2 的总包反应为



它们真实的反应历程是



基元反应(I)一经发生,则基元反应(II)、(III)就不断地交替发生,如同链锁一样,一环扣一环,直到反应物中的 H_2 和 Cl_2 全部转化为 HCl ,这种反应称为“链反应”。基元反应(I)是链的引发,基元反应(II)、(III)是链的传递,基元反应(IV)是链的终止。很多重要的工艺过程如石油的热裂解、碳氢化合物的氧化燃烧等都与链反应有关,后文将进行简单介绍。

2.3.2 化学反应速度

1. 反应速度表示法

在化学反应过程中,反应物浓度不断降低,而生成物浓度不断提高。因而,化学反应速度可由单位时间内反应物浓度的减少(或生成物浓度的增加)来表示,符号为 w_i ,单位为 $\text{mol}/(\text{cm}^3 \cdot \text{s})$ 或 $\text{kg}/(\text{m}^3 \cdot \text{s})$,下标 i 表示某反应物或生成物 i 。

对于简单反应来说,化学反应式为 $a\text{A} + b\text{B} \longrightarrow c\text{C} + d\text{D}$,其中 A、B 和 C、D 分别表示反应物和生成物; a 、 b 和 c 、 d 分别表示对应于上述物质的摩尔数。则反应速度可以表示为

$$w_{\text{A}} = -\frac{dC_{\text{A}}}{dt}$$

$$w_{\text{B}} = -\frac{dC_{\text{B}}}{dt}$$

$$w_{\text{C}} = \frac{dC_{\text{C}}}{dt}$$

$$w_{\text{D}} = \frac{dC_{\text{D}}}{dt}$$

式中, C_{A} 、 C_{B} 、 C_{C} 、 C_{D} 分别是对应反应物和生成物的摩尔浓度。

对于同一个化学反应,由于反应过程中各种物质的浓度变化不一样,各物质的反应速度是不同的,即

$$w_{\text{A}} \neq w_{\text{B}} \neq w_{\text{C}} \neq w_{\text{D}}$$

但是,它们之间有如下关系:

$$\frac{1}{a}w_{\text{A}} = \frac{1}{b}w_{\text{B}} = \frac{1}{c}w_{\text{C}} = \frac{1}{d}w_{\text{D}} = w$$

化学反应速度可以根据参与反应的任意一种物质的浓度变化来表示,其中 ω 称为该化学反应的“反应速度”。

2. 反应速度方程式

反应速度方程式是表示反应速度与浓度等参数之间关系的方程式,又称为“动力学方程式”。对于简单反应(或基元反应),实验结果表明:在温度不变的情况下,反应速度和参与反应的各反应物浓度的乘积成正比,此即质量作用定律。

例如,对于简单反应 $aA + bB \longrightarrow cC + dD$,有

$$\omega = k_{rb} C_A^a C_B^b \quad (2-24)$$

式中, k_{rb} 为反应速度常数;各反应物浓度项的方次数等于化学反应中相应物质的摩尔数, $n = a + b$ 称为该化学反应的“反应级数”。当各反应物浓度均为 1 时, $k_{rb} = \omega$,即反应速度常数值等于反应速度值,所以 k_{rb} 也称为“比反应速度”。不同的反应有不同的反应速度常数,它的大小直接反映了反应速度的快慢和反应发生的难易,与反应物浓度无关,仅取决于反应温度和反应物的物理化学性质。对于正

逆化学反应: $aA + bB \xrightleftharpoons[k_b]{k_r} cC + dD$,有

正向反应速度

$$\omega_r = k_r C_A^a C_B^b \quad (2-25)$$

逆向反应速度:

$$\omega_b = k_b C_C^c C_D^d \quad (2-26)$$

式中, k_r 为正向反应速度常数, k_b 为逆向反应速度常数。

当正逆反应达到平衡时, $\omega_r = \omega_b$,并定义化学反应中正向反应速度与逆向反

应速度的比值为平衡常数,即 $K_c = \frac{k_r}{k_b}$,则

$$K_c = \frac{k_r}{k_b} = \frac{C_C^c C_D^d}{C_A^a C_B^b} \quad (2-27)$$

若系统的物系都是理想气体,则气体的浓度 C_i 与气体的分压力 p_i 成正比,式(2-27)可以写为

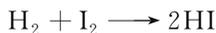
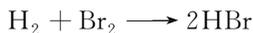
$$\frac{k_r}{k_b} = \frac{p_C^c p_D^d}{p_A^a p_B^b}$$

结合式(2-20)有

$$K_c = \frac{k_r}{k_b} = \frac{C_C^c C_D^d}{C_A^a C_B^b} = \frac{p_C^c p_D^d}{p_A^a p_B^b} = K_p \quad (2-28)$$

即反应平衡常数在系统为理想气体的情况下可以采用分压力形式表示。

对于复杂反应来说,由于反应历程比较复杂,动力学方程式也比较复杂。一般来说,对于给定的复杂反应,仅仅知道它的化学反应方程式并不能预言其反应速度方程式,必须通过实验来决定。例如下面两个复杂反应:



虽然具有相似的化学反应式,但它们的反应速度方程式却十分不同。对于 H_2 和 Br_2 的反应,有

$$w_{\text{HBr}} = \frac{k'_r C_{\text{H}_2} C_{\text{Br}_2}^{1/2}}{1 + k''_r C_{\text{HBr}}/C_{\text{Br}_2}}$$

而对 H_2 和 I_2 的反应,则有

$$w_{\text{HI}} = k_r C_{\text{H}_2} C_{\text{I}_2}$$

这是它们的反应机制不同的缘故。简言之,对于简单反应(或基元反应),可以从化学反应方程式直接写出其反应速度方程式;而对于复杂反应,必须通过实验来求得其反应速度方程式。

2.3.3 反应速度影响因素

影响反应速度的因素有压力、浓度、温度、活化能等。

1. 压力影响

对于理想气体,从式(2-24)及理想气体的浓度 C_i 与气体的分压力 p_i 成正比的关系可知, $w \propto C_A^a C_B^b \propto p_A^a p_B^b \propto x_A^a x_B^b p^a p^b \propto p^{a+b} \propto p^n$, 反应速度与系统总压力的 n 次方成正比, n 为化学反应的级数,即

$$w \propto p^n \quad (2-29)$$

式(2-29)对于理想气体基元反应或一步简单反应成立。但对于链反应,由于反应速度与总压力的关系比较复杂,受所有基元反应的影响,上述正比关系就不一定成立了。

2. 浓度影响

化学动力学理论认为,反应速度的最大值出现在各反应物浓度之比遵守其化学反应计量系数之比时;某反应物浓度若偏离最佳值,将使反应速度下降。当反应物质中混有惰性物质时,会降低反应物浓度,使反应速度下降。

3. 温度影响

温度是影响反应速度的重要因素之一。它主要影响反应速度常数。根据范特-霍夫规则:反应温度每升高 10°C ,反应速度增加 $2\sim 4$ 倍,这是一个近似经验规则,对于不需要精度的数据或当缺少完整数据时,该规则不失为一种可粗略估计温度对反应速度常数影响的方法。若 k_t 表示 $t^\circ\text{C}$ 时的反应速度常数, $k_{t+n \times 10}$ 表示 $(t+n \times 10)^\circ\text{C}$ 时的反应速度常数,则

$$\frac{k_{t+n \times 10}}{k_t} = \gamma^n$$

式中, γ 为反应速度的温度系数, 一般为 2~4。多数反应大体符合上述规律。后来阿伦尼乌斯通过大量实验与理论的论证, 揭示了反应速度常数与温度的关系式:

$$\frac{d(\ln k_{rb})}{dT} = \frac{E}{RT^2} \quad (2-30)$$

式中, E 为活化能, 单位为 J/mol; $R=8.314\text{J}/(\text{mol}\cdot\text{K})$ 为通用气体常数。假设 E 是与温度无关的常数, 将上式积分, 得到

$$k_{rb} = k_0 e^{-E/RT} \quad (2-31)$$

式中, $e^{-E/RT}$ 为玻尔兹曼因子(Boltzmann factor)。 k_0 为频率因子, 又称“指前因子”, 与温度无关。式(2-30)和式(2-31)即阿伦尼乌斯公式(Arrhenius equation)。

对于复杂反应, E 与温度是有关的, 因而在较大的温度变化范围内, 为了更好地符合实验, 通常采用修正的阿伦尼乌斯公式, 即

$$k_{rb} = A_i T^{B_i} e^{-E_i/RT} \quad (2-32)$$

式中, A_i 、 B_i 、 E_i 均由实验确定。 A_i 和 E_i 的单位分别为 $\text{m}\cdot\text{mol}\cdot\text{s}\cdot\text{K}$ 和 J/mol。对式(2-30)和式(2-31)两边取对数变换有

$$E = E_i + B_i RT \quad (2-33)$$

该式表明了活化能 E 与温度的定量关系。

4. 活化能影响

在阿伦尼乌斯公式中, 活化能 E 对反应速度的影响很大, E 越小, 反应速度越大, E 的大小反映反应进行的难易程度。按照阿伦尼乌斯的解释, 活化能是指使普通分子(具有平均能量的分子)变为活化分子(能量超出一定值的分子)所需的最小能量。该概念解释用图 2-2 示意, 设反应 $A \rightleftharpoons C$, 图中 E_A 表示反应物分子 A 的平均能量, E_C 表示反应物分子 C 的平均能量。在 $A \rightarrow C$ 的正向反应中, 分子 A 需要越过的能量峰值为 E_1 , 而在逆向反应 $C \rightarrow A$ 中, 分子 B 需要越过的能量峰值为 E_2 。这表明, 在反应系统中, 并非所有的 A 分子都可以变为生成物 B 分子, 只有反应物分子的能量比平均能量 E_A 高出 E_1 以上时, 才能越过这个能峰而变成生成物分子。从分子能量的分布规律可知, 只有一部分分子才具有这样高的能量。这种能量较高的分子就叫作活化分子。 E_1 为正向反应 $A \rightarrow C$ 的活化能、 E_2 为逆向反应 $C \rightarrow A$ 的活化能, $E_2 - E_1$ 为燃烧反应的净放热量, 也就是燃料的热值。

一般化学反应的活化能在 42~420kJ/mol, 而其中大多数又在 62~

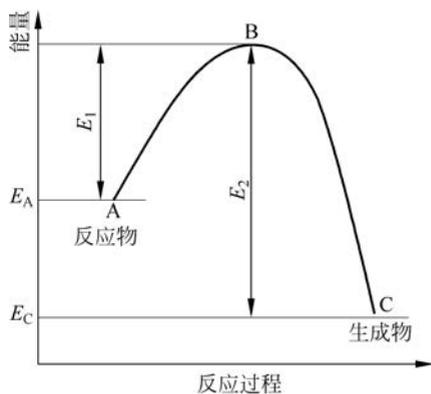


图 2-2 活化能示意图

250kJ/mol。当活化能小于42kJ/mol时,由于反应速度很快,一般实验方法已难以测定;当活化能大于420kJ/mol时,由于反应速度极慢,可以认为化学反应没有发生。另外,从阿伦尼乌斯公式不难看出,对于两个活化能不同的反应,当温度增加时,活化能较高的反应速度增加的倍数比活化能较低的反应速度增加的倍数大,即温度升高有利于活化能较大的反应。

上述阿伦尼乌斯对活化能的解释只有对基元反应才有明确的物理意义,而对于绝大多数的复杂反应,阿伦尼乌斯公式中的活化能和频率因子都是通过实验拟合得到的,只是表观数据,不再具有上述物理意义。实际上,复杂反应的表观活化能是组成该复杂反应各基元反应活化能的代数和。

例如,对于复杂反应: $\text{H}_2 + \text{I}_2 \longrightarrow 2\text{HI}$, 其反应速度由式(2-24)有

$$\omega_{\text{HI}} = k_r C_{\text{H}_2} C_{\text{I}_2} \quad (2-34)$$

$$k_r = k_0 e^{-E/RT} \quad (2-35)$$

它的反应历程是



$$k_1 = k_{01} e^{-E_1/RT}, \quad k_2 = k_{02} e^{-E_2/RT}, \quad k_3 = k_{03} e^{-E_3/RT} \quad (2-38)$$

第一个可逆反应按照式(2-27)有: $\frac{k_1}{k_2} = \frac{C_{\text{I}}^2}{C_{\text{I}_2}}$, 即

$$C_{\text{I}}^2 = \frac{k_1}{k_2} C_{\text{I}_2} \quad (2-39)$$

第二个反应的反应速度是: $\omega_{\text{HI}} = k_3 C_{\text{H}_2} C_{\text{I}}^2$, 将式(2-39)代入有

$$\omega_{\text{HI}} = k_3 C_{\text{H}_2} C_{\text{I}}^2 = k_3 \frac{k_1}{k_2} C_{\text{H}_2} C_{\text{I}_2} \quad (2-40)$$

对比式(2-34)和式(2-40)有

$$k_r = k_3 \frac{k_1}{k_2} \quad (2-41)$$

将式(2-38)代入式(2-41)有

$$k_r = k_3 \frac{k_1}{k_2} = k_{03} e^{-E_3/RT} \cdot k_{01} e^{-E_1/RT} \cdot k_{02}^{-1} e^{E_2/RT} = k_{03} \frac{k_{01}}{k_{02}} e^{-(E_3+E_1-E_2)/RT}$$

对比式(2-35)和式(2-42)有

$$k_0 = k_{03} \frac{k_{01}}{k_{02}} \quad (2-42)$$

$$E = E_3 + E_1 - E_2 \quad (2-43)$$

由式(2-42)和式(2-43)可见,复杂反应的阿伦尼乌斯公式中的活化能和频率因子

只是表观数据,不再具有直接的物理意义。

2.3.4 链反应

链反应也称“连锁反应”,是一种常见复杂反应。链反应由以下三个基本步骤组成:①链的引发;②链的传递;③链的终止。链反应可以分为两大类型:直链反应和支链反应。

1. 直链反应

直链反应是指在链的传递步骤中,消耗一个自由基的同时只产生一个新的自由基的链反应。现以 H_2 和 Br_2 的反应为例说明直链反应的机制,这一机制是被广泛接受的反应机制:



(1) 链的引发:由反应物分子生成最初的链载体的过程称为“链的引发”,即反应(2-44)。这是一个比较困难的过程,因为分子中键的断裂需要一定的能量。通常可以用地热、光照射、加入引发剂等方法使之形成自由基或自由原子。这里, Br_2 分子是通过与惰性分子 M 相撞而获得足够的振动而离解,这种方式被称为“热离解”。

(2) 链的传递(或增长):自由基或自由原子与分子相互作用的交替过程称为“链的增长”,即反应(2-45)、反应(2-46)和反应(2-45)的逆过程反应(2-47)。由此可见, Br 和 H 两个自由原子交替地进行着生成 HBr 的反应,这里的自由原子和自由基即链的载体,起着传递作用,犹如链条上的各个链环,周期性地重复着。

(3) 链的终止:自由原子或自由基如果与器壁碰撞而形成稳定的分子,或者两个自由基与第三个惰性分子相撞后失去能量而成为定分子,则链中断,该过程被称为“链的终止”(反应(2-48))。在本例中,反应(2-48)是反应(2-44)的逆过程。

总体来说,本例的链反应在条件适宜时可以形成很长的链。但由于在反应中链载体的数目始终没有增加,故称为“不分支链反应”或者“直链反应”。

2. 支链反应

支链反应是指在链的传递步骤中,消耗一个自由基的同时,再生成两个或更多自由基的链反应。碳氢燃料的燃烧过程大都属于支链反应,现以 H_2 的燃烧反应为例进行说明。

H₂ 和 O₂ 的反应机制包括



反应(2-49)和反应(2-50)为链的引发；反应(2-51)、反应(2-52)和反应(2-53)为链的传递；反应(2-54)~反应(2-59)为链的终止。其中，反应(2-52)和反应(2-53)为分支反应，每消耗一个链载体(H或O)可以产生两个链载体，因而H₂的燃烧反应为支链反应。

碳氢化合物的燃烧比H₂的燃烧复杂得多。与H₂的燃烧反应相比，多数碳氢化合物的燃烧反应进行得比较缓慢，因为碳氢化合物的燃烧是一种退化的支链反应，即新的链环要依据中间生成物分子的分解才能发生，其动力学机制尚在研究中。

2.4 燃烧流体力学

本节将对多组分气体性质、输运定律、守恒方程和一些研究方法进行简单的论述。

2.4.1 多组分气体性质

燃料燃烧生成的烟气一般由二氧化碳、水蒸气、一氧化碳、氧气、氮气等组成。这些混合气体中各组成气体之间不发生化学反应，是一种均匀混合物。混合气体的性质取决于混合气体中各组成气体的成分及其热力学性质。从工程热力学可知，由理想气体组成的混合气体仍然具有理想气体的特性，服从理想气体的各种定律。

1. 分压力和道尔顿分压定律

分压力是假设混合气体中组成气体单独存在,并且具有与混合气体相同的温度和体积时的压力,如图 2-3 所示。

道尔顿分压定律(Dalton's law of partial pressures)指出:混合气体的总压力 p 等于各组成气体分压力 p_i 之和,即

$$p = p_1 + p_2 + p_3 + \cdots + p_n = \left[\sum_{i=1}^n p_i \right]_{T,V} \quad (2-60)$$

2. 分体积和阿马加分体积定律

分体积是假设混合气体中组成气体单独存在,并且具有与混合气体相同的温度和压力时所占有的体积,如图 2-4 所示。

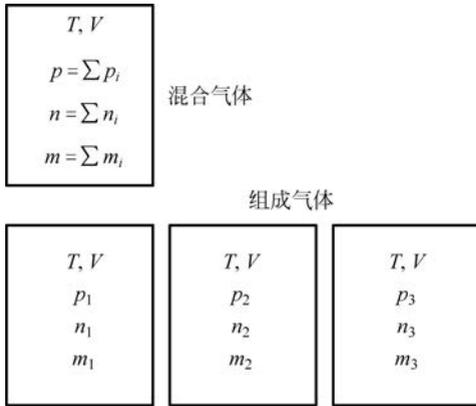


图 2-3 混合气体分压力概念

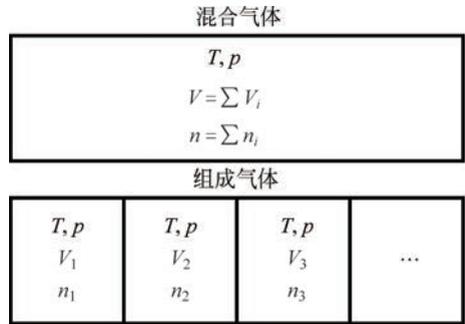


图 2-4 混合气体分体积概念

阿马加分体积定律(Amagat's law of partial volume)指出:混合气体的总体积 V 等于各组成气体分体积 V_i 之和,即

$$V = V_1 + V_2 + V_3 + \cdots + V_n = \left[\sum_{i=1}^n V_i \right]_{T,p} \quad (2-61)$$

3. 混合气体的成分表示方法及换算

混合气体中各组成气体的含量与混合气体总量之比,称为混合气体的“成分”。按物理单位的不同,混合气体成分有质量成分、容积成分和摩尔成分。

(1) 质量成分:混合气体中某组成气体的质量 m_i 与混合气体总质量 m 的比值,称为该组成气体的“质量成分”(Y_i),即

$$Y_i = \frac{m_i}{m} \quad (2-62)$$

(2) 容积成分:混合气体中某组成气体的分容积 V_i 与混合气总容积 V 的比值,称为该组成气体的“容积成分”(φ_i),即

$$\varphi_i = \frac{V_i}{V} \quad (2-63)$$

(3) 摩尔成分: 混合气体中某组成气体的摩尔数 n_i 与混合气体总摩尔数 n 的比值, 称为该组成气体的“摩尔成分”(x_i), 即

$$x_i = \frac{n_i}{n} \quad (2-64)$$

混合气体不同组成气体 i 的成分表示法之间的换算如下:

$$\varphi_i = \frac{V_i}{V} = \frac{n_i V_{i,m}}{n V_m} = \frac{n_i}{n} = x_i \quad (2-65)$$

式中, $V_{i,m}$ 和 V_m 分别表示某组成气体与混合气体的摩尔体积。根据阿伏伽德罗定律, 同温同压下, 各种气体的摩尔体积相等, 所以有式(2-65)混合气体的体积成分与摩尔成分相等的结论。质量成分与体积成分(或摩尔成分)的关系推导如下:

$$Y_i = \frac{m_i}{m} = \frac{n_i M_i}{m M} = x_i \frac{M_i}{M} = \varphi_i \frac{M_i}{M} \quad (2-66)$$

式中, M_i 和 M 分别表示某组成气体与混合气体的摩尔质量(分子量)。

4. 混合气体的折合摩尔质量和折合气体常数

假设混合气体是单一气体, 其分子数和总质量与混合气体相同, 那么这种假设的单一气体的摩尔质量和气体常数分别被定义为混合气体的折合摩尔质量(平均摩尔质量) M_{eq} 和折合气体常数(平均气体常数) $R_{\text{g,eq}}$ 。折合摩尔质量和折合气体常数取决于组成气体的种类与成分:

$$M_{\text{eq}} = \frac{m}{n} = \frac{\sum n_i M_i}{n} = \sum x_i M_i \quad (2-67)$$

$$R_{\text{g,eq}} = \frac{R}{M_{\text{eq}}} = \frac{8.3145 \text{ J}/(\text{mol} \cdot \text{K})}{M_{\text{eq}}} \quad (2-68)$$

5. 混合气体的热容

混合气体的热容与它的组成气体有关。对于质量热容, 即比热容, 定义为 1kg 混合气体的温度升高 1K 所需热量。1kg 混合气体中有 Y_i kg 的第 i 种组分, 因而混合气体的质量热容为

$$c_{\text{eq}} = \sum Y_i c_i \quad (2-69)$$

同理可得混合气体的摩尔热容和体积热容分别为

$$c_{\text{m,eq}} = \sum x_i c_{\text{m},i} \quad (2-70)$$

$$c'_{\text{eq}} = \sum \varphi_i c'_i \quad (2-71)$$

式中, c_{eq} 、 $c_{\text{m,eq}}$ 、 c'_{eq} 分别是混合气体的质量热容、摩尔热容和体积热容; c_i 、 $c_{\text{m},i}$ 、 c'_i 分别是第 i 种组成气体的质量热容、摩尔热容和体积热容。质量热容、摩尔热容和体积热容的单位分别是: $\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ 、 $\text{J}/(\text{mol} \cdot \text{K})$ 、 $\text{J}/(\text{Nm}^3 \cdot \text{K})$ 。

从工程热力学的角度可知,质量热容在热力过程计算中经常使用,而在热力过程中,定压过程和定容过程最为常见,因此定压质量热容 c_p 和定容质量热容 c_v 也最为常用。对于理想气体,两者遵循①迈耶公式: $c_p - c_v = R_g$; ② $c_p/c_v = k$ 。其中 R_g 为气体常数,单位为 $\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$, $R_g = \frac{R}{M}$, $R = 8.3145 \text{J}/(\text{mol} \cdot \text{K})$ 为摩尔气体常数, M 为摩尔质量。对于空气, $M = 0.02897 \text{kg}/\text{mol}$, $R_g = \frac{R}{M} = 287 \text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$; k 为定熵指数,对于空气 $k = 1.4$ 。结合①和②有 $c_v = \frac{1}{k-1} R_g$, $c_p = \frac{k}{k-1} R_g$ 。混合气体的定压质量热容和定容质量热容同样遵循上述理论。

6. 混合气体的密度

混合气体的密度是混合气体中各组分气体密度的总和。

$$\rho_{\text{eq}} = \frac{m}{V} = \frac{\sum m_i}{V} = \sum \rho_i \quad (2-72)$$

2.4.2 输运定律

燃烧过程中动量、热量和质量三者之间的交换起着十分重要的作用。若不考虑交叉输运现象,仅考虑由于速度梯度引起的动量交换输运规律即形成了牛顿黏性定律(Newton's law of viscosity); 若不考虑交叉输运现象,仅考虑由于温度梯度引起的热量交换输运规律即形成了傅里叶定律(Fourier's law); 若不考虑交叉输运现象,仅考虑由于密度梯度引起的质量交换输运规律即形成了菲克定律(Fick's law)。

1. 牛顿黏性定律

两个平行的无限宽和无限长的不可渗透的平板相距 δ , 中间充满等温的流体, 相关坐标和位置如图 2-5 所示。

如果下平板固定不动, 上平板以定常速度 u_∞ 运动, 就会发现流体的速度由上平板处的 u_∞ 变到下平板处的零。这表明流速快的一层和流速慢的一层之间有剪切力。流速慢的一层对流速快的一层有阻力。单位面积上剪切力的大小和速度梯度 $\partial u/\partial y$ 成正比。即牛顿黏性定律:

$$\tau = -\mu \frac{\partial u}{\partial y} \quad (2-73)$$

式中, τ 是单位面积上的剪切力, 单位为 N/m^2 ; μ 是动力黏性系数(也称“动力黏度”), 国际单位为 $\text{Pa} \cdot \text{s}$, 工业上常用泊(P)或厘泊(cP)作为单位, $1 \text{Pa} \cdot \text{s} =$

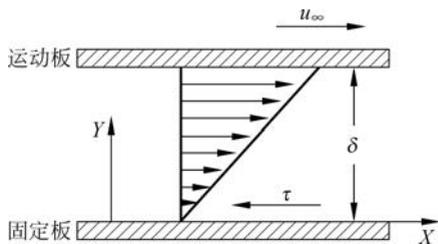


图 2-5 牛顿黏性定律示意图

$10P=1000cP$ 。 $\mu=\rho\nu$ ， ρ 为流体的密度， ν 为运动黏性系数（也称“运动黏度”），国际单位为 m^2/s ，工业上常用斯(St)或厘斯(cSt)作为单位， $1m^2/s=10^4St=10^6cSt$ 。当 ρ 为常数时，式(2-73)变成常用形式：

$$\tau = -\nu \frac{\partial(\rho u)}{\partial y} \quad (2-74)$$

2. 傅里叶定律

两个平行的无限宽和无限长的不可渗透的平板相距 δ ，中间充满静止流体，上板的温度为 T_∞ ，下板的温度为 T_w ，且 $T_\infty > T_w$ ，相关坐标和位置如图 2-6 所示。

由于沿 y 方向各层之间存在温差，产生了热量交换。热量将从温度高的一层流向温度低的一层。单位时间内，单位面积上的热流量与温度梯度成正比，即傅里叶定律：

$$q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \quad (2-75)$$

式中， q 是单位时间单位面积上的热流量，单位为 $J/(m^2 \cdot s)$ ； λ 是导热系数，单位为 $W/(m \cdot K)$ 。 $\lambda = D_T \rho c_p$ ， ρ 为流体的密度； c_p 为流体的定压质量热容； D_T 为流体的热扩散系数（也称“热扩散率”），单位为 m^2/s 。当 ρ 和 c_p 为常数时，式(2-75)变成常用形式：

$$q = -D_T \frac{\partial(\rho c_p T)}{\partial y} \quad (2-76)$$

3. 菲克定律

两个平行的无限宽和无限长的多孔平板相距 δ ，中间充满静止流体 B，另一种流体 A 与流体 B 的温度相同，从一边渗入（渗入侧密度为 $\rho_{A,\infty}$ ），从另一边渗出（渗出侧密度 $\rho_{A,w}$ ），且 $\rho_{A,\infty} > \rho_{A,w}$ ，相关坐标和位置如图 2-7 所示。

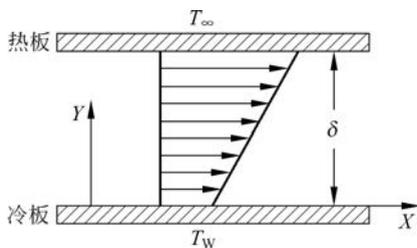


图 2-6 傅里叶定律示意图

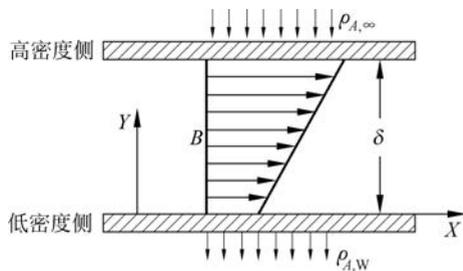


图 2-7 菲克定律示意图

这样在流体 B 的不同层上，流体 A 的密度不同。由于密度差，各层之间产生了质量交换。单位时间内，单位面积上的某组分扩散而产生的扩散通量与其密度梯度成正比，即菲克定律：

$$J_A = -D_m \frac{\partial \rho_A}{\partial y} \quad (2-77)$$

式中, J_A 是单位时间单位面积上流体 A 扩散造成的扩散通量, 单位为 $\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$; D_m 为某流体对混合物的其他流体的扩散系数, 这里是指流体 A 在 B 中的扩散系数, 单位为 m^2/s ; ρ_A 为流体 A 的密度。

若流体可以当作理想气体, 则式(2-77)可以表示为

$$J_A = -\rho D_m \frac{\partial Y_A}{\partial y} \quad (2-78)$$

式中, ρ 是流体 A 和流体 B 的混合气体的密度 $\rho = \frac{m}{V} = \frac{m_A + m_B}{V} = \rho_A + \rho_B$, Y_A 是流体 A 的质量成分。

4. 输运系数间的关系

式(2-74)、式(2-76)和式(2-77)在形式上完全一样。而且 ν 、 D_T 和 D_m 在量纲上也完全一样, 因此, 有时为了简便, 常将它们写成一种通用形式:

$$\Gamma = -\xi \frac{\partial \varphi}{\partial y} \quad (2-79)$$

只不过在不同的物理量的输运中, Γ 、 ξ 、 φ 所代表的物理意义不同。

在燃烧现象中, 动量输运、热量输运和质量输运往往是同时发生的。因此, 需要讨论各输运系数之间的关系, 这些关系组成了一系列无量纲数:

普朗特数 Pr (Prandtl number):

$$Pr = \frac{\nu}{D_T} = \frac{\mu c_p}{\lambda} = \frac{\text{动量输运速率}}{\text{热量输运速率}} \quad (2-80)$$

施密特数 Sc (Schmidt number):

$$Sc = \frac{\nu}{D_m} = \frac{\mu}{\rho D_{AB}} = \frac{\text{动量输运速率}}{\text{质量输运速率}} \quad (2-81)$$

刘易斯数 Le (Lewis number):

$$Le = \frac{D_T}{D_m} = \frac{Sc}{Pr} = \frac{\text{热量输运速率}}{\text{质量输运速率}} \quad (2-82)$$

上述输运关系表明, 动量、热量和质量输运之间存在相似性。尽管输运系数与混合气体的组成和特性有关, 但事实表明, 大多数气体的 Pr 、 Sc 和 Le 都是在 1 附近变化。在许多情况下可以假设它们等于 1, 这将使问题大为简化, 但在某些情况下, 它们并不等于 1。表 2-4 提供了某些情况下的输运系数数据。

表 2-4 某些情况下输运系数的计算值与实验值

参 数	理论计算值		实验值	
	单原子分子	双原子分子	单原子分子	双原子分子
Pr	0.760	0.735	0.532	0.560
Sc	0.666		0.660~0.729	
Le	0.876	0.906	0.993	1.170

2.4.3 守恒方程

在燃烧流体力学中,基本守恒方程是指质量守恒方程、动量守恒方程、能量守恒方程和组分守恒方程。这些方程在流体力学中有详细推导,本节不再推导,仅给出一般表达式。

基本方程的数学表达形式是多种多样的,经常需要用到的是积分形式和微分形式。它们互有联系而又各有用途,对于那些只要求流体的总体特性量,例如流体与固体间的总作用力、总作用力矩,总体的能量交换等,采用积分形式的方程就比较简单;如果要求流场细节,例如速度和压力等物理量的分布,则必须用到微分形式的方程。

1. 质量守恒方程

质量守恒方程即连续性方程。积分形式连续性方程的一般表达式为

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV + \oint_A \rho (\mathbf{U} \cdot \mathbf{n}) dA = 0 \quad (2-83)$$

式中, V 为控制体在 t 时刻的体积, A 为控制体在 t 时刻的表面积, dV 为控制体中的微元体积, dA 为控制体中的微元表面积, \mathbf{U} 为微元的速度矢量, \mathbf{n} 为垂直于微元表面的法向矢量, ρ 为微元的密度。式(2-83)表明,控制体 V 内的流体质量随时间的变化率与通过其表面 A 的质量流量之和等于零。

微分形式连续性方程的一般表达式为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0 \quad (2-84)$$

式中, ρ 为微元在 t 时刻的密度, u 、 v 、 w 分别是微元速度矢量 \mathbf{U} 在三坐标上的分量, $\mathbf{U} = (u, v, w)$ 。

需要指出的是,对于多组分气体,密度 ρ 是多组分气体中各组分气体密度的总和。

2. 动量守恒方程

动量守恒方程也就是运动方程或纳维-斯托克斯方程(Navier-Stokes equations, N-S equations)。积分形式运动方程的一般表达式为

$$\frac{D}{Dt} \int_V \rho \mathbf{U} dV = \int_V \rho \mathbf{f} dV + \oint_A \boldsymbol{\tau}_n dA \quad (2-85)$$

式中, \mathbf{f} 为控制体中微元所受的体积力, $\boldsymbol{\tau}_n = \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\tau}$ 为控制体中微元表面法向上所受应力,其中 $\boldsymbol{\tau}$ 为控制体中微元表面所受应力, \mathbf{n} 为微元表面的外法向方向单位矢量。等式左边表示控制体 V 内流体总动量随时间的变化率,等式右边表示控制体所受体积力和表面力之和。此外,值得指出的是, $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z}$ 称

为“全导数”或“随体导数”； $\frac{\partial}{\partial t}$ 为当地导数或局部导数，表示流场的非定常性，若定常流动，则有 $\frac{\partial}{\partial t}=0$ ； $u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z}$ 为迁移导数或位变导数，表示流场的非均匀性，若 $u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z}=0$ ，则流场是均匀的。对于体积分的全导数，有如下

关系式，亦称作“雷诺输运方程”： $\frac{D}{Dt} \left(\int_V \Phi dV \right) = \frac{\partial}{\partial t} \int_V \Phi dV + \oint_A \Phi (\mathbf{U} \cdot \mathbf{n}) dA$ ，其物理意义是控制体 V 内流体某物理量 Φ 的全导数由两部分组成，一部分是因流场非定常性所引起的 Φ 随时间的局部变化率，另一部分是因流场不均匀性引起的单位时间通过控制体表面的 Φ 迁移量，即 Φ 通量。应用全导数定义， $\frac{D}{Dt} \int_V \rho \mathbf{U} dV = \frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \mathbf{U} dV + \oint_A \rho \mathbf{U} (\mathbf{U} \cdot \mathbf{n}) dA$ ，即控制体 V 内流体总动量随时间的变化率等于总动量随时间的局部变化率加上单位时间通过控制体表面 A 的动量通量之和。

微分形式运动方程的一般表达式为

$$\begin{cases} \rho \frac{Du}{Dt} = \rho f_x + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \\ \rho \frac{Dv}{Dt} = \rho f_y + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} \\ \rho \frac{Dw}{Dt} = \rho f_z + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \end{cases} \quad (2-86)$$

式中， f_x, f_y, f_z 分别是微元所受的体积力 \mathbf{f} 在三坐标上的分量， $\mathbf{f} = (f_x, f_y, f_z)$ 。 $\tau_{xx}, \tau_{xy}, \tau_{xz}$ 等分别是微元表面力 $\boldsymbol{\tau}$ 在坐标系中的分量， $\boldsymbol{\tau} = (\tau_x, \tau_y, \tau_z)$ ， $\tau_x = (\tau_{xx}, \tau_{xy}, \tau_{xz})$ ， $\tau_y = (\tau_{yx}, \tau_{yy}, \tau_{yz})$ ， $\tau_z = (\tau_{zx}, \tau_{zy}, \tau_{zz})$ 。

对于牛顿流体，存在本构方程：

$$\begin{cases} \tau_{xx} = -p + 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3}\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\ \tau_{yy} = -p + 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3}\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\ \tau_{zz} = -p + 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3}\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\ \tau_{xy} = T_{yx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \\ \tau_{xz} = T_{zx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \\ \tau_{yz} = T_{zy} = \mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \end{cases} \quad (2-87)$$

式中， p 为微元所受的静压强， μ 为流体的动力黏度。

3. 能量守恒方程

积分形式能量方程的一般表达式为

$$\frac{D}{Dt} \int_V \rho \left(e + \frac{|\mathbf{U}|^2}{2} \right) dV = \int_V \rho q dV + \oint_A \lambda \nabla T \cdot \mathbf{n} dA + \int_V \rho \mathbf{f} \cdot \mathbf{U} dV + \oint_A \boldsymbol{\tau}_n \cdot \mathbf{U} dA \quad (2-88)$$

式中, e 为控制体中微元的热力学内能; $|\mathbf{U}|$ 为控制体中微元的速度大小, $\frac{|\mathbf{U}|^2}{2}$ 为控制体中微元的动能; q 是热辐射或流动伴随的燃烧、化学反应等在单位时间内传递至控制体 V 内单位质量流体的热量; λ 为流体的导热系数; T 为流体温度; $\nabla = i \frac{\partial}{\partial x} + j \frac{\partial}{\partial y} + k \frac{\partial}{\partial z}$ 为哈密顿算子。在式(2-88)中, 第1项表示控制体 V 内流体总能量随时间的变化率; 第2项表示热源项; 第3项表示通过控制体表面 A 热传导给控制体 V 内流体的热量; 第4项表示体积力 \mathbf{f} 所做的功; 第5项表示表面力 $\boldsymbol{\tau}_n$ 所做的功。综上, 式(2-88)表示控制体 V 内流体的总能量随时间的变化率等于单位时间内外力对它所做的功和传递给它的热量之和。

微分形式能量方程的一般表达式为

$$\rho \frac{D}{Dt} \left(e + \frac{|\mathbf{U}|^2}{2} \right) = \rho q + \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + \rho \mathbf{f} \cdot \mathbf{U} + \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{U}) \quad (2-89)$$

4. 组分守恒方程

组分守恒方程即多组分气体中某一组分的守恒方程。组分 i 的组分守恒方程为

$$\begin{aligned} & \rho \frac{\partial Y_i}{\partial t} + \rho u \frac{\partial Y_i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial Y_i}{\partial y} + \rho w \frac{\partial Y_i}{\partial z} \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho D_{m,i} \frac{\partial Y_i}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D_{m,i} \frac{\partial Y_i}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho D_{m,i} \frac{\partial Y_i}{\partial z} \right) - \omega_i \end{aligned} \quad (2-90)$$

式中, ρ 为混合物密度, 在无化学反应的系统中为常数; Y_i 表示组分 i 的质量成分; $D_{m,i}$ 为组分 i 对混合物的其他流体的扩散系数。当混物流过控制容积时, 若发生化学反应, 将引起组分 i 的产生(或消失), ω_i 表示单位容积混合物中组分 i 的生成率或消耗率, 单位为 $\text{kg}/(\text{m}^3 \cdot \text{s})$ 。 $\omega_i = w_i \mathbf{M}_i$, 其中, w_i 是组分 i 的反应速度, \mathbf{M}_i 是组分 i 的摩尔质量。

此处请读者注意, 组分方程的个数与组分数相同。

2.4.4 一维流方程

燃烧室是开口流动系统, 在扩压器、喷嘴等零组件的设计过程中, 通常的做法是在开展三维流动设计前, 开展一维流动设计, 即将其内部气流流动看作一维流动过程。一维流的守恒方程及由此导出的气体动力学函数会经常在研究中应用, 为

此将它重点列出。为方便分析,通常做以下假设:

- (1) 气体是无黏的;
- (2) 与外界不发生热量交换;
- (3) 流动中不发生化学反应;
- (4) 忽略重力影响;
- (5) 一维定常流动;
- (6) 气体近似为完全气体。

1. 连续性方程

在一维流动条件下, $dV = A ds$, ds 为流动方向上微元长度, $\mathbf{U} \cdot \mathbf{n} = u$, 则式(2-83)可变形为

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_s \rho A ds + \oint_A \rho u dA = 0 \quad (2-91)$$

在定常流动条件下, $\frac{\partial}{\partial t} = 0$, 所以上式变形为

$$\oint_A \rho u dA = 0 \quad (2-92)$$

而

$$\oint_A \rho u dA = (\rho u A)_2 - (\rho u A)_1 = \frac{\partial}{\partial s} (\rho u A) \quad (2-93)$$

于是

$$\frac{\partial}{\partial s} (\rho u A) = 0 \quad (2-94)$$

因此

$$\rho u A = \text{常数} \quad (2-95)$$

或

$$\frac{d\rho}{\rho} + \frac{du}{u} + \frac{dA}{A} = 0 \quad (2-96)$$

从流体力学角度可知, 式(2-95)中的常数为质量流量, 即 $W = \rho u A$ 。

式(2-95)和式(2-96)即常用的一维流的连续性方程, 其成立只要满足“一维定常流动”即可。

2. 动量方程

在一维定常流动条件下, $\frac{\partial}{\partial t} = 0$, 且

$$\oint_A \rho \mathbf{U} (\mathbf{U} \cdot \mathbf{n}) dA = (\rho u^2 A)_2 - (\rho u^2 A)_1 = \frac{\partial}{\partial s} (\rho u^2 A) ds \quad (2-97)$$

所以动量方程式(2-85)变形为

$$\frac{\partial}{\partial s}(\rho u^2 A) ds = \int_V \rho \mathbf{f} dV + \oint_A \boldsymbol{\tau}_n dA \quad (2-98)$$

由于所受体积力仅有重力,在忽略重力的条件下, $\int_V \rho \mathbf{f} dV = 0$, 所以式(2-98)变为

$$\frac{\partial}{\partial s}(\rho u^2 A) ds = \oint_A \boldsymbol{\tau}_n dA \quad (2-99)$$

在忽略黏性的条件下,表面力仅有压强,所以

$$\oint_A \boldsymbol{\tau}_n dA = \oint_A \mathbf{p}_n dA = \oint_A (-p) dA = -A \frac{\partial p}{\partial s} ds \quad (2-100)$$

另外,由连续性方程可知, $\rho u A = \text{常数}$, 动量方程(2-99)可进一步变形为

$$\rho u A \frac{\partial u}{\partial s} ds = -A \frac{\partial p}{\partial s} ds \quad (2-101)$$

因此

$$u du + \frac{dp}{\rho} = 0 \quad (2-102)$$

式(2-102)即常用的一维流的动量方程,其成立需要同时满足“流体是无黏的”“忽略重力影响”“一维定常流动”。

3. 能量方程

在与外界不发生热量交换的条件下, $\int_V \rho q dV + \oint_A \lambda \nabla T \cdot \mathbf{n} dA = 0$ 。体积力仅有重力,忽略重力,即 $\int_V \rho \mathbf{f} \cdot \mathbf{U} dV = 0$ 。在忽略黏性的条件下,表面力仅有压强,即

$$\oint_A \boldsymbol{\tau}_n \cdot \mathbf{U} dA = \oint_A \mathbf{p}_n \cdot \mathbf{U} dA = \oint_A -p \mathbf{n} \cdot \mathbf{U} dA = -\frac{\partial}{\partial s}(p u A) ds \quad (2-103)$$

在一维定常流动条件下, $\frac{\partial}{\partial t} = 0$, 且

$$\oint_A \left[\rho \left(e + \frac{|\mathbf{U}|^2}{2} \right) \right] (\mathbf{U} \cdot \mathbf{n}) dA = \oint_A \rho u \left(e + \frac{|\mathbf{U}|^2}{2} \right) dA = \frac{\partial}{\partial s} \left[\rho u A \left(e + \frac{u^2}{2} \right) \right] ds \quad (2-104)$$

所以能量方程(2-88)可变形为

$$\frac{\partial}{\partial s} \left[\rho u A \left(e + \frac{u^2}{2} \right) \right] ds = -\frac{\partial}{\partial s}(p u A) ds \quad (2-105)$$

于是

$$\rho u A \left(e + \frac{u^2}{2} \right) = -p u A + \text{常数} \quad (2-106)$$

$$e + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} = \text{常数} \quad (2-107)$$

由于 $e + \frac{p}{\rho} = h$, 所以

$$h + \frac{u^2}{2} = \text{常数} \quad (2-108)$$

或者

$$dh + u du = 0 \quad (2-109)$$

式(2-108)和式(2-109)即常用的一维流的能量方程,也常称作“可压缩流动的伯努利方程”。该方程的成立需要同时满足“流体是无黏的”“与外界不发生热量交换”“流动中不发生化学反应”“忽略重力影响”“一维定常流动”。

4. 状态方程

假设一维流的气体是完全气体,所谓完全气体是指满足克拉伯龙方程(Clapeyron equation)且比热容为常数的气体。值得注意的是,在热力学中,完全气体又称为“理想气体”,而在流体力学中,理想气体是指无黏的气体,这不同于热力学中的概念,也即不同于完全气体。克拉伯龙方程即气体的状态方程为

$$p = \rho R_g T \quad (2-110)$$

式中, $R_g = \frac{R}{M}$ 为气体常数,单位为 $\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$; $R = 8.3145 \text{J}/(\text{mol} \cdot \text{K})$ 为通用气体常数; M 为气体摩尔质量,单位为 kg/mol 。对于空气, $M = 0.02896 \text{kg}/\text{mol}$, $R_g = 287 \text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ 。

状态方程的微分形式为

$$\frac{dp}{p} = \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dT}{T} \quad (2-111)$$

在常温常压下,如果压强不大于 20MPa ,温度不低于 253K ,一般气体如空气、蒸汽、燃气及各种工业气体,都可以近似认为是完全气体。

完全气体的热力学量之间的关系(热力学关系式)经常在计算中使用。

内能:

$$e = c_V T \quad (2-112)$$

焓:

$$h = e + \frac{p}{\rho} = c_p T \quad (2-113)$$

熵:

$$s = c_V \ln\left(\frac{p}{\rho^k}\right) + \text{常数} \quad (2-114)$$

$$c_V = \frac{1}{k-1} R_g, \quad c_p = \frac{k}{k-1} R_g, \quad c_p - c_V = R_g, \quad k = c_p / c_V \quad (2-115)$$

式中, k 为定熵指数, c_V 和 c_p 分别为定容质量热容和定压质量热容,单位均为 $\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ 。

5. 参考状态

在一维流定常流动时,沿流动方向各截面上气流的状态是不同的,即流体的压力、密度、温度、流速等参数沿流动方向都会发生变化。为便于计算任意截面上的流动参数,介绍流动过程中可以作为基准的三种参考状态,即滞止状态、临界状态和极限速度状态。

1) 滞止状态

滞止状态是指流体从某一状态经历一个等熵减速过程,使其最终流动速度为零时所达到的状态。很显然,对于静止流体,它所处的状态即滞止状态;对于流动的流体,滞止状态可以看作有这样一种假想的无限大容器中流体的“静止状态”,从这一“静止状态”等熵加速,最后流体恰好能达到该流动状态。

按滞止状态的定义,每个流动状态的滞止状态是唯一被确定的,因而,每个流动状态都具有唯一确定的滞止焓(h_t ,又称“总焓”)、滞止压力(p_t ,又称“总压”)、滞止温度(T_t ,又称“总温”)、滞止密度(ρ_t ,又称“总密度”)等滞止参数。

作为一种参考状态,滞止状态的概念与流体实际流动中所发生的过程无关,在实际流动过程中,沿流动路径存在热量交换或摩擦力等,但沿实际流动方向的每一个截面上,都存在上面定义的滞止状态。这样,滞止状态就是每一截面上流动状态的函数。一般而言,滞止参数是沿流动方向变化的量。只有在流体做等熵流动时,滞止参数才是沿整个流动路径都不变的量。

2) 临界状态

在流动过程中,流体的压力、密度、温度和流速等参数都会沿流动方向发生变化。若在某一截面上,流体的流速与该截面上流体介质中的当地声速相等,则称该截面为“临界截面”,该截面上流体所处的状态称为“临界状态”。临界状态的参数称为“临界参数”,用下标“cr”表示,如临界压力 p_{cr} 、临界温度 T_{cr} 、临界密度 ρ_{cr} 等。

显然,对于临界状态的完全气体, $M_{cr}=1, c_{cr}=c_m=\sqrt{\frac{2k}{k+1}R_g T_t}, p_{cr}=\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}} p_t$ 。

3) 极限速度状态

在流体做绝热流动时,如果存在一个截面,当流体到达该截面处时,它的比焓值降至 $h=0$,则流体的速度可达到最大极限值。此时的流速称为“极限速度”,用 c_{max} 表示。流体所处的状态称作“极限速度状态”。

由定义可知,流体在获得极限速度时, $h=c_v T+\frac{p}{\rho}=0$ 。但只有当 $T=0$ 和 $p=0$ 时才能达到,而这在实际流动中是不可能实现的。因而,极限速度只是流体理论上的最大速度,但作为一个参考状态,在绝热流动中它是一个确定的状态。极限速度与滞止焓之间有以下关系:

$$\frac{1}{2}c_{max}^2=h_t \quad (2-116)$$

或

$$c_{\max} = \sqrt{2h_t} = \sqrt{\frac{2}{k-1}kR_g T_t} \quad (2-117)$$

极限速度与临界速度存在以下关系： $\frac{k-1}{k+1}c_{\max}^2 = c_{\text{cr}}^2$ 。

6. 声速、马赫数和速度系数

声速是指微弱扰动产生的压力波在可压缩介质(如空气)中的传播速度,用 c_m 表示。微弱扰动的传播过程是定熵过程,满足定熵过程方程式 $\frac{p}{\rho^k} = \text{常数}$, 那么

$$c_m = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s} \quad (2-118)$$

若介质为完全气体,则

$$c_m = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s} = \sqrt{k \frac{p}{\rho}} = \sqrt{kR_g T} \quad (2-119)$$

式中, T 为气流所在位置的静温。若 T 取值 T_t , 则对应该流动过程中声速的最大值 $c_{\text{mt}} = \sqrt{kR_g T_t}$ 。

马赫数 Ma 是指气流流速 c 与当地声速 c_m 的比值,即

$$Ma = \frac{c}{c_m} \quad (2-120)$$

由于在流动过程中, c 和 T 同时在变,即 c 和 c_m 同时在变,所以 Ma 随流动位置的改变也可能发生变化。此外,若已知某位置的 Ma , 要计算该位置 c 则需要先计算该位置的静温和当地声速,这样显然很不方便。为此,定义了另一个重要的无量纲速度,即速度系数:

$$\lambda = \frac{c}{c_{\text{cr}}} \quad (2-121)$$

由前文可知,完全气体 $c_{\text{cr}} = \sqrt{\frac{2k}{k+1}R_g T_t}$, 取决于流动过程的总温 T_t , 它不随流动位置改变而发生变化,因此,只要有了某位置的 λ , 就可以直接确定该位置的 c 。 λ 与马赫数的关系为

$$Ma^2 = \frac{c^2}{c_m^2} = \frac{c^2}{c_{\text{cr}}^2} \frac{c_{\text{cr}}^2}{c_{\text{mt}}^2} \frac{c_{\text{mt}}^2}{c_m^2} = \lambda^2 \frac{2}{k+1} \frac{T_t}{T} = \lambda^2 \frac{2}{k+1} \left(1 + \frac{k-1}{2} Ma^2\right) \quad (2-122)$$

$$\lambda^2 = \frac{k+1}{2} Ma^2 \left/ \left(1 + \frac{k-1}{2} Ma^2\right)\right. \quad (2-123)$$

$$Ma^2 = \left(\frac{2}{k+1} \lambda^2\right) \left/ \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2\right)\right. \quad (2-124)$$

在 $Ma=0$ 和 $Ma=1$ 两点上, λ 与 Ma 相等。在亚声速范围内, λ 略大于 Ma ; 在超声速范围内, λ 较 Ma 上升得慢, Ma 越大, λ 上升得越慢, 最后当 $Ma \rightarrow \infty$ 时, $\lambda \rightarrow \sqrt{\frac{k+1}{k-1}}$, 是一个有限值。

7. 总静参数关系和气体动力学函数

由伯努利方程 $h_t = c_p T_t = c_p T + \frac{c^2}{2}$ 有

$$T_t = T + \frac{c^2}{2c_p} \quad (2-125)$$

式中, T_t 为气流的总温; T 为气流的静温; $\frac{c^2}{2c_p}$ 称作“动温”, c 为气流流速, c_p 为气体定压质量热容。通常用温度计测量的结果为总温, 因为测量时气流都会在温度计附近滞止, 当然由于散热, 实测的温度比总温低一些。由式(2-125)有总静温比:

$$\frac{T_t}{T} = 1 + \frac{c^2}{2c_p T} = 1 + \frac{Ma^2 c_m^2}{2T} \frac{k-1}{kR_g} = 1 + \frac{Ma^2 kR_g T}{2T} \frac{k-1}{kR_g} = 1 + \frac{k-1}{2} Ma^2 \quad (2-126)$$

同理, 总静压比和总静密度比为

$$\frac{p_t}{p} = \left(1 + \frac{k-1}{2} Ma^2\right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (2-127)$$

$$\frac{\rho_t}{\rho} = \left(1 + \frac{k-1}{2} Ma^2\right)^{\frac{1}{k-1}} \quad (2-128)$$

上述总静参数比的倒数即静总参数比, 用 λ 表示

$$\frac{T}{T_t} = 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \quad (2-129)$$

$$\frac{p}{p_t} = \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2\right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (2-130)$$

$$\frac{\rho}{\rho_t} = \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2\right)^{\frac{1}{k-1}} \quad (2-131)$$

式中, 空气的 $k=1.4$, 燃气涡轮发动机燃气的 $k=1.3$, 火箭发动机燃气的 $k=1.2$ 。进一步, 把上述方程表示为以 λ 为自变量的函数形式并制作成数值表, 使用时可查表, 简便且不易出错; 反之, 根据函数值去查与之对应的 λ 也方便。将气流的参数表示为以 λ 为自变量的这些函数, 称作“气体动力学函数”。气体动力学函数共三组。

1) 静总参数比函数

$$\tau(\lambda) = \frac{T}{T_t} = 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \quad (2-132)$$

$$\pi(\lambda) = \frac{p}{p_t} = \left(1 - \frac{k-1}{k+1}\lambda^2\right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (2-133)$$

$$\varepsilon(\lambda) = \frac{\rho}{\rho_t} = \left(1 - \frac{k-1}{k+1}\lambda^2\right)^{\frac{1}{k-1}} \quad (2-134)$$

上述三个函数都是随 λ 上升而单调下降的, 在 $\lambda = \sqrt{\frac{k+1}{k-1}}$ 时均降为零。三个函数的数值表请自行参考相关文献。

2) 流量函数

由前文可知, 质量流量 $W = \rho u A$, 而

$$\rho = \rho_t \varepsilon(\lambda) = \frac{p_t}{R_g T_0} \varepsilon(\lambda) \quad (2-135)$$

$$c = \lambda c_{cr} = \lambda \sqrt{\frac{2k}{k+1} R_g T_t} \quad (2-136)$$

于是

$$W = \frac{p_t}{R_g T_t} \varepsilon(\lambda) \lambda \sqrt{\frac{2k}{k+1} R_g T_t} A = \lambda \varepsilon(\lambda) \sqrt{\frac{2k}{k+1}} \frac{p_t A}{\sqrt{R_g T_t}} \quad (2-137)$$

当 $\lambda = 1$ 时, $\lambda \varepsilon(\lambda) = \lambda \left(1 - \frac{k-1}{k+1}\lambda^2\right)^{\frac{1}{k-1}} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}}$, 于是定义函数

$$q(\lambda) = \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}} \lambda \varepsilon(\lambda) \quad (2-138)$$

这样当 $\lambda = 1$ 时, $q(\lambda) = 1$ 。使用 $q(\lambda)$ 函数表示流量:

$$\begin{aligned} W &= \lambda \varepsilon(\lambda) \sqrt{\frac{2k}{k+1}} \frac{p_t A}{\sqrt{R_g T_t}} = \lambda \varepsilon(\lambda) \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}} \frac{1}{\left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}}} \sqrt{\frac{2k}{k+1}} \frac{p_t A}{\sqrt{R_g T_t}} \\ &= q(\lambda) \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{-1}{k-1}} \left(\frac{k+1}{2k}\right)^{-\frac{1}{2}} \frac{p_t A}{\sqrt{R_g T_t}} = q(\lambda) \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{-1}{k-1} - \frac{1}{2}} (k)^{\frac{1}{2}} \frac{p_t A}{\sqrt{R_g T_t}} \\ &= \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}} \left(\frac{k}{R_g}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{p_t}{\sqrt{T_t}} A q(\lambda) \end{aligned} \quad (2-139)$$

令常数 $C = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}} \left(\frac{k}{R_g}\right)^{\frac{1}{2}}$, 于是

$$W = C \frac{p_t}{\sqrt{T_t}} A q(\lambda) \quad (2-140)$$

对于空气, $k = 1.4$, $R_g = 287 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$, $C = 0.040418$ 。

流量公式中的 p_t 也可以用静压表示: $p_t = p/\pi(\lambda)$, 于是 $W = C \frac{p}{\sqrt{T_t}} A \frac{q(\lambda)}{\pi(\lambda)}$ 。

定义

$$y(\lambda) = \frac{q(\lambda)}{\pi(\lambda)} = \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}} \lambda \varepsilon(\lambda) / \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2\right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (2-141)$$

于是

$$W = C \frac{p}{\sqrt{T_t}} A \frac{q(\lambda)}{\pi(\lambda)} = C \frac{p}{\sqrt{T_t}} A y(\lambda) \quad (2-142)$$

3) 冲量函数

当用积分形式的动量方程处理管道流动时,必然会遇到 $(p + \rho c^2)A$ 这样的式子,这是在同一截面上,压力在单位时间的冲量 pA 和动量的通量 $\rho c^2 A$ 的和。这个式子可以表为下列三种形式:

$$\begin{aligned} (p + \rho c^2)A &= \left(\frac{p}{\rho c} + c\right)\rho c A = \left(\frac{R_g T}{c} + c\right)W = \left[\frac{R_g T_t \tau(\lambda)}{c} + c\right]W \\ &= \left[\frac{k+1}{2k} c_{cr}^2 \frac{\tau(\lambda)}{c} + c\right]W = \left[\frac{k+1}{2k} \frac{\tau(\lambda) c_{cr}}{\lambda} + c\right]W \\ &= \frac{k+1}{2k} \left[\frac{\tau(\lambda)}{\lambda} + \frac{2k}{k+1} \lambda\right] c_{cr} W = \frac{k+1}{2k} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{k-1}{k+1} \lambda + \frac{2k}{k+1} \lambda\right) c_{cr} W \\ &= \frac{k+1}{2k} \left(\lambda + \frac{1}{\lambda}\right) c_{cr} W = \frac{k+1}{2k} c_{cr} W \left(\lambda + \frac{1}{\lambda}\right) \end{aligned} \quad (2-143)$$

$$\begin{aligned} (p + \rho c^2)A &= \frac{k+1}{2k} c_{cr} W \left(\lambda + \frac{1}{\lambda}\right) = \frac{k+1}{2k} c_{cr} C \frac{p_t}{\sqrt{T_t}} A q(\lambda) \left(\lambda + \frac{1}{\lambda}\right) \\ &= p_t A \frac{k+1}{2k} c_{cr} \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}} \left(\frac{k}{R_g}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\sqrt{T_t}} q(\lambda) \left(\lambda + \frac{1}{\lambda}\right) \\ &= p_t A \frac{k+1}{2k} c_{cr} \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}} \frac{k}{\sqrt{k R_g T_t}} q(\lambda) \left(\lambda + \frac{1}{\lambda}\right) \\ &= p_t A \frac{k+1}{2k} \sqrt{\frac{2k}{k+1} R_g T_t} \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}} \frac{k}{\sqrt{k R_g T_t}} q(\lambda) \left(\lambda + \frac{1}{\lambda}\right) \\ &= p_t A \sqrt{\frac{k+1}{2}} \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}} q(\lambda) \left(\lambda + \frac{1}{\lambda}\right) \\ &= p_t A \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{2(k-1)} - \frac{1}{2}} q(\lambda) \left(\lambda + \frac{1}{\lambda}\right) \\ &= p_t A \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}} q(\lambda) \left(\lambda + \frac{1}{\lambda}\right) \end{aligned} \quad (2-144)$$

$$\begin{aligned} (p + \rho c^2)A &= p_t A \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}} q(\lambda) \left(\lambda + \frac{1}{\lambda}\right) = \frac{p}{\pi(\lambda)} A \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}} q(\lambda) \left(\lambda + \frac{1}{\lambda}\right) \\ &= \frac{pA}{\pi(\lambda)} \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}} q(\lambda) \left(\lambda + \frac{1}{\lambda}\right) \end{aligned} \quad (2-145)$$

定义冲量函数 1:

$$z(\lambda) = \lambda + \frac{1}{\lambda} \quad (2-146)$$

定义冲量函数 2:

$$f(\lambda) = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}} q(\lambda) z(\lambda) \quad (2-147)$$

定义冲量函数 3:

$$r(\lambda) = \pi(\lambda) / f(\lambda) \quad (2-148)$$

于是式(2-143)~式(2-145)可以表示为

$$(p + \rho c^2)A = \frac{k+1}{2k} c_{cr} W z(\lambda) \quad (2-149)$$

$$(p + \rho c^2)A = p_1 A f(\lambda) \quad (2-150)$$

$$(p + \rho c^2)A = pA / r(\lambda) \quad (2-151)$$

2.4.5 多组分反应系统相似准则

2.4.4 节得到了守恒方程组,原则上可以用它来求解燃烧问题。但由于它是一组非线性偏微分方程,除了极少数情况外,很难进行解析求解。几十年来,随着计算机技术和计算流体力学的发展,采用数值仿真方法实现了很多燃烧问题的守恒方程组的求解,但是当前的数值仿真方法仍存在精度不足的问题,因而与试验相配合的研究方法成为求解燃烧问题的主要方法。但要进行试验,就涉及相似问题,例如在地面实验室中模拟高空飞行器中的一个燃烧室的工作情况,如果要使模型的条件和实物一样,往往是做不到的。那么如何根据实际工作条件来选择实验室中模型的尺寸和试验参数呢? 这就要靠相似定律。

相似定律告诉我们,如果两个物理现象要相似,则描述它们的无量纲方程组及其边界条件、初始条件要完全相同。从无量纲方程组中可以得到一系列无量纲数,这些无量纲数是判别有关现象是否彼此相似的重要判据和准则,即无量纲准则。

若取物体的某特征尺寸 L , 流体流经 L 所需的时间 $t_L = L/u_\infty$, 压降 Δp , 以及无穷远处的物理量, 如 u_∞ 、 ρ_∞ 、 $c_{p,\infty}$ 、 μ_∞ 、 $D_{T,\infty}$ 、 $D_{m,\infty}$ 、 λ_∞ , 以及绝热火焰温度 T_f 、重力加速度 g 、热交换量 Q 作为特征标尺, 则:

$$\begin{aligned} \bar{x} &= x/L; & \bar{y} &= y/L; & \bar{z} &= z/L; \\ \bar{u} &= u/u_\infty; & \bar{v} &= v/u_\infty; & \bar{w} &= w/u_\infty; \\ \bar{\mu} &= \mu/\mu_\infty; & \bar{T} &= T/T_f; & \bar{\rho} &= \rho/\rho_\infty; \\ \bar{\lambda} &= \lambda/\lambda_\infty; & \bar{t} &= t/t_L; & \bar{p} &= p/\Delta p; \\ \bar{F} &= F/g; & \bar{D}_T &= D_T/D_{T,\infty}; & \bar{D}_m &= D_m/D_{m,\infty}; \\ \bar{c}_p &= c_p/c_{p,\infty} \end{aligned}$$

将这些无量纲量代入连续方程、组分守恒方程、动量守恒方程、能量守恒方程,就得到下列各无量纲准则(无量纲数)。

传热与流动相似准则:

$$St = \frac{L}{u_{\infty} t_L} \quad \text{斯特劳哈尔准则(Strouhal number)}$$

$$Fr = \frac{u_{\infty}^2}{gL} \quad \text{弗劳德准则(Froude number)}$$

$$Eu = \frac{\Delta p}{\rho_{\infty} u_{\infty}^2} \quad \text{欧拉准则(Euler number)}$$

$$Re = \frac{u_{\infty} L \rho_{\infty}}{\mu_{\infty}} \quad \text{雷诺准则(Reynolds number)}$$

$$Pe_r = \frac{u_{\infty} L}{D_{T,\infty}} \quad \text{贝克莱准则(传热)(heat transfer Peclet number)}$$

$$Pe_D = \frac{u_{\infty} L}{D_{m,\infty}} \quad \text{贝克莱准则(传质)(mass transfer Peclet number)}$$

$$Ma = \frac{u_{\infty}}{\sqrt{kR_g T_{\infty}}} \quad \text{马赫准则(Mach number)}$$

化学反应或燃烧相似准则:

$$Ar = \frac{E}{RT_f} \quad \text{阿伦尼乌斯准则(Arrhenius formula)}$$

$$D_I = \frac{t_L}{(\rho_{\infty}/W_{if})} = \frac{t_L}{t_c} \quad \text{达姆科勒第一特征数(Damköhler number I)}$$

$$D_{II} = \frac{L^2/D_{m,\infty}}{(\rho_{\infty}/W_{if})} = \frac{t_D}{t_c} \quad \text{达姆科勒第二特征数(Damköhler number II)}$$

$$\Theta = \frac{Q}{(c_{p,\infty} T_{\infty})} \quad \text{热释放准则}$$

式中, $\sqrt{kR_g T_{\infty}}$ 为声速, R_g 为气体常数, k 为定熵指数, 对于理想气体, $k = c_p/c_v$ 为比热容比; $W_{if} = k_{0i} \rho_{\infty}^2 Y_0 Y_j e^{-E/(RT_f)}$ 为特征反应速率, E 为活化能, $R = 8.314 \text{ J}/(\text{mol} \cdot \text{K})$ 为通用气体常数; $t_c = \rho_{\infty}/W_{if}$ 为特征反应时间; $t_D = L^2/D_{m,\infty}$ 为特征扩散时间; $D_I = Pe_D^{-1} D_{II}$ 。

无量纲准则不仅在模拟中十分有用,而且每一个都有其物理意义。反应流体较无反应流体增加了 Ar 、 D_I 、 D_{II} 、 Θ 四个准则。下面将对这些准则进行讨论,这对今后的燃烧现象分析很有帮助。

(1) $D_I \ll 1$ 的情况:

这时 $t_L \ll t_c$, 为冻结流动。

(2) $D_I \rightarrow \infty$ 的情况:

现在将 D_I 改写如下:

$$D_I = \frac{L/u_\infty}{(\rho_\infty/W_{if})} = \frac{L}{l_c} \frac{1}{\frac{1}{l_c w_{if}} (\rho_\infty u_\infty)} \quad (2-152)$$

式中, l_c 是反应区的宽度。通过火焰传播理论可知, 在稳定燃烧过程中, 有 $\rho_\infty u_\infty = l_c w_{if}$, 所以式(2-152)变为

$$D_I = \frac{L}{l_c} \quad (2-153)$$

因此, 若 $D_I \rightarrow \infty$, 则由式(2-153)可知, $l_c \rightarrow 0$ 。也就是说, 对于 D_I 很大的反应气体, 其反应区的宽度与系统的特征尺度相比是很小的。对于大多数气体燃料来说, 在压力不太低的情况下, D_I 都是很大的, 因此有理由将火焰面假设成一无限薄的反应面, 它仅仅是热能产生的源或组分消耗的汇, 而在该反应面上反应物的浓度为零。今后在处理有关燃烧问题时经常会经常采用这一近似, 其前提就是 $D_I \rightarrow \infty$ 。

(3) $D_{II} \ll 1$ 的情况:

这时 $t_D \ll t_c$, 为动力控制的反应性流动。

(4) $D_{II} \gg 1$ 的情况:

这时 $t_D \gg t_c$, 为扩散控制的反应性流动。

(5) $D_{II} = 1 \sim 20$ 的情况:

这时动力和扩散均起作用, 称为“动力-扩散控制反应性流动”。

(6) Ar 准则:

Ar 是衡量活化能大小的一个无量纲量。当 Ar 很大时, 由于反应速率与温度成指数关系, 反应主要发生在高温侧附近。 Ar 越大, 反应区就越小。因此在预混气的燃烧中, 有理由把反应区看作有限宽但很薄的区域, 这样就有可能简化反应指数项, 使这一项的积分成为可能。同时, 这时 RT/E 是一个很小的量, 因此有可能用小参数级数分析法来求解有关燃烧问题。对于大多数燃料而言, Ar 均较大, 一般在 $5 \sim 10$, 因而在数学处理上带来很大方便。

(7) Θ 准则:

Θ 准则是衡量燃料热值的一个无量纲参数。这个无量纲量越大, 燃料越易着火, 着火后的燃烧速率也越大。

2.5 气相燃烧基础理论

可燃物质的燃烧一般在气相状态下进行, 气相燃烧研究是研究燃烧现象的基础。根据气相燃料与氧化剂在进入反应区前是否预先混合和流场的形态, 可分为四类基本燃烧方式, 即层流预混燃烧、湍流预混燃烧、层流扩散燃烧和湍流扩散燃

烧。本节就上述四类基本燃烧方式的基本理论进行阐述。

2.5.1 层流预混燃烧

1. 层流预混火焰结构

在层流预混火焰中,一维层流预混火焰是最简单的。层流预混可燃气体在绝热管内稳定燃烧,其火焰前锋(或者称为“火焰前沿”“火焰锋面”)为平面形状,如果忽略黏性力则其表面与管轴线垂直,此时火焰可近似看作一维层流预混火焰。实验表明,层流预混燃烧的火焰前锋为一薄层,一般情况下其厚度只有十分之几毫米甚至百分之几毫米。图 2-8 展示了一维层流预混火焰结构,它的边界由“R-R”到“P-P”。这一薄层有以下特点。

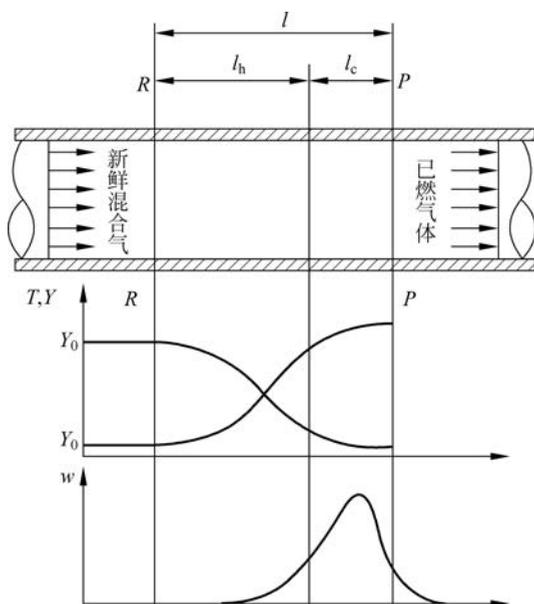


图 2-8 一维层流预混火焰结构

(1) 根据化学反应速率可将这一薄层分成两个区域:预热区和反应区。预热区靠近未燃混气侧,其厚度占火焰厚度很大一部分,但化学反应速率很小;反应区靠近已燃混气侧,其厚度占火焰厚度的一小部分,但化学反应速率很大,反应释放出大量的热。图 2-8 中,预热区的厚度为 l_h ,反应区的厚度为 l_c ,火焰的厚度为 l 。该特点是由 Ar 较大决定的。由 2.4.4 节可知,对于一般燃料, $Ar = 5 \sim 10$,在 Ar 较大的情况下,化学反应主要集中于高温区,而在温度较低的区域化学反应不明显。

(2) 由于火焰厚度很小,但温度和浓度的变化却很大,在火焰前锋中存在很大的浓度梯度和温度梯度。这就引起了火焰中强烈的热传导和物质扩散。由此可

见,在火焰中分子的迁徙不仅有强迫对流的作用,而且还有扩散的作用。热量的迁徙不仅靠对流,也靠导热。因此,预混可燃气的燃烧不仅受化学动力控制,还受扩散作用的控制。

对于烃类火焰,层流预混火焰的另一个特征是可见的辐射。在空气过量时,反应区呈蓝色。蓝色的辐射来源于在高温区域被激活的CH自由基;当空气减少到小于化学恰当比时,反应区呈蓝绿色,这是由于被激活的C₂产生了辐射。在这两种火焰中,OH都会发出可见光;另外,反应 $\text{CO} + \text{O} \longrightarrow \text{CO}_2 + h\nu$ 会发出化学荧光,只是程度要弱一些。如果燃烧更加缺氧的话,就会生成碳黑,形成黑体辐射。尽管碳黑的辐射强度的最大值处于光谱的红外区(不可见),但由于人眼的感光性,将可以看到是从亮黄(近白)到暗橘色的发射光,具体的颜色取决于火焰的温度。

2. 层流预混火焰传播理论

苏联科学家泽尔多维奇及其同事弗兰克·卡门涅茨基、谢苗诺夫等在补充前人研究成果的基础上,提出了层流预混火焰传播的热理论。热理论被认为是目前较为完善的层流火焰传播理论。

热理论认为,层流预混火焰中的化学反应主要是由热量的导入使分子热活化而引起的,因而火焰前锋在预混气中的移动主要取决于从反应区放出的热量不断向新鲜混合气中传递的热导率。热理论并不否认火焰中有链载体的存在和扩散,但该理论认为决定化学反应快慢的主要因素是热量的传递。

依据热理论,可以对层流预混火焰传播做这样的解释,即火焰前锋在预混气中的移动主要是从反应区放出的热量不断向新鲜混合气中传递和新鲜混合气不断向反应区中扩散的共同作用的结果。

层流预混火焰传播目前还有一种理论,即扩散理论。该理论认为:自反应区的链载体向新鲜预混气体的扩散是控制层流火焰传播的主要因素。目前扩散理论的被认同度较低。

3. 层流预混火焰传播速度

首先给出火焰位移速度的概念。火焰位移速度是火焰前沿在静止坐标系下的前进速度,其法向指向新鲜混合气。火焰传播速度又称“火焰法向传播速度”,不同于火焰位移速度,是指火焰前沿相对于新鲜混合气在其法线方向上的速度。若火焰位移速度为 u ,新鲜混合气流速为 w (其法向火焰前沿法向上的分速度为 w_n),那么火焰传播速度为: $S_L = u \pm w_n$ 。当火焰位移速度与新鲜混合气流速的方向一致时,取负号,反之则取正号。当 $w = 0$ 时, $S_L = u$,即这时所观察到的火焰位移速度就是火焰传播速度。若将坐标建立在火焰位移面上,则随火焰移动的观察者的感受的火焰位移速度 $u = 0$,那么火焰传播速度 S_L 与随火焰移动的观察者感受到新鲜混合气向其流动的速度相等。另外,由于生成物被加热,生成物的密度小于反应物的密度。因而,从连续性方程可知,已燃气体的速度大于新鲜混合气的速度:

$$\rho_u S_L A = \rho_u v_u A = \rho_b v_b A \quad (2-154)$$

式中,下标 u 和 b 分别表示新鲜混合气和已燃气体, v_u 和 v_b 分别为新鲜混合气和已燃气体的速度, ρ_u 和 ρ_b 分别为新鲜混合气和已燃气体的密度。对于典型的常压烃-氧火焰,燃烧前后的气体密度比大约为 7,因而气流在有火焰后有明显的加速。

许多研究者数十年来一直致力于层流预混火焰传播速度的研究。一般地,层流预混火焰传播速度严格定义为一维、平面、绝热、定常、层流、预混火焰的自由传播速度。早在 1883 年,马拉德(Mallard)和勒夏特列(Le Chatelier)就开展了对层流预混火焰传播速度的研究。本节介绍的是斯波尔丁的简化分析方法。这一理论只陈述其物理过程而不涉及复杂的数学推导。该分析方法与传热、传质、化学动力学和热力学的原理相结合来理解影响火焰传播速度和火焰厚度的因素,目标是找到一个火焰传播速度的简单解析表达式。

假设:

- (1) 一维,等面积,稳态流;
- (2) 忽略动能、势能,忽略黏性力做功,忽略热辐射;
- (3) 忽略火焰前后的很小的压力变化,即压力是常数;
- (4) 热扩散和质量扩散分别服从傅里叶定律和菲克定律,并假设是二元扩散;

$$(5) \text{ 假设刘易斯数等于 } 1, \text{ 即 } Le = \frac{D_T}{D_m} = \frac{\lambda / (\rho c_p)}{D_m} = \frac{\lambda}{\rho c_p D_m} = 1, \text{ 则 } \lambda = \rho c_p D_m,$$

这将大大简化能量方程;

(6) 混合物的比热与温度及其组成无关,即假设各种组分的比热都相等,且是和温度无关的常数;

(7) 燃料和氧化剂通过一步放热反应生成产物;

(8) 氧化剂等于化学恰当计算量或者过量,即燃料在火焰中完全被消耗。

前文的质量守恒方程的微分形式可以简化为

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} = 0 \quad (2-155)$$

前文的动量守恒方程的微分形式可以简化为

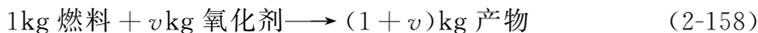
$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{4}{3} \mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) \quad (2-156)$$

由式(2-155)可知,式(2-156)自动满足。

前文的组分守恒方程可以简化为

$$\rho u \frac{\partial Y_i}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho D_{m,i} \frac{\partial Y_i}{\partial x} \right) - \omega_i \quad (2-157)$$

根据假设,燃料与氧化剂为一步总包反应,设方程式为



因而,

$$\omega_F = \frac{1}{v} \omega_O = -\frac{1}{1+v} \omega_{Pr} \quad (2-159)$$

对于每一种组分,应用式(2-157)有

$$\rho u \frac{\partial Y_F}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho D_{m,F} \frac{\partial Y_F}{\partial x} \right) - \omega_F \quad (\text{燃料}) \quad (2-160)$$

$$\rho u \frac{\partial Y_O}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho D_{m,O} \frac{\partial Y_O}{\partial x} \right) - \nu \omega_F \quad (\text{氧化剂}) \quad (2-161)$$

$$\rho u \frac{\partial Y_{Pr}}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho D_{m,Pr} \frac{\partial Y_{Pr}}{\partial x} \right) + (\nu + 1) \omega_F \quad (\text{产物}) \quad (2-162)$$

式中, ω_F 是燃烧反应引起的燃料生成或消耗率,单位为 $\text{kg}/(\text{m}^3 \cdot \text{s})$,依据组分生成率或消耗率的含义可知, $\omega_F = \omega_F M_F$, ω_F 是燃料的反应速度, M_F 是燃料的摩尔质量。在本节分析中,由于假设质量扩散是由菲克定律控制的二元扩散,并且刘易斯数等于 1,这样就不需要求解组分方程,而只需将组分守恒方程式(2-160)~式(2-162)代入能量方程用于简化。

则前文的能量守恒方程可简化为

$$\rho u c_p \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \Phi + Q \quad (2-163)$$

式中, Φ 为

$$\Phi = \frac{4}{3} \mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \quad (2-164)$$

结合式(2-155)可知, $\Phi = 0$ 。 Q 为系统与外界交换的热量: $Q = \sum h_{f,i}^0 \omega_i$ 。依据式(2-158)所表达的总包反应化学恰当关系, Q 可以表达为

$$\begin{aligned} Q &= \sum h_{f,i}^0 \omega_i = \omega_{Pr} h_{f,Pr}^0 - \omega_F h_{f,F}^0 - \omega_O h_{f,O}^0 \\ &= (1 + \nu) \omega_F h_{f,Pr}^0 - \omega_F h_{f,F}^0 - \nu \omega_F h_{f,O}^0 \\ &= \omega_F [(1 + \nu) h_{f,Pr}^0 - h_{f,F}^0 - \nu h_{f,O}^0] \end{aligned}$$

从燃烧热的定义可知,燃烧热 $\Delta h_C = (1 + \nu) h_{f,Pr}^0 - h_{f,F}^0 - \nu h_{f,O}^0$,所以 $Q = \omega_F \Delta h_C$,则式(2-163)可进一步简化为

$$\rho u \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{1}{c_p} \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\omega_F \Delta h_C}{c_p} \quad (2-165)$$

我们的目标是找到层流预混火焰传播速度的一个有用的表达式,从式(2-98)定义可知:

$$S_L = u \quad (2-166)$$

所以联立式(2-155)、式(2-165)和式(2-166)并在已知边界条件下求解 S_L 。火焰上游无穷远处的边界条件为

$$T(x \rightarrow -\infty) = T_u \quad (2-167)$$

$$\frac{dT}{dx}(x \rightarrow -\infty) = 0 \quad (2-168)$$

火焰下游无穷远处的边界条件为

$$T(x \rightarrow +\infty) = T_b \quad (2-169)$$

$$\frac{dT}{dx}(x \rightarrow +\infty) = 0 \quad (2-170)$$

简便起见,假设火焰厚度 l 范围内,温度从 T_u 变化到 T_b ,且满足简单的线性关系。通过计算获得的最终结果为

$$S_L = \left[-2D_T(1+\nu) \frac{\omega_F}{\rho_u} \right]^{\frac{1}{2}} = \left[-2D_T(1+\nu) \frac{w_F M_F}{\rho_u} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2-171)$$

$$l = 2D_T/S_L \quad (2-172)$$

4. 层流预混火焰传播速度影响因素

1) 混合气的初温

理论与实验都表明,当混合气初温升高时,火焰传播速度也迅速增加,这是由于混合气初温的增加使得燃烧反应温度增加,从式(2-24)反应速度公式 $w = k_{rb} C_A^a C_B^b$ 和式(2-32)修正的阿伦尼乌斯公式 $k_{rb} = A_i T^{B_i} e^{-E_i/RT}$ 可知,燃烧反应温度增加将使反应速度迅速增大。由式(2-171)可知:

$$S_L \propto w_F^{\frac{1}{2}} \quad (2-173)$$

所以,当混合气初温增加时,燃料燃烧的反应速度增加,层流预混火焰传播速度增大,有经验公式如下:

$$S_L \propto T_0^{1.5 \sim 2} \quad (2-174)$$

式中, T_0 为混合气初温。

2) 混合气的初压

从式(2-29)可知,对于理想气体的基元反应和一步简单反应,反应速度与系统总压力的 n 次方成正比, n 为化学反应的级数,即 $w \propto p^n$ 。而燃烧通常发生在定压条件下,所以系统反应时的总压力与混合气初压 p_0 相等,那么 $w \propto p_0^n$ 。结合理想气体状态方程 $p_0 = \rho_u R_{eq} T_0$,式(2-171)可以变形为

$$S_L = \left[-2 \frac{\lambda}{\left(\frac{p_0}{R_{eq} T_0} \right)^{c_p}} (1+\nu) \frac{w_F M_F}{\left(\frac{p_0}{R_{eq} T_0} \right)} \right]^{\frac{1}{2}} \propto \left[\frac{p_0^n}{p_0^2} \right]^{\frac{1}{2}} = p_0^{\frac{n-2}{2}} \quad (2-175)$$

显然,层流火焰传播速度与压力的关系取决于化学反应级数 n 。反应级数不同,层流火焰传播速度受压力的影响不同。对于一级反应,火焰传播速度随压力的增加而下降;对于二级反应,火焰传播速度则与压力无关。实验表明,一般碳氢燃料燃烧过程的反应级数在 $1.5 \sim 2$,因此它们的火焰传播速度随压力的下降而略有增加。

但是,在压力很低时,随着压力继续下降,层流预混火焰传播速度也随之下降。这种情况是泽尔多维奇理论所不能解释的。其原因在于泽尔多维奇理论中假设了过程是绝热的。然而,在压力很低的情况下,该假设偏离实际情况太远。这是因为

火焰宽度随压力降低而增加,因此散热损失增加,从而可能使火焰传播速度下降。

3) 混合气的当量比

理论与实验结果都表明,混合气中的燃料与氧化剂的不同组成(当量比)对火焰传播速度有显著影响,这是由于不同当量比对燃烧温度的影响很大,影响了火焰传播速度。对于碳氢化合物燃料,理论上当混合气处于化学恰当比时,火焰传播速度最大。但实际上,碳氢化合物火焰传播速度的最大值一般发生在当量比 $\phi \approx 1.05 \sim 1.1$ (但 H_2 与 CO 除外, S_L 的最大值出现在当量比为 2 左右时),且该值不随压力和温度而改变。一般认为,火焰温度高的混合气其火焰传播速度也最大。在很贫或很富的混合气中,由于燃料或氧化剂较少,反应热较少,而实际燃烧装置不可能是绝热的,故难以维持火焰传播必需的热量积累,所以火焰不能在其中传播。也就是说,火焰传播有浓度的上下限。图 2-9 给出了甲烷-空气层流预混火焰传播速度与当量比的关系。

4) 混合气的输运性质

当其他条件相同时,混合气的输运性质不同则火焰传播速度不同,由式(2-171)可知:

$$S_L \propto D_T^{\frac{1}{2}} \quad (2-176)$$

当热扩散率增加时,层流预混火焰传播速度增大。

5) 混合气中的燃料种类

混合气中的燃料种类对层流预混火焰传播速度有十分显著的影响。在烃类物质中,当其他条件相同时,一般地,炔的层流预混火焰传播速度比烯高,烯的层流预混火焰传播速度比烷高。烯烃和炔烃的含碳量越高(碳原子数增多),其层流预混火焰传播速度越小;而烷烃的层流预混火焰传播速度几乎与分子中的碳原子数无关,如图 2-10 所示。

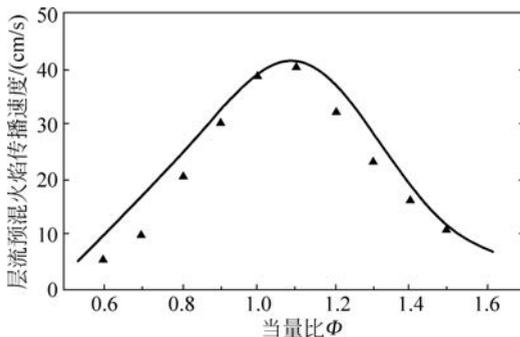


图 2-9 甲烷-空气层流预混火焰传播速度与当量比的关系

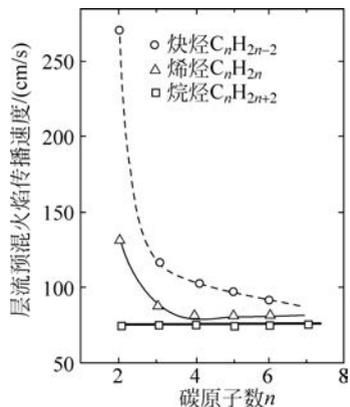


图 2-10 层流预混火焰传播速度与碳原子数的关系

需要指出的是,由于大多数燃料的理论燃烧温度均在 2000K 左右,燃烧反应的活化能也均在 167kJ/mol 左右,燃料中的碳原子数 n 对层流火焰传播速度的影响并不是由火焰温度的差异引起的,而是燃料热扩散系数的不同导致的。

6) 混合气中的添加剂

如果在可燃混合气中添加惰性物质,如 CO_2 、 N_2 、 He 、 Ar 等,则会降低火焰的传播速度。一方面,因为添加可燃混合气中的惰性物质不参与燃烧,只稀释了可燃混合气,使单位时间内在同样大小的火焰面上燃烧的可燃混合气减少,直接影响燃烧温度,从而影响火焰传播速度;另一方面,惰性物质通过影响可燃混合气的物理性质(热扩散系数)来明显影响火焰传播速度。大量实验证明,惰性物质的加入将使火焰传播速度降低,可燃极限缩小。

若可燃混合气中添加的不是惰性气体而是另一种燃料或反应物,如氢气或氧气时,那么火焰的传播速度不仅不会减小反而会增大。当氧化剂中氧的摩尔分数增加时,反应速率通过氧的密度和反应温度的提升而增加,因而火焰传播速度增大。同样,向混合气中添加氢气也会使火焰的传播速度增加,原因是氢的链反应促进了火焰的传播。

5. 层流预混火焰传播速度的测量方法

测量层流预混火焰传播速度的主要困难之一是不容易获得一个稳定的平面火焰。火焰常常是运动的并呈弯曲形,其传播速度不仅会随时间变化,也会沿火焰前锋变化。为此,获得的只能是瞬时火焰传播速度,这与之前定义的一维绝热火焰传播速度有所区别。对于一无限小的火焰面,可用一个理想火焰面来求得瞬时火焰传播速度 S_L ,其中假设未燃气在接近火焰面的过程中温度没有变化,其运动速度 u_1 和角度 α_1 保持不变,如图 2-11 所示。

假设火焰面是一个几何面。经过火焰面后,流动发生折射,已燃混合气以速度 u_2 和角度 α_2 离开火焰面。因此若假设在越过火焰面时,在垂直于火焰面方向上质量流保持连续,以及在火焰面切线方向上的速度保持连续,那么此时 u_1 的法线方向的分量就是火焰传播速度,其方向指向新鲜混合气体。此即米海尔松定律:

$$S_L = u_1 \sin \alpha_1 \quad (2-177)$$

测定层流预混火焰传播速度的另一个困难是如何确定火焰前锋。前文已经讨论过,火焰本身是由预热区和反应区组成的有限厚度的火焰,那么对于一个弯曲的火焰,相对于火焰的来流流动方向就不好确定。而且照相方法测定的火焰厚度和结构取决于不同的光学方法(如阴影、纹影和干涉方法等),使火焰传播速度的精确测定较为困难,关于这些讨论可以进一步参考有关文献。一般地,约定以火焰前锋预热区左边界面来确定火焰传播速度。

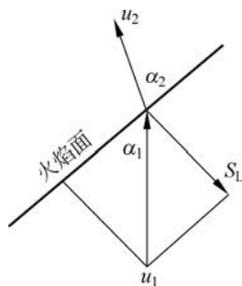


图 2-11 理想火焰面

层流预混火焰传播速度的测量方法主要有本生灯法、标准管法、对冲火焰法、定容弹法等。下面重点介绍有实用价值的几种测试方法。

1) 本生灯法

所谓“本生灯”，就是指德国人本生(Bunsen)最初推荐使用的一种燃烧器。它的原理是让一定量的可燃混合气体在管内做层流流动，若在灯口点燃，则产生一稳定的本生火焰，该火焰呈现较为清晰的内锥面和外锥面特征，内锥面是可燃混合气的层流预混燃烧的火焰前锋，外锥面是未燃尽混合气向空气中扩散发生层流扩散燃烧的火焰前锋。在一般的情况下，内锥面和外锥面的顶部都呈圆形，这是由于管内流速分布不均匀和高温火焰对新鲜混合气体加热影响的结果。如果管口速度分布均匀，则火焰内锥面将近似为正锥形，如图 2-12 所示。通过测量火焰内锥面的表面积 A_F 和混合气体体积流量 Q_V ，即可以计算平均的层流预混火焰传播速度 S_L ：

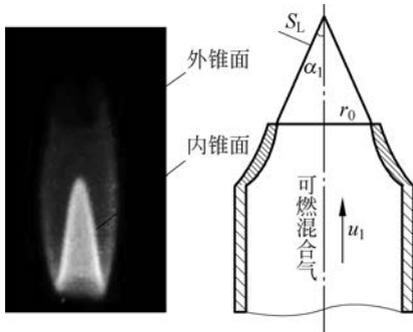


图 2-12 本生灯层流火焰

$$A_F = \pi r_0 l = \pi r_0 \sqrt{r_0^2 + h_0^2} \quad (2-178)$$

$$S_L = \frac{Q_V}{A_F} = \frac{Q_V}{\pi r_0 \sqrt{r_0^2 + h_0^2}} \quad (2-179)$$

式中， r_0 为本生灯出口半径， h_0 为本生火焰内锥面高度， l 为本生火焰内锥面母线长度。通过测量 r_0 、 h_0 和 Q_V 即可以计算 S_L 。

上述计算中并未计入温度的影响。实际上，当混合气体进入火焰前锋前，其已经受到锥形火焰面的加热，但不同位置的火焰面前的混合气受温度影响的程度不同。在靠近管壁处，混合气不仅没有受到火焰面的加热，反而因为管壁散热冷却的影响，受火焰加热作用最小，因此其火焰传播速度最小。相反，在管中心处的混合气流受到火焰面加热的作用最强，其火焰传播速度最大。可以通过在气流中加入某些强发光的粒子，用照相的方法测出其轨迹，从而求得各条流线与火焰面的交角，并用激光多普勒仪测出各点的流速。同时还必须测出温度分布，找出预热区的外边界。这样才能确定各条流线与火焰面（预热区的外边界或称左边界）的交角，从而准确地算出瞬时火焰传播速度 S_L 。由此可见，用本生灯法测量火焰传播速度的平均值很简便。但要测得比较准确，此法并不简便。另外，本生灯法只限于测量传播速度适中的可燃气体，不适宜测量 S_L 较大的可燃气体。

需要说明的是，当燃料和空气调节到化学恰当比混合时，本生火焰的内锥预混火焰为蓝绿色，外锥扩散火焰为淡黄色。改变可燃混合气的当量比可以观察到火焰颜色的变化。当混合气为富当量比时，扩散火焰占主要部分，反应不完全的碳颗粒被析出，火焰呈黄色；当混合气为贫当量比时，燃料完全燃烧，火焰呈蓝

色。富燃料的本生火焰可以用史密斯厄尔(Smithell)火焰分离法进行火焰的内外锥分离。

2) 标准管法

如图 2-13 所示,将调节好的混合气经过混合管,输入一根长为 1.5m、直径为 25mm 的石英玻璃管的一个端口,经过约 70s 管内充足混合气体后,将混合管移至窗外。石英玻璃管的另一端口有一点火器装置会将混合气体点燃,此时在玻璃管内可观察到燃烧的火球传播。玻璃管外放置了两个相距 1.4m、用于感知火焰的周围光源传感器,并配以相应的数据采集系统。实验中将记录火焰面先后通过这两个传感器的时间差 Δt ,然后采用 $S_L = \frac{1.4}{\Delta t}$ 计算平均火焰传播速度。目前该方法的影响因素还不太清楚,例如管径改变时,同一混合气的 S_L 将会不同,因此很少被采用。但作为定性的示教方法,该方法非常直观。

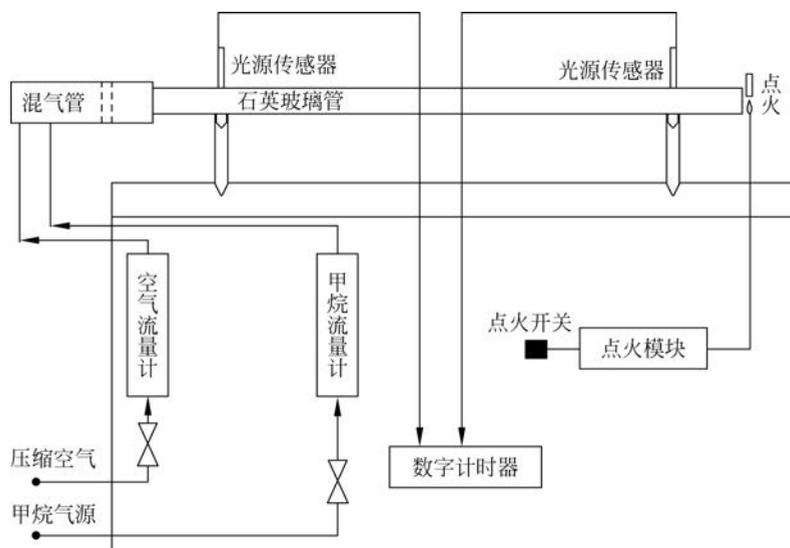


图 2-13 标准管法测层流预混火焰传播速度

3) 对冲火焰法

吴承康、罗忠敬等采用了一种新的测量火焰传播速度的方法,即对冲火焰法,也称作“驻定火焰法”,其原理如图 2-14 所示。在两个相距一定距离的喷嘴中供以相同的混合气,混合气在喷嘴出口处径向方向的速度是均匀的。两股混合气流出喷嘴后就以射流的形式互相对撞。若此时将混合气点燃,则会形成两个驻定的、近似平面的火焰。由于对中滞止效应,该方法更有效地解决了火焰边缘散热损失的问题,近似满足一维、平面、绝热、定常、层流、预混、自由传播等层流预混火焰传播速度的定义。但由于对冲射流的气流速度沿轴向下,并产生横向(径向)分量,使火焰在带有速度梯度的流场中传播,产生径向展宽拉伸,称这种火焰为“拉

伸火焰”(stretched flame)。利用拉伸火焰测得的火焰传播速度不是过去定义的一维绝热平面火焰的传播速度。但若消除速度梯度的影响,就能获得其层流火焰传播速度。

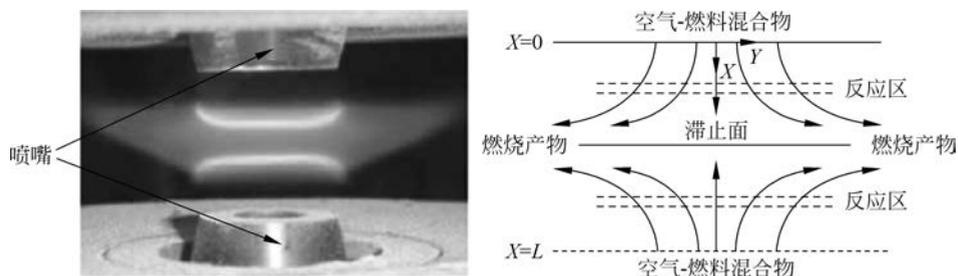


图 2-14 对冲火焰法

4) 定容弹法

定容弹内可燃预混气的燃烧为球形火焰传播过程。由于定容弹的设计要求之一是可测量的最大球形火焰体积占定容弹内总体积的比例很小,所以在火焰传播过程中定容燃烧弹内的压力变化很小,可近似认为其是定压燃烧过程,并且已燃气为静止状态。那么已燃气球形面的传播速度 S_b 即可由下式计算:

$$S_b = \frac{dR_f}{dt} \quad (2-180)$$

式中, R_f 为 t 时刻球形火焰面的半径。

理想层流火焰为无拉伸的平面火焰,球形火焰是一个典型的拉伸火焰。由前文所述,层流火焰拉伸率的定义为火焰面关于时间的相对变化率,因此已燃气的球形面的拉伸率可由下式计算:

$$K = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} = \frac{2}{R_f} \frac{dR_f}{dt} = \frac{2}{R_f} S_b \quad (2-181)$$

依据马克斯坦长度理论,采用火焰面传播速度与拉伸率的线性模型(式(2-182)),可以得到无拉伸的已燃气球形面的传播速度 S_b^0 :

$$S_b^0 = L_b K + S_b \quad (2-182)$$

式中, L_b 即马克斯坦长度,它是反映预混火焰传播稳定性的重要参数。当 L_b 为正值时,火焰面传播速度随拉伸率的增大而减慢,火焰稳定传播。当 L_b 为负值时,火焰面传播速度随拉伸率的增大而加快,火焰容易出现不稳定现象。

在得到 S_b^0 后,根据质量守恒定律有

$$S_u^0 = S_b^0 \frac{\rho_b}{\rho_u} \quad (2-183)$$

式中, S_u^0 即层流火焰燃烧速度(又称“层流火焰传播速度”)。 ρ_b 和 ρ_u 分别代表已燃气体和未燃预混气体的密度, ρ_u 可以由可燃预混气体的初始状态计算获得,而 ρ_b 则可按照定压绝热过程,通过燃烧化学平衡计算得到。

按照上述理论,通过处理实验拍摄的火焰传播纹影图片即可得到燃料层流火焰传播速度和马克斯坦长度。

2.5.2 湍流预混燃烧

1. 湍流预混火焰结构

2.5.1节分析了层流预混火焰的结构。实际上,工程中各种燃烧装置的燃烧过程往往都是在湍流状态下进行的,因而掌握湍流状态下的火焰结构更有实际意义。常见的湍流预混火焰结构有两种:本生灯型的正锥火焰和管内钝体尾流的倒锥火焰。下面以本生灯型的正锥火焰结构为例进行讨论。

如图2-15所示,层流火焰锋面光滑,外形清晰,焰锋厚度很薄(毫米量级或更小),在标准状况下火焰传播速度较小(20~100cm/s)。湍流火焰长度短,锋面不断抖动并有明显噪声,轮廓模糊粗糙,焰锋较厚,火焰传播速度较层流大好几倍。由2.5.1节可知,层流火焰传播速度仅仅取决于预混可燃气的物理化学性质。而湍流火焰传播速度不仅与预混可燃气的物理化学性质有关,还与湍流性质有关,湍流强度增大,湍流火焰传播速度将增加,火焰更短。湍流火焰比层流火焰传播速度快的原因主要有:①湍流流动使火焰变形,火焰表面积增加,增大了反应区;②湍流加速了热量和活性中间产物的传输,使反应速率增加,即燃烧速率增加;③湍流加快了新鲜未燃混合气和已燃气之间的混合,缩短了混合时间,提高了燃烧速度。使用湍流火焰的燃烧设备,其尺寸更紧凑,加之向外界散热损失较小,经济性更高。

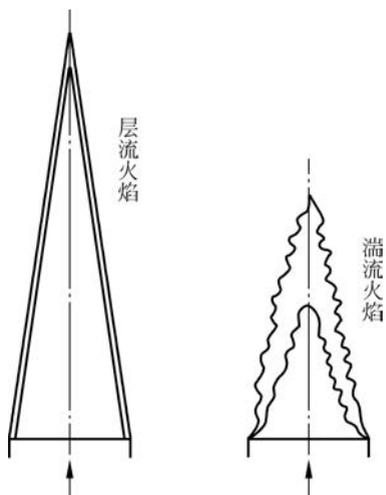


图 2-15 本生灯层流火焰和湍流火焰

2. 湍流预混火焰传播理论

目前流行的湍流预混火焰传播理论主要有两种,一种是由达姆科勒和谢尔金开创的皱折表面燃烧理论;另一种是由萨默菲尔德和谢京科夫建立的容积燃烧理论。在介绍上述理论之前,先简要介绍均匀湍流场的相关概念。

1) 均匀湍流场的相关概念

对于一个均匀的、各向同性的湍流场来说,湍流特性可以用两个特征量来表示,即湍流强度和湍流尺度。湍流强度以按时间平均的均方根脉动速度 u_{RMS} 来表示:

$$u_{\text{RMS}} = \sqrt{u'^2} = \sqrt{(u - \bar{u})^2} = \sqrt{u^2 - \bar{u}^2} \quad (2-184)$$

式中, u 为瞬时速度, \bar{u} 为时间平均速度, u' 为脉动速度。

有时也可用相对湍流强度表示, 即

$$\frac{\sqrt{u'^2}}{\bar{u}} = \frac{u_{\text{RMS}}}{\bar{u}} \quad (2-185)$$

湍流尺度为湍流中微团在消失以至失去基本性能之前所经过的平均距离, 又称“混合长度”。它与微团的尺寸有关, 以相关系数 l 表示, 有两种表示方法。

拉格朗日湍流尺度(Lagrange turbulent scales):

$$l_L = \sqrt{u'^2} \int_0^\infty R_t dt = u_{\text{RMS}} \int_0^\infty R_t dt \quad (2-186)$$

式中, R_t 为时间相关系数或拉格朗日相关系数, 它表示同一质点(微团)在不同时间的相关性, 即

$$R_t = \frac{\overline{u'_0 u'_t}}{\sqrt{u'^2_0} \sqrt{u'^2_t}} = \frac{\overline{u'_0 u'_t}}{u_{\text{RMS}}^2} \quad (2-187)$$

式中, u'_0 为某一质点任意时刻的脉动速度, 在时间 t 后的脉动速度为 u'_t 。 $\int_0^\infty R_t dt = t_0$, 这里 t_0 为特征时间。

欧拉湍流尺度(Euler turbulent scales):

$$l_B = \int_0^\infty R_r dr \quad (2-188)$$

式中, R_r 为空间相关系数或欧拉相关系数, 它表示同一瞬间主流内已知距离为 r 的两个不同点的脉动速度的相关性, 即

$$R_r = \frac{\overline{u'_0 u'_r}}{u_{\text{RMS}}^2} \quad (2-189)$$

l_L 和 l_B 存在什么关系, 在理论上还不清楚。

根据普朗特假设, 湍流强度为湍流尺度和平均速度梯度的函数, 即

$$u_{\text{RMS}} = l \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right| \quad (2-190)$$

湍流的另一个常用概念是湍流扩散系数, 又称“涡黏性系数”, 对比分子运动理论, 湍流扩散系数 Γ 定义为湍流强度与湍流尺度的乘积:

$$\Gamma = l u_{\text{RMS}} \quad (2-191)$$

则湍流扩散系数的普朗特表达式为

$$\Gamma = l^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right| \quad (2-192)$$

2) 皱折表面燃烧理论

一般认为湍流预混火焰的皱折表面燃烧理论是由达姆科勒和谢尔金开创的。他们认为湍流预混火焰中仍然存在微元层流火焰面的基本结构, 湍流脉动的作用是在一定的空间内使火焰表面弯曲、皱折, 乃至破裂成不连续的小岛状封闭小面

积,从而增大了燃烧表面积,提高了燃烧速度。

达姆科勒首先将湍流预混火焰的传播区分成小尺度强湍流火焰和大尺度弱湍流火焰。已知气体湍流运动是由大小不同的气体微团所进行的不规则运动,当这些不规则运动的气体微团的平均尺寸相对地小于混合气体的层流火焰前沿厚度时($l < \delta$),该湍流预混火焰被称为“小尺度湍流火焰”,反之被称为“大尺度湍流火焰”。当湍流的脉动速度比层流火焰传播速度大得多时($u' > S_L$),该湍流被称为“强湍流”,反之被称为“弱湍流”。工程上的湍流预混火焰大多属于大尺度弱湍流火焰。

对于大尺度弱湍流火焰,微团尺寸大于层流火焰前沿厚度,致使火焰前沿产生弯曲变形。但由于脉动速度小于正常火焰传播速度,前沿面没有被冲破,仍保持连续的皱折状,如图 2-16 所示。皱折火焰前沿的每一微元面,在其法向的传播仍以层流火焰传播速度向前推进。此时微团在一刻不停地做不规则运动,肉眼不能看到清晰、稳定的火焰前沿,看到的仅是模糊的发光区。达姆科勒认为湍流火焰传播速度之所以比层流大,是由于湍流脉动促使火焰前沿皱折变形而面积增大,因而有

$$\frac{S_T}{S_L} = \frac{F_T}{F_L} \quad (2-193)$$

式中, S_T 和 S_L 分别为湍流预混火焰传播速度和层流预混火焰传播速度; F_T 和 F_L 分别为火焰前沿皱折表面积和来流的几何横截面积。

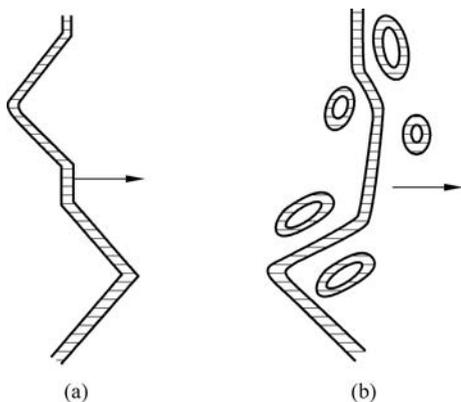


图 2-16 皱折表面燃烧理论的简化模型

(a) 大尺度弱湍流; (b) 大尺度强湍流

因此,在大尺度湍流情况下,湍流火焰传播速度的确定完全取决于如何计算皱折火焰的表面积。达姆科勒对此并没有定量的计算,仅进行了定性分析,即

$$S_T \propto Re \quad (2-194)$$

式(2-194)表示大尺度湍流火焰的传播速度仅与流动性质有关,与燃料的物理化学性质无关,但这个结论与实验结果不符。

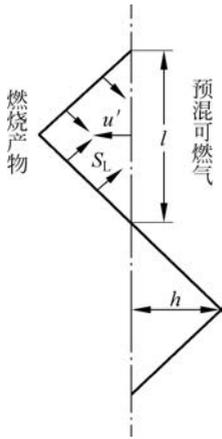


图 2-17 谢尔金假设的
火焰前沿

谢尔金进一步发展了这一理论。他假设湍流火焰表面由无数锥形组成,如图 2-17 所示。因此湍流火焰传播速度与层流火焰传播速度之比等于微元锥体的侧表面与底表面之比。锥的高度 h 等于湍流强度与时间的乘积,这个时间取 $l/(2S_L)$,则圆锥的高度为

$$h = u_{\text{RMS}} t = \frac{u_{\text{RMS}} l}{2S_L} \quad (2-195)$$

根据火焰几何学,有

$$\frac{S_T}{S_L} = \sqrt{1 + \frac{h^2}{l^2}} \quad (2-196)$$

将式(2-195)代入式(2-196)得到谢尔金公式:

$$\frac{S_T}{S_L} = \sqrt{1 + \left(\frac{u_{\text{RMS}}}{S_L}\right)^2} \quad (2-197)$$

由式(2-197)可见,在大尺度弱湍流情况下,湍流预混火焰的 S_T 不仅与 u_{RMS} 有关,也与 S_L 有关。这一点和实验结果是相符的。但是,在强湍流时,若 $u' \gg S_L$,谢尔金公式又会变成 $S_T \propto u'$,这与实验结果是不相符的。

达姆科勒与谢尔金的模型不适用于大尺度强湍流火焰传播规律。因而,不少学者,如卡洛维兹(Karlovitz)及其同事根据实验结果对达姆科勒和谢尔金的湍流预混火焰传播理论做了补充和修正。卡洛维兹认为湍流预混火焰传播是湍流扩散和层流预混火焰传播相结合的结果,请读者自行阅读有关参考文献。

3) 容积燃烧理论

近年来一些达姆科勒和谢尔金的支持者们试图把皱折表面燃烧理论推广到强湍流,即火焰表面有撕裂的情况中去,并推导出更为复杂的公式。但是,实验测定并没有充分证实这种概念,不存在分散的层流火焰前沿面。

湍流火焰的皱折表面燃烧理论的主要缺点是只考虑了强烈脉动使反应表面得到增长的一面,而忽略了燃烧产物和可燃气体强烈混合的一面。实际上,燃烧反应并不像层流火焰传播那样集中在薄的火焰前沿内,而是弥散在一个宽广的区域,这个区域称为“反应区”,其厚度通常为层流火焰前沿厚度的 10~100 倍。

为了弥补皱折表面燃烧理论的不足,1950 年起,一些研究者开始引入空间放热速度的概念,出现了湍流预混火焰的容积燃烧理论。萨默菲尔德及其合作者根据反应区的概念和与层流、湍流火焰传播相似的观点,导出了湍流火焰传播速度。谢京科夫利用湍流预混火焰容积燃烧理论,使用简化数值计算的方法,估算了湍流火焰的一些特性:火焰位置、反应区厚度和传播速度。

(1) 萨默菲尔德理论

萨默菲尔德认为,在高强度湍流下,湍流预混火焰是一个弥散的反应区。与层流预混火焰传播速度类似,湍流预混火焰传播速度可以用热理论推导。预混可燃

气的层流火焰传播速度与预混可燃气的热扩散系数 D_T 的平方根成正比,与其平均化学反应时间 t_c 的平方根成反比,即

$$S_L = \sqrt{\frac{D_T}{t_c}} \quad (2-198)$$

根据相似性假设,可以推导出湍流预混火焰传播速度为

$$S_T = \sqrt{\frac{\Gamma}{t_T}} \quad (2-199)$$

式中, Γ 为湍流扩散系数,即涡黏性系数; t_T 为湍流预混火焰平均化学反应时间, $t_T = l_T/S_T$; l_T 为湍流预混火焰反应区厚度。将式(2-198)和式(2-199)相除有

$$\frac{S_T}{S_L} = \sqrt{\frac{\Gamma t_c}{D_T t_T}} = \sqrt{\frac{\Gamma l_c/S_L}{D_T l_T/S_T}} = \sqrt{\frac{\Gamma l_c S_T}{D_T l_T S_L}} \quad (2-200)$$

$$\frac{S_T}{S_L} = \frac{\Gamma l_c}{D_T l_T} \quad (2-201)$$

$$\frac{S_T l_T}{\Gamma} = \frac{S_L l_c}{D_T} \quad (2-202)$$

式(2-202)称为“相似性假设方程”,它表示令湍流和层流两种火焰相似所需要的条件。

对于层流火焰,由实验测定给出:

$$\frac{S_L l_c}{D_T} \approx 10 \quad (2-203)$$

那么对于湍流火焰也有

$$\frac{S_T l_T}{\Gamma} \approx 10 \quad (2-204)$$

可以根据测定的反应区厚度 l_T 和涡黏性系数 Γ 求出湍流火焰传播速度 S_T 。

(2) 谢京科夫容积燃烧理论

谢京科夫容积燃烧理论认为,在强湍流情况下,由于湍流扩散极其迅速,以致一个微团在生存时间内已经受了多次脉动,被撕裂成多个新微团,因而不可能维持微团的表面燃烧,见图 2-18。即使假设微团在生存时间内有均匀的浓度和温度分布,但不同的微团有不同的浓度和温度,导致不同的反应速度。有的达到着火条件就发生剧烈反应,有的未达到着火条件就不断地湍流扩散,直到原先的微团消失,新的微团形成。由于微团的湍流混合速度影响着燃烧速度,容积燃烧模型又称作“微扩散模型”。由此可见,湍流火焰传播速度不仅与湍流强度有关,而且与可燃气体的性质和着火条件有关。

谢京科夫根据上述燃烧模型用简化的数值计算方法估算了湍流火焰传播速度,具体的计算过程请读者自行阅读相关文献。

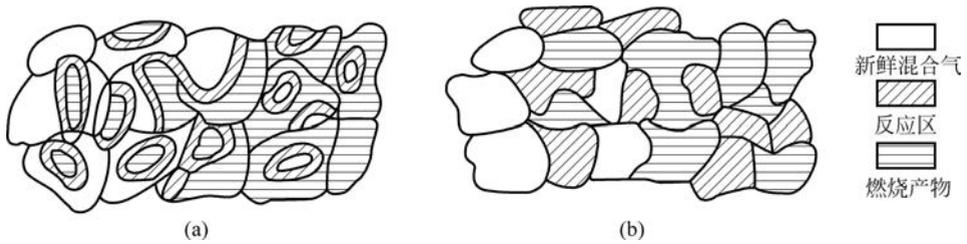


图 2-18 湍流火焰的两种燃烧理论模型

(a) 皱折表面燃烧理论模型；(b) 容积燃烧理论模型

3. 湍流预混火焰传播速度及影响因素

用与层流预混火焰传播速度类似的方法定义湍流预混火焰传播速度，即湍流火焰前沿法向相对于新鲜混合气运动的速度。

与层流预混火焰传播速度类似，对湍流预混火焰传播速度做理论解析还有许多困难。实际上，湍流预混火焰传播速度主要是以计算或测出层流预混火焰传播速度为基础，通过湍流预混火焰传播速度与层流预混火焰传播速度间的关系整理出经验公式来计算。塔兰托夫总结的煤油-空气混合气的湍流预混火焰传播速度的经验公式为

$$S_T = 5.3(u')^{0.6-0.7}(S_L)^{0.4-0.3} \quad (2-205)$$

式中， S_T 为煤油-空气混合气湍流预混火焰传播速度， u' 为煤油-空气混合气湍流脉动速度， S_L 为煤油-空气混合气的层流预混火焰传播速度。需要说明的是，由于湍流实验条件的差别，这个经验公式不如层流预混火焰传播速度那样通用，只适用于给定的混合气和湍流实验条件。

已有研究表明，新鲜混合气流动的雷诺数、脉动速度、层流预混火焰传播速度，以及混合气浓度是影响湍流预混火焰传播速度的主要因素。当然，影响层流预混火焰传播速度的因素（如混合气的初温、初压、当量比等）都会影响湍流预混火焰传播速度。与层流预混火焰传播速度类似， S_T 也在当量比为 1 的富燃料侧处于最大值；混合气初温增加， S_T 也增加，因为温度增加了层流预混火焰传播速度 S_L ；混合气初压增大， S_T 也增加，因为压力增大使脉动速度 u' 增大了。因此，高温高压燃烧室的湍流预混火焰传播速度比低温低压下大。从已开展的实验结果可以大致总结以下结论：

(1) 湍流预混火焰传播速度与湍流强度有很大关系，湍流强度越大，火焰传播速度越快。

(2) 燃料种类和新鲜混合气成分对湍流预混火焰传播速度有较大影响。

(3) 压力增加将使湍流预混火焰传播速度增加，火焰厚度减小。初始温度越高，压力的影响越显著。

(4) 提高温度也可以提高湍流预混火焰传播速度、减小火焰厚度。初始压力越高，温度的影响越大。

(5) 湍流尺度对湍流预混火焰传播速度影响不大,在强湍流下,湍流尺寸与湍流预混火焰传播速度无关。

在实际工程中,为了提高燃烧速度,改善燃烧性能,往往采用以下方法:

- (1) 设法提高湍流强度。
- (2) 采用 S_L 较大的新鲜混合气。
- (3) 提高新鲜混合气的初始压力和初始温度。

4. 湍流预混火焰传播速度的测量方法

测量湍流预混火焰传播速度的常见方法有两种,即定常开口火焰测量法和定常封闭火焰测量法。

1) 定常开口火焰测量法

定常开口火焰测量法即本生灯法,它与测量层流预混火焰传播速度使用的方法基本相同,只是必须在进口处提供一个产生湍流的手段。达姆科勒、卡洛维兹等通过增加管径和增加流速来产生湍流。这种方法的优点是能比较准确地知道进口的湍流特性,缺点是湍流强度和尺度随离管道中心的径向距离的不同而变化。为了克服这个缺点,霍特尔(Hottel)、萨默菲尔德等采用短管并在收缩断面上游安装隔板或穿孔平板来产生湍流。采用这种方法后,尽管在紧接着隔板的下游区的湍流不是各向同性并难于描述,但在充分远的下游区域可以成为各向同性的湍流。该方法的缺点是产生的湍流强度总是很小。

湍流预混火焰传播速度的大小根据测量得到的流入的新鲜预混气流量除以湍流预混火焰表面积求得。这里,确定湍流预混火焰表面的面积是关键。在确定层流预混火焰传播速度时,曾将其规定为内锥面积。层流预混火焰前锋很薄,以至于用火焰内锥或外锥计算出来的火焰传播速度相差不大。因此,对于层流预混火焰传播速度来说,在一定范围内,它的大小与实验技术关系不大。但是,湍流预混火焰的情况就不一样,即使对于中等程度的湍流强度,其火焰前沿厚度也很大,如何恰当地选择湍流预混火焰表面就是一个困难的问题。各个研究者基于测试技术和假设的湍流预混火焰传播的概念不同,选取的湍流预混火焰表面位置也不同。例如达姆科勒套用了层流预混火焰的方法,采用了发光区的内边界作为湍流预混火焰表面,但这个方法没有被多数人接受。威廉姆斯(Williams)和博林格(Bollinger)强调将发光区内外面中间的假想基准火焰面作为湍流预混火焰表面,但缺乏足够依据。卡洛维兹等则选用光密度计分析确定照片的最亮位置作为预混火焰面积。因而湍流预混火焰传播速度不仅依赖于实验技术,而且还取决于研究者所假设的湍流概念。在分析湍流预混火焰传播速度和阐述火焰研究的现状时,应当注意这一点。

2) 定常封闭火焰测量法

定常封闭火焰测量法即在冲压喷气封闭燃烧器中进行测量的方法。图 2-19 显示了管内稳定在钝体后的尾流火焰。新鲜预混气通过网格产生的湍流气流进入

矩形横截面燃烧室,在钝体后形成倒锥形封闭火焰。这个方法遇到的困难也是如何确定湍流预混火焰面积。因为在强湍流时,火焰几乎充满了钝体后的整个楔形区域。沃尔(Wohl)采用发光区上游的可见边界代表湍流火焰面,得到的湍流预混火焰传播速度比本生灯法测量的大得多,也比理论预测的大,说明该测量方法有待改进。

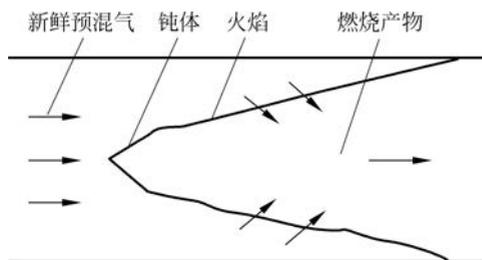


图 2-19 定常封闭火焰测量法

2.5.3 层流/湍流的扩散燃烧

在许多燃烧设备中,燃料与氧化剂在燃烧之前是分开的,燃烧过程主要是一边混合一边燃烧,受扩散混合过程控制,此即扩散燃烧。

扩散燃烧在工业炉窑、锅炉、燃气轮机等方面应用广泛,日常生活中常见的蜡烛火焰,也是扩散燃烧的典型范例之一。为了提高燃烧设备的热强度、扩大稳定运行的范围和提高燃烧效率等,人们对扩散燃烧的机制和技术进行了广泛的研究。在许多基本现象的基本规律方面取得了很好的结果。

在扩散燃烧中,燃料和氧化剂的混合依靠质量扩散进行,这种扩散与流动状态有关。在层流状态下,混合依靠分子扩散进行,层流扩散燃烧的速度取决于气体的扩散速度。在湍流状态下,由于大量气团的无规则运动,强化了质量扩散,使燃料和氧化剂之间的质量扩散大大增加,从而使燃烧所需的时间大大缩短。

气体燃料射流扩散燃烧是典型的扩散燃烧,大致包含三个过程:①气体燃料与氧化剂的混合;②混合物的加热、着火;③混合物的燃烧。气体燃料扩散燃烧的分类方法很多,按射流的环境条件可以分为:自由射流火焰和受限射流火焰。按射流的结构可以分为直喷射流火焰和旋转射流火焰,平行射流火焰和相交射流火焰,环形射流火焰和同轴射流火焰。按喷嘴的形状可以分为平面(狭缝式)射流火焰和圆柱形射流火焰。按射流的流动状态可以分为层流射流扩散火焰和湍流射流扩散火焰。不同的分类方法只是为了突出某一方面的特点,其实际过程可能是两种(甚至三种)分类的交叉,关键在于抓住问题的实质。

以层流自由射流扩散燃烧为例,简单阐述层流扩散燃烧的基本特征和规律。图 2-20 为层流自由射流和层流自由射流扩散火焰结构示意图。一股气体燃料喷入静止的空气环境中,假如未点燃,即自由射流,图 2-20(a)表示的就是这种自由射流任意横断面的速度、温度、燃料组分和氧气组分质量分数分布曲线。图 2-20(b)为点燃后的自由射流扩散火焰结构,图中同样绘制了任意断面的速度、温度和组分分布,扩散火焰呈圆锥形。由于达姆科勒第一特征数 D_1 很大,反应可视为发生于厚度为零的火焰前沿面。火焰前沿表面对氧化剂和燃料都是不可渗透的。因此,

在燃料侧不存在氧气,在氧气侧不存在燃料。从图 2-20 可知,射流轴线上的燃料浓度最大,沿径向逐渐下降,至火焰前沿面处燃料浓度为零。环境处的氧化剂浓度最大,沿轴向逐渐下降,至火焰前沿处氧化剂浓度为零。火焰前沿面是反应中心,温度最高,为燃料的理论燃烧温度。

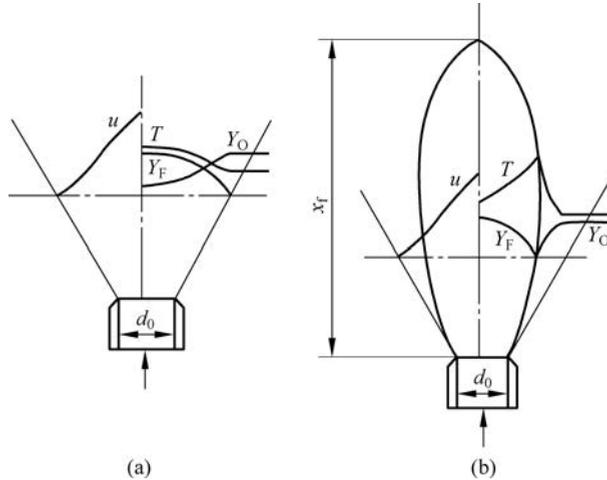


图 2-20 层流自由射流和层流自由射流扩散火焰结构示意图

(a) 层流自由射流; (b) 层流自由射流扩散火焰

u : 速度分布; T : 温度分布; Y_F 和 Y_O : 燃料浓度和氧浓度分布; x_f : 火焰高度

层流扩散火焰的前沿位置必定在化学恰当比处。因为在理想情况下,火焰前沿面上不可能有过剩的空气,也不可能有过剩的燃料,否则火焰前沿位置将不可能稳定。假如火焰前沿面有过剩的燃料,那么过剩燃料将扩散到火焰前沿外侧,遇到氧化剂将继续燃烧,消耗扩散进来的氧化剂,使进入火焰前沿面的氧化剂减少,从而使火焰前沿面上的燃料更加过剩。因此,火焰前沿位置势必不可能维持稳定,会向外移动。反之,假如火焰前沿面处空气过剩,火焰前沿面的位置要向内移动。由此看出,层流射流扩散火焰只有在燃料和氧化剂的组成在化学恰当比的位置上才可能稳定。

实际的层流射流扩散火焰并不像上面说的那样无限薄。因为燃料和氧化剂的反应速度也不是无限快,实际的火焰前沿有一定的厚度。如图 2-21 所示, A 、 B 面分别为火焰前沿的内、外表面。在火焰前沿内,燃料和氧化剂浓度分布曲线呈交叉状。由于反应是在有限空间内发生的,并有散热,因此燃烧达到的最高温度低于理论燃烧温度。由图可知,火焰前沿在靠近燃料侧,燃料浓度比氧化剂浓度高得多,在高温缺氧下燃料将产生热分解,生成固体碳,即碳黑。在火焰前沿内,这些固体碳呈明亮的淡黄色火焰,有较高的辐射强度。

由于射流扩散火焰出现在燃料和氧化剂的组成为化学恰当比的位置上,所以不可能产生回火。这一点与可燃气体预混火焰有很大不同。但是射流扩散火焰有吹

熄现象,因此射流扩散燃烧仍然存在火焰稳定问题。

对于自由射流扩散火焰,当燃料喷射速度增加时,层流自由射流扩散火焰向湍流自由射流扩散火焰过渡。图 2-22 形象地表示了随喷嘴速度增加,由层流自由射流扩散火焰过渡到湍流自由射流扩散火焰的情形。由图可知,在射流速度比较低时,火焰保持层流状态,火焰前沿面光滑、稳定、明亮;随射流速度的增加,火焰高度增加,直到某最大值,此时火焰仍保持层状。如果再增大射流速度,在火焰顶部开始出现颤动、皱折、破裂。由于湍流的影响,湍流扩散混合加快,燃烧速度增加,火焰高度缩短。如果继续增加射流速度,开始颤动、皱折、破裂的点就向喷口方向移动,直到破裂点靠近喷口。此时火焰达到完全湍流状态。在湍流自由射流扩散燃烧的范围,增加射流速度,破裂起始点位置不变,火焰高度趋于定值,但噪声增加。如果过分增加射流速度,火焰会脱离喷口直至吹熄。

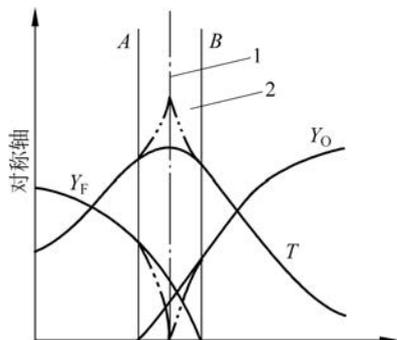


图 2-21 实际层流自由射流扩散火焰结构

1: 理想火焰前沿; 2: 实际火焰前沿

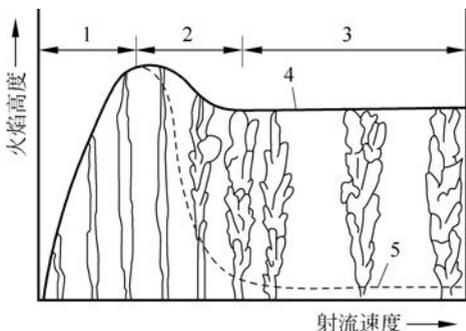


图 2-22 自由射流扩散火焰受射流速度的影响

1: 层流火焰区; 2: 过渡火焰区; 3: 充分发展的湍流火焰区; 4: 火焰高度包络线; 5: 破裂点包络线

因此,对于层流自由射流扩散火焰,当喷口一定时,增加射流速度,火焰高度几乎呈线性增加。通过实验同样发现,当射流速度一定时,火焰高度随喷口直径增加而增加。因此,层流自由射流扩散火焰的高度与燃料的容积流量成正比。

与层流自由射流扩散火焰相比,湍流自由射流扩散火焰的特点有:

(1) 湍流自由射流扩散的火焰前沿为颤动的、皱折的、破裂的,其火焰高度的测量很不容易。

(2) 湍流自由射流扩散的火焰前沿厚度较宽,并处于激烈脉动中。如果用时间平均值绘制某横断面的温度、速度、浓度分布,其图形与图 2-21 很类似。

(3) 湍流自由射流扩散火焰的高度与射流速度无关,仅与喷嘴直径成正比。因此,如果要设计一个短的燃烧室,根据此预测只能减小喷嘴直径。如果热负荷很大,为了获得短的火焰,只能用若干个小直径喷嘴。相反,有些工业窑炉为了沿炉长方向能均匀传热,常要求很长的火焰,为此燃料通常由单个喷嘴送入。

在燃气涡轮发动机、冲压发动机、锅炉和工业炉的燃烧室中,射流火焰大多被

限制在有限容积的燃烧室内。受限的射流火焰通常为两类：①横向受限射流扩散火焰：燃料射流射入的方向和空气流的方向相垂直。②纵向受限射流扩散火焰：燃料射流射入的方向和空气流相平行。其中，工程上较为常见的是纵向受限射流扩散火焰。

工程上另外一种常见的湍流扩散火焰是旋转射流扩散火焰。与自由射流相比，旋转射流有以下基本特征：

(1) 在旋转射流中，除了具有自由射流中存在的轴向分速度和径向分速度外，还有切向分速度，而且其径向分速度在喷嘴出口附近比自由射流的径向分速度大得多。

(2) 由于旋转，在轴向和径向都建立了压力梯度，这两个压力梯度又反过来影响流场。不同的旋转的强度会产生不同的流动。

(3) 旋转射流的扩展角一般都比自由射流的扩展角大，而且它也随旋转的强度而变化。

通常用旋流强度(又称“旋流数”)来表征流体旋转的强弱，用无量纲数 S_N 来表示。旋流强度定义为切向旋转动量矩 M 和轴向动量 I 与特征尺寸 r_0 乘积之比，即

$$S_N = \frac{M}{I r_0} \quad (2-206)$$

其中，切向旋转动量矩又称“切向旋转角动量”，由定义有

$$M = \int_0^R \omega r m dr = \int_0^R \omega r \rho u 2\pi r dr \quad (2-207)$$

轴向动量有

$$I = \int_0^R u \rho u 2\pi r dr + \int_0^R p 2\pi r dr \quad (2-208)$$

式中， r_0 取喷嘴出口半径， u 和 ω 为任意横截面上气流的轴向速度和切向速度， r 为任意横截面上某微元到原点的距离， m 和 ρ 为任意横截面上某微元的质量和密度， R 为横截面的半径(若该半径为喷嘴截面半径， R 即 r_0)， p 为横截面上微元处的压力。

由于精确测量旋转射流断面速度和静压力有一定困难，在工程上为了简便，往往用燃烧器的几何结构特征来表示旋流强度，这样式(2-207)和式(2-208)可以写为

$$M = \rho V \bar{\omega} R_s \quad (2-209)$$

$$I = \rho V \bar{u} \quad (2-210)$$

式中， V 为空气容积流量， \bar{u} 和 $\bar{\omega}$ 分别为旋流器的平均轴向速度和平均切向速度， R_s 为旋转射流的旋转半径。工程中对于不同类型旋流器的结构，有不同旋流强度的计算公式。这些计算公式的形式不一，在各国之间也有细微的差别。

根据旋转射流流场的特征，旋转射流扩散火焰可以分成两类：弱旋转射流扩

散火焰和强旋转射流扩散火焰。

当旋流强度小于一定值时,轴向速度处处为正值,不会出现轴向逆流,这种不存在回流区的旋转射流称作“弱旋转射流”,此时产生的火焰称为“弱旋转射流扩散火焰”。弱旋转射流扩散火焰由于不具备稳定火焰的特性,其应用范围并不广。

当旋转射流的旋流强度增加时,沿轴向的反向压力梯度大到足以发生反向流动,并建立内部回流区,这种旋转射流称为“强旋转射流”,此时产生的火焰称为“强旋转射流扩散火焰”。这种具有回流区的旋转射流在稳定火焰方面起着重要作用,因而在工程燃烧技术中应用广泛。

总体来说,旋转射流扩散火焰大体上有三种形式:

(1) 旋流强度很低的散火焰,其外形与自由射流扩散火焰类似。火焰在离喷口一定距离处稳定。由于气流旋转,射流膨胀,卷吸空气混合加强,燃烧速度加快。因此,与自由射流扩散火焰相比,旋转射流火焰更短一些、宽一些,火焰前沿面呈波动状。

(2) 在中等或高的旋流强度下,由于产生了回流区,火焰的稳定性增加,使着火点靠近喷口,甚至在扩张段内就形成火焰。由于旋流强度增大,射流扩张相应加大,卷吸量增加,混合更强烈,燃烧强度更高,从而形成更短、更宽的火焰。

(3) 当旋流强度更高,并具有扩张段时,火焰将黏附在扩张段和炉壁上,呈平面火焰。此时喷口的几何形状对径向贴壁流动影响很大。如果采用喇叭形大张角短长度发散型喷嘴,甚至在中等的旋流强度水平下就能产生平面火焰。

2.6 液雾燃烧基础理论

液体燃料的燃烧方式大体分为预蒸发燃烧(将液体燃料加热,使其蒸发为气相燃料而进行燃烧)、液面燃烧和液雾燃烧,其中以液雾燃烧最为普遍。液雾燃烧的基本单元就是单个液体燃料滴的燃烧,尽管液雾燃烧并非单个液体燃料滴燃烧的简单叠加,但它是液雾燃烧的重要基础,因此单个液体燃料滴的燃烧在燃烧学中占有重要的地位。本节将阐述航空喷气燃料 RP-3 的特性及其油滴的蒸发、燃烧特性等基础理论。后面的章节将论述燃油的雾化、蒸发和燃烧理论。

2.6.1 航空喷气燃料 RP-3 的特性

航空喷气燃料 RP-3 即 3 号喷气燃料,是 20 世纪 70 年代我国为了适应国际通航和出口而研制的,是我国民航飞机、直升机、陆基战斗机、运输机的主要燃料。RP-3 的使用标准与美国 JET A 和国际航运协会标准(IATA)相同,其部分理化特性如表 2-5 所示(GB 6537—2018 3 号喷气燃料)。

表 2-5 航空喷气燃料 RP-3 部分理化特性

序号	项目	指标
1	闪点(闭口)/℃	≥ 38
2	密度(20℃)/(kg/m ³)	775~830
3	冰点/℃	≤ -47
4	运动黏度(20℃)/(mm ² /s)	≥ 1.25
5	运动黏度(-20℃)/(mm ² /s)	≤ 8
6	净热值/(MJ/kg)	≥ 42.8
7	烟点/mm	≥ 25
8	电导率(pS/m)	50~600

2.6.2 高温静止环境下油滴的蒸发和燃烧

在高温静止环境下,由于油滴的温度特别是其表面温度低于环境温度,所以热量通过热传导向油滴传递。在表面处,这些热量中的一部分再传导至油滴内部,使油滴加热;其余部分用于使油滴蒸发,以致在油滴表面形成高浓度的燃料蒸气,通常为其饱和值。当环境的燃料蒸气浓度低于表面浓度时,燃料蒸气因浓度梯度的存在而向外输运(输运过程包括扩散与斯蒂芬流)。表面处燃料蒸气的消耗使油滴的进一步蒸发成为可能。通过上述机制,油滴不断地转变为蒸气,最终“消失”于环境中。这就是油滴蒸发的全部过程。油滴的蒸发速率取决于热量和质量的输运速率。在油滴燃烧时,可以简单地把火焰理解为油滴周围具有的高温环境,把燃烧问题转变成蒸发问题,使油滴燃烧与油滴蒸发之间具有相似性。高温静止环境下油滴蒸发和燃烧的物理模型如图 2-23 所示,假设:

假设:

(1) 油滴与周围环境无相对速度,只有斯蒂芬流引起的球对称径向一维流动。

(2) 油滴为单组分,忽略热辐射和离解(多组分的影响在后面考虑)。

(3) 过程是准定常的,即不考虑液面的内移效应。

(4) 油滴内部温度分布均匀。

(5) 不考虑重力影响。

(6) 由于一般燃料的达姆科勒第一特征数 D_1 较大,可将火焰面简化为几何面。油滴蒸气由油滴表面向火焰面扩散,但不能穿过火焰面;氧气由环境向火焰面扩散,但不能穿过火焰面;在火焰面上燃料浓度和氧气浓度均为 0。燃烧产物则由火焰面分别向油滴表面和环境扩散。

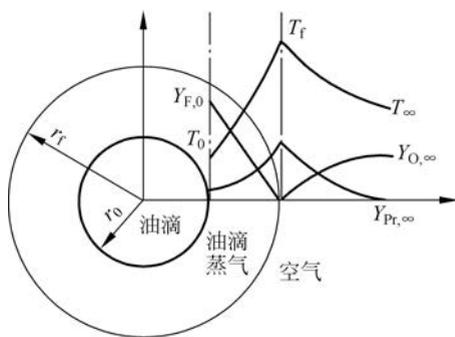


图 2-23 油滴蒸发和燃烧的物理模型

根据上述模型,可建立边界上有热量交换、质量交换的球对称的一维定常、有化学反应、层流流动的基本守恒方程。

连续方程:

$$4\pi r_0^2 \rho_0 v_0 = 4\pi r^2 \rho v = G = \text{常数} \quad (2-211)$$

动量方程:

$$p = \text{常数} \quad (2-212)$$

组分方程:

$$\rho v \frac{dY_i}{dr} = \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \rho D_i \frac{dY_i}{dr} \right) - \omega_i \quad (2-213)$$

能量方程:

$$\rho v c_p \frac{dT}{dr} = \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \lambda \frac{dT}{dr} \right) + \omega_i Q_i \quad (2-214)$$

边界条件:

$r=r_0$ 处:

$$\lambda_0 \left(\frac{dT}{dr} \right)_0 = \rho_0 v_0 q_e = \frac{G}{4\pi r_0^2} q_e \quad (2-215)$$

$$-\rho_0 D_{i,0} \left(\frac{dY_i}{dr} \right)_0 + \rho_0 v_0 Y_{i,0} = a \rho_0 v_0 \quad (2-216)$$

$$p_{F,0} = c_1 e^{\frac{c_2}{T_0}} \quad (2-217)$$

式(2-215)中, q_e 为蒸发热; 式(2-216)中, 对于燃料, $a=1$, 对于氧化剂、产物(下标为 Pr)和惰性成分(下标为 iner), $a=0$; 式(2-217)为克劳修斯-克拉伯龙方程(Clausius-Clapeyron relation): 一般在定常的情况下, 假设在蒸发(或燃烧)的液体

表面, 液相与气相平衡的条件是满足的, 即气相的饱和蒸气压 p_F 满足 $p_F = c_1 e^{\frac{c_2}{T_0}}$, 其中 c_1 和 c_2 为给定液体的特性常数。

在 $r=\infty$ 处:

$$T = T_\infty, Y_F = 0, Y_{Pr} = 0, Y_O = Y_{O,\infty}, Y_{iner} = Y_{iner,\infty} \quad (2-218)$$

另外:

$$\sum Y_i = Y_F + Y_O + Y_{Pr} + Y_{iner} = 1 \quad (2-219)$$

1. 没有燃烧情况下的油滴蒸发

在没有燃烧的情况下, 继续假设: ①所有物性参数(如比定压热容、密度、导热系数等)均为常数; ②刘易斯数 $Le=1$, 即 $D_T = D_m$; ③不考虑燃烧反应。那么, 油滴蒸发燃烧控制方程组在上述假设条件下可简化得到求解, 具体求解过程请自行阅读参考文献, 此处给出一些结论:

(1) 油滴的液面温度 T_∞ 总是低于其沸点温度 T_b , 这是一个非常重要的结论。

若 T_∞ 非常接近 T_b , 那么油滴就呈现瞬间蒸发的现象。

(2) 油滴的直径平方随时间线性递减,

$$d^2 = d_0^2 - k_v t \quad (2-220)$$

此即著名的适用于油滴蒸发的 D^2 定律, 也称“直径平方定律”。其中, k_v 称为“蒸发常数”, 表达式为

$$k_v = \frac{8\lambda}{c_p \rho_L} \ln(1 + B) \quad (2-221)$$

式中, λ 、 c_p 、 ρ_L 分别为油滴的热导率、比定压热容和液相油滴的密度; B 称为“斯波丁质量传递数”(spalding's mass transfer number), 也称“输运数”。对于典型的在热态环境中(比如 1800K 温度环境)的航空煤油, 其蒸发常数大约为 $1\text{mm}^2/\text{s}$ 。令式(2-220)中的 $d=0$, 可获得油滴的蒸发寿命:

$$t_v = \frac{d_0^2}{k_v} \quad (2-222)$$

值得指出的是, 在实际油滴蒸发实验中, 出现了一些有趣的现象: ①在实验刚开始时, 油滴的直径往往先增加, 而不是减小; ②某些燃料油滴蒸发时会出现突然炸裂的现象。究其原因, 第一个现象的出现是油滴刚开始受热时会产生热胀冷缩现象, 且热膨胀造成的直径增加大于蒸发引起的直径减小; 而第二个现象的出现则主要是因为油滴内部挥发性成分的析出速度太快, 油滴内部的环流流动速度无法跟上挥发性成分的析出速度, 导致油滴炸裂。

有文献指出, 为了采用式(2-222)来估算油滴的蒸发寿命, 在计算蒸发常数时必须选取适当的热导率和比定压热容, 并推荐采用罗(Law)与威廉姆斯针对燃烧油滴提出的简化公式:

$$c_p = c_{p,f}(\bar{T}) \quad (2-223)$$

$$\lambda = 0.4\lambda_f(\bar{T}) + 0.6\lambda_\infty(\bar{T}) \quad (2-224)$$

式中, $\bar{T} = \frac{1}{2}(T_b + T_\infty)$ 为油滴沸腾温度与环境温度的平均值。当然, 还有其他更精确的估算方法, 但使用起来并不方便。

2. 有燃烧情况下的油滴蒸发

如前文所述, 当油滴燃烧时, 可简单地把火焰理解为油滴周围具有的高温环境, 把燃烧问题转变成蒸发问题。

按照与纯蒸发类似的方法, 可得到燃烧情形下油滴直径随时间的变化规律, 即

$$d^2 = d_0^2 - k_c t \quad (2-225)$$

式中, k_c 为燃烧常数, 其表达式为

$$k_c = \frac{8\lambda}{c_p \rho_L \left(1 - \frac{r_0}{r_f}\right)} \ln\left(1 + \frac{c_p(T_f - T_0)}{q_e}\right) \quad (2-226)$$

另外,通过计算可以得到火焰面内区的温度分布,燃料气、氧气和产物的浓度分布,以及火焰面外区的温度分布,燃料气、氧气和产物的浓度分布。此处不再展开,读者可自行查阅相关文献阅读。

2.6.3 对流环境下的油滴蒸发和燃烧

在实际燃烧过程中,有些情况下油滴与气流的相对运动不能忽略。例如,当燃料刚由喷嘴喷射出来、气流湍流脉动较强时,气流与油滴之间存在较大的相对速度。相对速度将对油滴的蒸发与燃烧产生较大的影响。显然,此时油滴周围的斯蒂芬流不再是球对称的了。如果有包围油滴的火焰,则它一定不再呈球形,因此高温静止环境下的球对称物理模型也就不适用了。在工程上,简便起见,常采用“折合膜”方法进行处理。

“折合膜”方法的基本思想是,把实际对流环境下的油滴(一般可看作轴对称二维问题)的对流传热传质问题转化成一個假想的具有等效直径(所谓折合膜直径)的球对称的导热与扩散问题。可将问题分成两步:第一步暂不考虑蒸发和燃烧,把油滴看作一个只与气流有对流换热的固体球,并把这个对流换热转化为假想的具有等效直径固体球的导热问题;第二步不考虑对流的存在,只研究这个假想的有分子导热和扩散的球壳内的蒸发与燃烧,最后求得蒸发和燃烧速率。这样就可引用高温静止环境下油滴蒸发与燃烧的结论,只需用“折合膜”对对流的影响加以修正。该方法虽然比较粗糙,但是简单、明了,便于使用。

油滴对流换热量:

$$Q = 4\pi r_0^2 h (T_\infty - T_0) \quad (2-227)$$

式中, h 为油滴与环境的对流换热系数。

等效直径假想球的导热热量:

$$Q = \pi d_1 d_0 \frac{\lambda (T_\infty - T_0)}{r_1 - r_0} \quad (2-228)$$

式中, d_1 为折合膜直径, r_1 为折合膜半径, λ 为液滴导热系数, $\pi d_1 d_0$ 为导热面积。所以结合式(2-227)和式(2-228)得到折合膜半径为

$$r_1 = \frac{r_0}{1 - \frac{2}{\frac{hd_0}{\lambda}}} = \frac{r_0}{1 - \frac{2}{Nu}} = \frac{r_0 Nu}{Nu - 2} \quad (2-229)$$

式中, $Nu = \frac{hd_0}{\lambda}$ 为无蒸发和无燃烧时油滴对流换热的努塞尔数。

2.6.4 热壁面上油滴的蒸发

在实际中经常会遇到油滴落在热壁面(如燃烧室壁)上的情形。显然,此时油

滴的蒸发和燃烧规律与空间中有相对速度的油滴不同。可以预料,此时影响液滴蒸发和燃烧的主要因素是热壁面的温度。

图 2-24 给出的是初始直径为 2.14mm 的苯液滴蒸发的实验结果。从图上看,液滴蒸发寿命随着热壁面温度的变化有个起伏,并非单调地变化,这个现象被称为“莱顿弗罗斯特现象”(Leidenfrost phenomenon)。图中与该现象对应的温度为 195℃,对应的时间称为“莱顿弗罗斯特点”(图中约为 24s)。

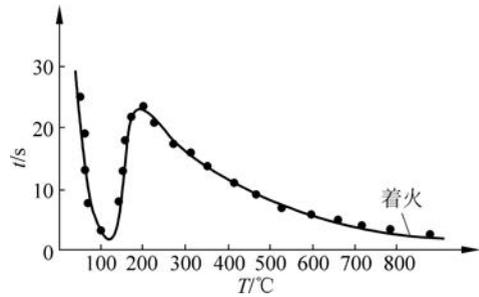


图 2-24 热壁上液滴蒸发实验结果

莱顿弗罗斯特现象与环境压力有关,当环境压力升高时,莱顿弗罗斯特点将向高温方向移动。热壁面的温度高于某值就会着火燃烧,着火后液滴的蒸发仍满足直径平方定律。

莱顿弗罗斯特现象与液体种类也有关,表 2-6 列出了几种初始滴径为 2.5~3.0mm 液滴在热壁上蒸发的实验数据。

表 2-6 常见液体的油滴在热壁上蒸发的实验数据

可燃液体	沸点/℃	最大蒸发速度时的温度/℃	莱顿弗罗斯特点对应的温度/℃	着火温度/℃
苯	80.2	118	195	840
庚烷	98.4	134	182	738
异辛烷	99.0	132	184	800
十六烷	288.0	327	380	720
α -甲基萘	243.0	310	420	852
乙醇	78.3	117	185	800
汽油	—	190	300	806
煤油	—	352	470	735
重油	—	570	845	750

2.6.5 油滴蒸发燃烧中的多组分因素

前文关于油滴蒸发与燃烧的研究假设油滴为单一组分。实际油滴为多组分的混合燃料,在蒸发和燃烧过程必须考虑多组分因素的影响。

(1) 液体组分的相对密度和相对挥发性。

(2) 液体组分的相溶性,它控制着相变特性。例如,当可溶性燃料混合物与少量水进行乳化而变为不溶性混合物时,其局部蒸气压可能大大改变。

(3) 液体内部的运动强度,它影响液体内部成分到达蒸发表面的速率。不管

液体组分的挥发性如何,除非它暴露在液滴表面,否则不可能蒸发。要暴露在表面既可通过表面的收缩被动地进行,又可通过液相扩散和内部环流主动地实现。然而,液相的质量扩散是一个相当缓慢的过程,通常它的速率比表面收缩慢一两个数量级。因此,输运若以这种液相扩散为主,则液滴内部所含挥发的和不挥发的液体成分在液滴生存的大部分时间内,都将被“封闭”。在这种情况下,各组分的相对挥发性显然不能成为影响蒸发的主要因素。相反,若液滴内部存在环流,液相的质量输运就变得容易了,可使相对挥发性对个别蒸发速率产生强烈的影响。

在多组分液滴燃烧时,一个有趣的现象是液滴常激烈地突然破碎。这一现象称为“微爆”,它对燃料制备、燃烧器设计、燃料使用状况等许多问题产生了强烈影响,因此引起了各方面的重视。用扩散控制模型能够解释引起微爆的基本机制。蒸发开始后不久,液滴表面集中了较多不易挥发的高沸点组分。由于液滴温度由表面组分控制,所以能达到较高的温度。另外,液滴内核比较容易挥发的低沸点组分浓度较高。可以想象,液滴内部的易挥发性组分有可能加热到超过局部沸点,因而过热状态的组分开始大量积累,并导致均相成核的发生,它的极其迅速的蒸发速率形成很高的内压,最终使液滴破碎。显然,这种情况在内部运动微弱的液滴内容易发生,说明分批蒸馏模型在这里是不适用的。由于不易挥发的组分可以升高液滴温度,易挥发组分可以促进均相成核,所以存在一个最易发生微爆的最佳混合物组成。由于微爆将使燃料滴再次粉碎,从而有利于燃烧的强化,应尽可能地使微爆最有效,均相成核最好在液滴生存的初期发生,并深入液滴内部。但是这两条要求不可能同时满足,因为在液滴生存的初期,只有表面区域被加热,当内部最终被加热时,液滴的大部分都已蒸发。要从理论上估计微爆发生的可能性,须研究液滴内的温度分布和组分分布。当均相成核开始的温度大于以质量浓度计算的局部过热极限温度时,就会发生微爆。而且适当提高系统压力可以增加微爆发生的可能性,因为压力提高之后燃料的沸点增高了,这样液滴的温度就提高了,而局部过热极限温度增加幅度较小,更容易满足微爆发生的条件。上述理论对于在高压环境下工作的内燃机特别有吸引力,在常压下不发生微爆的燃料混合物,在内燃机中可以有良好的微爆。当然,压力过分提高会使气泡膨胀的原动力变弱而使微爆减弱。关于微爆的强度,它应与过热成分和发生均相成核的液滴质量,以及为维持成核而从邻近组分传递来的热量的输送速率有关。所以可溶性多组分液滴的微爆不会很激烈。

乳化燃料液滴的蒸发燃烧也是常见的多组分问题。在通常不相溶的水和油中,加入少量的化学表面活性剂(一般加百分之几),可以制成稳定的乳状液。为了使燃烧过程平稳,水的添加量一般不超过20%。在常见的W-O型乳状液中,水为乳状液的分散相,油为乳状液的连续相。按照表面活性剂的性质和用量,可以制成微观乳状液(水滴尺寸大约小于 $1\mu\text{m}$,外观呈半透明)或宏观乳状液(水滴尺寸为几微米,外观呈乳白色),要制成微观乳状液需要更多的表面活性剂。W-O型乳状液

已在多种燃烧设备上做过试验,试验结果表明积炭和 NO_x 的排放都有减少,而 CO 和未燃尽的碳氢成分略有增加,总的效率变化不大。当水-柴油乳状液从容器中泄漏并由明火点燃之后,开始着火的火球会自动熄灭,这是因为在平衡态的蒸发条件下,乳状液表面油的气相浓度比纯油表面油的气相浓度低,达不到火焰传播的浓度极限,所以水-柴油乳状液是防火安全燃料。乳状液是一种多组分不相溶的液体混合物,这种不相溶性在液滴表面的相变关系上表现特别强烈。与可溶性燃料混合物相比,形成了性质不同的蒸发和燃烧特性。乳状液的沸点受其组成中低沸点组分的限制,例如,水-十六烷乳状液的正常沸点应低于 100°C ,而水-正己烷乳状液的沸点应低于 68°C 。可见,高沸点燃料可以达到的温度和对应的蒸气压由于加入了少量水而受到极大的抑制。乳状液中添加的表面活性剂由于用量少(摩尔浓度低)且不易挥发,几乎不影响其蒸发特性。

2.6.6 油滴群的蒸发和燃烧

液滴群的蒸发和燃烧与单滴的情况有所不同,因为液滴之间会相互影响。主要考虑两方面的因素:其一,邻近液滴影响物质浓度分布(包括燃料和氧化剂等),从而影响扩散速率;其二,邻近液滴影响温度分布(特别是在燃烧情况),从而影响换热速率。这两方面因素都会最终影响液滴群的蒸发和燃烧速率。

显然,液滴群中各液滴间相互影响的程度与相互之间的距离有关。当液滴相距很远时,各液滴可以看作与单液滴的情形相同。卡内夫斯基(Kanevsky)用石英丝悬挂液滴方法进行了9个液滴的相互影响研究。9个液滴均采用正庚烷燃料,且如图2-25所示均匀分布,通过改变距离 s 来考察各液滴间的相互影响。当同时点燃这9个液滴时,根据距离 s 的不同,所测得的各液滴的燃烧常数会发生变化。结果表明,每个液滴的燃烧时间虽然仍与其初始直径的平方成正比,但是燃烧常数会发生一

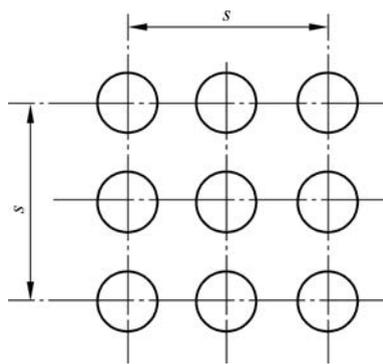


图 2-25 卡内夫斯基的悬滴实验布局

定变化,大致规律为随着液滴间距离的接近,液滴火焰的高温作用先是大于浓度扩散的影响,从而加速液滴蒸发,使燃烧常数逐步增加(最高达 40% 左右);当液滴间距接近某个临界值后,液滴火焰的高温作用不能抵消浓度扩散的影响,从而延缓液滴蒸发,使蒸发常数迅速下降。

与均匀可燃混气相比,液滴群的燃烧具有以下几个显著特点:

(1) 液滴群的燃烧,从本质上来讲是扩散燃烧,因此其燃烧速度(实际上是火焰传播速度)就不像均匀预混可燃气那样强烈地受余气系数(或当量比)的影响。归根到底,影响其燃烧速度的因素也就是影响液滴蒸发快慢的因素。这些因素主

要包括液滴尺寸、液滴与空气的相对速度、液滴间距等。

(2) 液滴群燃烧具有局部特性,即火焰锋面不是呈现总体曲面的形状,而是由各个孤立的液滴火焰组合而成,因此其稳定燃烧边界非常宽。

2.7 着火、熄火和火焰稳定

着火、熄火和火焰稳定都涉及燃烧速度随时间的变化,属于非定常燃烧问题。着火问题要解决燃烧反应速率从无到有的过程和机制;熄火问题要解决燃烧反应速率从有到无的过程和机制;稳定火焰则要研究高速气流中保持一定的燃烧反应速率的机制与措施。

2.7.1 着火理论

所谓着火,直观的理解即混合气自动的反应加速、升温,以致引起空间某部分或在某时间出现火焰。若给着火条件下一个定义,即如果在一定的初始条件(闭口系统)或边界条件(开口系统)下,由于化学反应的剧烈加速,使反应系统在某个瞬间或空间的某部分达到高温反应态(燃烧态),那么,实现这个过渡的初始条件或边界条件便称为“着火条件”。着火条件不是一个简单的初温条件,而是化学动力参数和流体力学参数的综合函数。例如对于一定种类的可燃预混气而言,在闭口系统条件下,其着火条件可由下列函数关系表示: $f(p_0, T_0, h, d, u_\infty) = 0$,其中 p_0 、 T_0 表示混合气的初压和初温, h 为对流换热系数, d 为容器尺寸, u_∞ 为环境气流速度。对于开口系统,着火的临界条件常用着火距离 x_i 来表示,即 $f(x_i, p_0, T_0, h, d, u_\infty) = 0$ 。

燃烧反应是放热的氧化反应,反应放热的结果使预混气的温度升高,而它反过来又促进反应加速,因而化学反应放热的速率及其放热量是促进着火的有利因素。但是,也存在阻碍着火的不利因素,即散热。经验告诉我们,在寒冷而风大的露天环境中,不易点燃可燃物,而在风小的地方就容易点燃,这就是两种散热条件不同之故。着火(包括后文阐述的熄火)就是反应放热因素和散热因素相互作用的结果。如果在某一系统中反应放热占优势,则着火容易发生(或熄火不易发生);反之,着火不易,熄火容易。这就是着火和熄火的本质。

在日常生活和工业应用中,燃料着火的方法很多,一般可分为下列三类:

(1) 化学自燃:例如金属钠在空气中的自燃,烟煤因长期堆积通风不好而自燃等。这类着火通常不需由外界加热,在常温下依靠自身的化学反应就可发生。

(2) 热自燃:如果将燃料和氧化剂的混合物迅速而均匀地加热,使混合物被加热到某一温度时着火,此时的着火是混合气在整个容积中发生的,称为“热自燃”,例如柴油机气缸中燃料的着火。

(3) 点燃:例如用电火花、电弧、热板等高温源,使混合气局部受到加热而首先

着火、燃烧。随后,这部分已燃的火焰将传播到整个反应体系的空间。

需要指出的是,上述三种着火的分类方式并不能十分恰当地反映其间的联系和差别。如第一种方式与第二种方式中都既有化学反应的作用,又有热的作用,只不过第二种方式所需的热较多,或只是反应活性不如第一种而已。而第二种方式与第三种方式的差别只是整体加热和局部加热的不同而已。因此,重要的是了解各种着火方式的实质,不必拘泥于各种名词。本书主要介绍热自燃理论和点燃理论。化学自燃的相关理论请读者自行阅读相关文献。

1. 热自燃理论

热自燃理论最先是范特霍夫提出的,他认为当反应系统与周围介质间的热平衡被破坏时就发生着火。勒夏特列对此进行了进一步研究,提出着火的临界条件为反应放热曲线与系统向环境散热的散热曲线相切。谢苗诺夫对上述理论从数学上进行了完整描述。

谢苗诺夫热自燃理论的简化模型如图 2-26 所示。假设:

(1) 有一个体积为 V 、表面积为 S 的容器,内部充满了温度为 T_{∞} 、密度为 ρ_{∞} 的均匀可燃混合气;

(2) 开始时,混合气的温度与外界环境温度一样,在反应过程中,混合气的温度 T 随时间变化,但容器内的温度和浓度仍是均匀的(零维模型);

(3) 容器壁的初始温度也为 T_{∞} ,在反应过程中始终与混合气的温度相同;

(4) 外界和容器壁之间有对流换热,对流换热系数为 h ,它不随温度变化,是一个定值;

(5) 着火前由于反应速度很低而忽略反应物的浓度变化,即着火时浓度 $\rho_i = \rho_{\infty}$;

(6) 在化学反应中,只有热反应,没有链式反应,化学反应速率遵循阿伦尼乌斯定律,且可燃物的反应热为定值。

根据以上假设,能量守恒方程为

$$\rho_{\infty} c_p \frac{dT}{dt} = \dot{q}_r - \frac{hS(T - T_{\infty})}{V} \quad (2-230)$$

式中, \dot{q}_r 为单位体积混合气反应放出的热量,称为“放热速率”,依阿伦尼乌斯定律,它与温度呈指数关系;

$\frac{hS(T - T_{\infty})}{V}$ 为单位体积混合气向外界散发的热量,称为“散热速率”,与 T 呈线性关系;

$\rho_{\infty} c_p \frac{dT}{dt}$ 为系统本身升温热焓的增加量。

根据热自燃理论,着火成败取决于放热速率与散热速率的相互关系及两者随温度而增长的性质。分析放热速率和散热速率随温度的变化,就可以得出系统的着火特点,并导出着火的临界条件。为直观分析着火条件,在同一图上绘制放热速率曲线和散热速率曲线随温度的变化关系,如图 2-27 所示,存在三种情况。

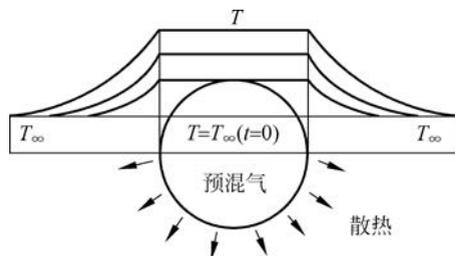


图 2-26 热自燃简化模型

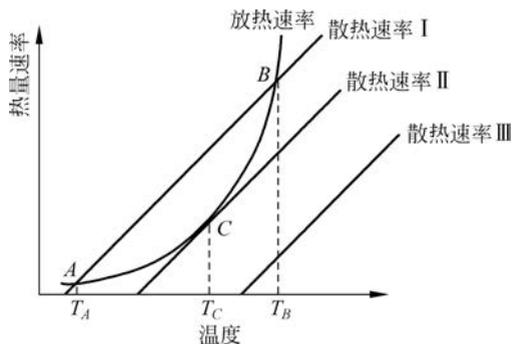


图 2-27 热自燃中的热量平衡关系

第 I 种情况：放热速率曲线与散热速率曲线有两个交点，即 A 点和 B 点。一开始，由于混合气的温度等于环境温度，没有散热损失。但由于有一定初温，此时的化学反应是在进行中的。随着化学反应的进行，少量热量被释放，混合气的温度上升，开始与环境温度产生温差，这样就有了热损失。但由于这时放热速率总是大于散热速率，混合气的温度不断升高，直至达到 A 点。A 点成为稳定点，放热速率等于散热速率，系统中任何微小的温度扰动都能使混合气的温度回到 T_A 。因此，这时反应不会自动加速而着火。A 点实际是一个反应速率很小的缓慢的氧化工况。由此可见，放热速率与散热速率平衡的条件不是热自燃的充分条件。而 B 点的状况在热自燃的问题中是不可能直接出现的，因为 B 点的温度很高，从 A 点到 B 点的过程中散热速率一直是大于放热速率的，所以反应系统内的温度不可能自动增加，必须由外界向系统补充能量才能使 A 点过渡到 B 点，但现在外界并没有补充任何能量，因此 B 点是不可能出现的。即使出现（例如柴油机中靠绝热压缩使气缸中温度升高就能出现这种工况），也是不稳定的，不是进一步发展成着火，就是使工况返回 A 点。例如某些原因使系统的温度略大于 T_B ，这时由于放热速率大于散热速率，系统的温度不断增加，从而反应会自动加速至着火。相反，若给系统一个温度略低于 T_B 的扰动，则系统工况会返回 A 点，因为此时散热速率总是大于放热速率，于是系统的温度将不断下降，直至 A 点。因此，真正的工况只有一个 A 点。但 A 点只是一个缓慢的氧化工况，不能使混合气着火。

第 II 种情况：放热速率曲线与散热速率曲线相切，只有一个交点，即 C 点。显然，C 点也达到了放热速率等于散热速率的平衡，但也是一个不稳定的工况，例如某些原因使系统的温度略大于 T_C ，则过程将自动加速至热爆炸。但 C 点不同于 B 点，它是可以在不需要外界能量补充的条件下达到的，因为在 C 点之前放热速率总是大于散热速率，并不需要外界能量的补充，完全靠反应系统本身的能量积累自动达到 C 点。因此 C 点将标志着由低温缓慢的反应态到不可能维持这种状况的过渡。根据前文关于着火条件的定义，产生这种过渡过程的初始条件就是着火条件。我们称 C 点为“热自燃点”， T_C 为“热自燃温度”（或“着火温度”）。

第Ⅲ种情况：放热速率曲线与散热速率曲线不相交，没有交点。此时无论在什么温度下，放热速率都大于散热速率，系统内将不断累积热量，温度不断升高，化学反应不断加速，最后必然导致着火。

着火边界是着火理论的重要概念之一。所谓着火边界，是指燃烧系统初始参数相互组合，当系统达到着火临界条件时，这些参数所构成的曲线。图 2-28 给出了由温度和压力组成的着火边界曲线，图 2-29 给出了由温度和当量比组成的着火边界曲线，图 2-30 给出了由压力和当量比组成的着火边界曲线。

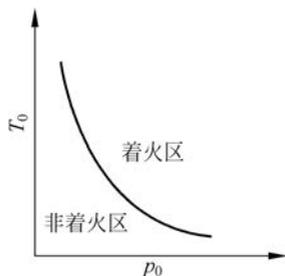


图 2-28 着火边界曲线(着火温度与压力)

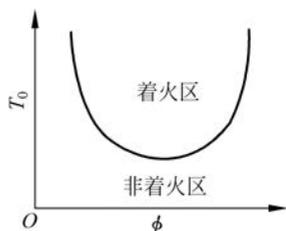


图 2-29 着火边界曲线(着火温度与当量比)

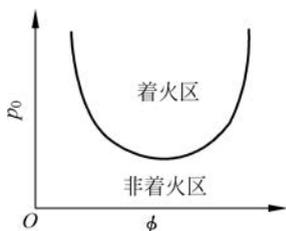


图 2-30 着火边界曲线(着火压力与当量比)

着火延迟是着火理论的另一个重要概念。即使燃烧系统的初始温度、压力等参数在 t_0 时刻满足临界着火条件，燃烧也未立即发生，而是直到 t_c 时刻，温度升至 T_C 才发生燃烧，这种现象被称为“着火延迟”。而系统从满足临界着火条件的初始温度 T_0 到燃烧发生初期点温度 T_C 所需要的时间称为“着火感应期”。对于实际的发动机燃烧室，如果着火感应期较长，则燃料在真正着火前将会形成大量堆积，一旦着火，必然产生突然燃烧甚至爆炸，严重破坏燃烧装置。

2. 点燃理论

在日常实践中，热自燃现象极少出现，绝大多数着火情况都属于强迫着火，即点燃。所谓点燃，是指系统均匀混合气中某一点出现局部高温区（也称“点火源”），造成局部的剧烈燃烧反应，且当移走点火源后，燃烧现象可以持续下去的着火形式。点燃与热自燃的最大区别在于着火时整个系统的温度并非处处均匀，而只是在点火源处的局部温度较高，火焰存在沿空间传播的过程。工业上常见的有热平板点燃、电火花点燃、热气流点燃（火焰点燃）三种形式。

点燃成功应满足临界条件：一是点火源的局部高温能诱发附近可燃介质燃烧；二是燃烧火焰能传遍整个燃烧系统。对于均匀混合的静止可燃介质，一旦点火源诱发局部介质燃烧，其火焰就能够传播到整个流场。因此，均匀混合静止可燃介质点火成功的关键问题变为点火源必须满足什么条件才能保证诱发局部燃烧？这就是所谓最小点火的能量问题。不过，对于非均匀混合运动的可燃介质

来说,点火成功的关键极有可能不在于局部燃烧的发生,而在于局部火焰能否顺利传播。

刘易斯(Lewis)最早开展最小点火能量的研究,认为火花塞的全部能量都转化为热能,而火花塞所点燃的球形着火区域的大小决定了火焰能否传播。如果着火区域太小,则高温气体核心与外部未燃混气之间的温度梯度太大,甚至大于稳态火焰的温度梯度,使燃烧区的放热不足以弥补向外的热损失,从而导致燃烧区的温度下降,反应停止,火焰熄灭。

由于首次从理论上研究分析了最小点火能量问题,并成功地对部分实验结果规律进行了理论解释,刘易斯在 1958 年获得了首届伯纳德·刘易斯奖(Benard Lewis Award,燃烧学的三大奖之一)。不过现在看来,他的理论分析中还存在一些问题,与实验结果也不是完全相符。对于最小点火能量的分析,芬恩(Fenn)、泽尔多维奇(Zeldovich)、杨(Yang)、斯威特(Swett)、巴拉尔(Ballal)和列菲弗尔(Lefebvre)等也提出了一些模型。这些模型的主要差别在于,有的认为扩散在点火时起主要作用,有的则认为放热机制起主要作用。直到现在,关于各种条件下最小点火能量的理论和实验研究还在继续。

3. 可燃边界

在实际生产生活中,将燃料与助燃剂单独存放是安全的,因为太浓或太稀的燃料都不会导致燃烧。也就是说,对于特定的环境和燃料,存在某种浓度边界,当燃料的浓度小于该边界值时,燃料不能被点燃,该边界值就称为“贫可燃边界”。同样,对于特定的环境和燃料,也存在某种浓度边界,当燃料浓度大于该边界值时,燃料也不能被点燃,该边界值就称为“富可燃边界”。准确给出各种燃料在常温常压下的可燃边界,对于安全生产、燃烧装置的设计和可靠运行等,都是非常重要的。

科沃德(Coward)和琼斯(Jones)于 1951 年推荐采用下述方法来确定燃料在常温、常压下的可燃边界:在一根标准的石英玻璃管(直径为 2inch、长度为 4ft,1ft=12inch=30.48cm)中充满某种浓度的预混气体,然后在石英玻璃管端部用能量足够大的电火花点火,观察火焰能否传播,从而确定燃料的可燃边界。实验确定的常温、常压下各种燃料的可燃边界如附录 A 所示。值得指出的是,大多数燃料(特别是碳氢燃料)的贫可燃边界和富可燃边界的当量比分别在 0.5 和 3.0 左右。

温度、压力和流速都会对可燃边界产生影响。一般地,温度升高和压力增大,可燃边界拓宽;流速增大,可燃边界变窄。图 2-31、图 2-32、图 2-33 分别给出了温度、压力和流速对可燃边界的影响趋势。

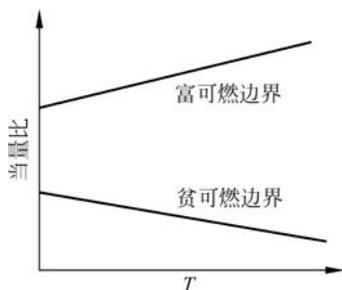


图 2-31 温度对可燃边界的影响

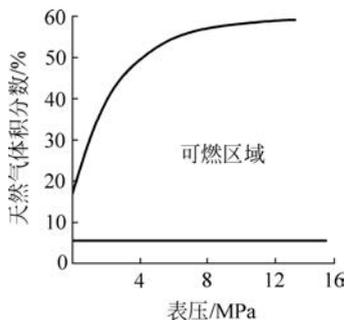


图 2-32 压力对可燃边界的影响

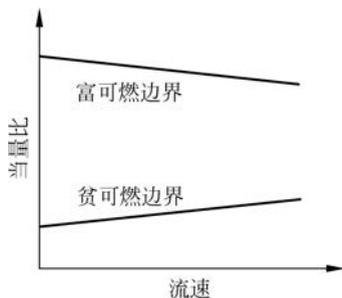


图 2-33 流速对可燃边界的影响

2.7.2 熄火理论

前文在分析可燃混合气的着火过程时,假设混合气浓度不变。而实际上,燃料一旦着火,其浓度必然下降,这时如果外界条件恶化,或者燃烧装置里的混合气流速增大,燃烧就可能无法进行,最终熄火。与 2.7.1 节分析的着火自燃条件相似,放热速率曲线与散热速率曲线的相互关系同样也有三种类型的趋势变化,如图 2-34 所示。

当初温为 T_0 时,散热速率曲线与放热速率曲线有 3 个交点(分别为 1 点、2 点、3 点),其中 2 点和 3 点代表的工况是稳定的;而 1 点的工况是不稳定的;当系统在 1 点工作时,如果受到干扰,温度降低,由于散热速率大于

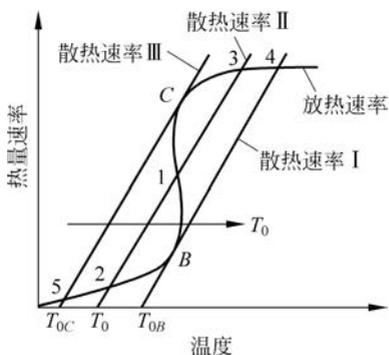


图 2-34 熄火中的热量平衡关系

放热速率,温度将继续降低,直到 2 点才能保持稳定;如果受到干扰使温度上升,则放热速率大于散热速率,这时温度继续上升,直到 3 点才能保持稳定。所以 2 点的温度较低,它只是缓慢的氧化,实际上没有燃烧。只有 3 点是稳定的燃烧。

如果初温增加,散热速率曲线右移,当初温增加到 T_{0B} 时,放热速率曲线与散热速率曲线有一个切点 B 和一个交点 4,切点 B 和以前的着火临界情况一样,若此时系统中受到干扰使温度上升一点,就会使工况转向燃烧工况 4,这就是由热自燃到稳定燃烧的转变过程。当系统已经稳定燃烧时,就算可燃混合气的初温降低,散热速率曲线左移,系统仍能稳定燃烧。

当初温减小到 T_{0C} ,放热速率曲线与散热速率曲线相切于 C 点时,若系统稍有扰动,使温度升高,则因散热速率大于放热速率,温度会下降至 C 点;如果扰动使温度下降,则因散热速率大于放热速率,系统温度不断下降,直到 5 点,此时系统的温度很低,混合气只能缓慢氧化而没有燃烧,亦即熄火。因此,C 点代表熄火的临

界工况,在这一点上,系统会由燃烧转变为熄火。

由以上分析可知,增加初温会使稳态放热速率增加,燃烧系统容易着火;反之,系统容易熄火。

同样,火焰在燃烧区域的停留时间和燃烧反应所需时间对熄火都有一定的影响。延长混合气在燃烧室的停留时间,或者缩短反应需要时间,会使放热速率增大,燃烧系统容易着火。相反,如果缩短混合气在燃烧室的停留时间或加长反应需要时间,会使放热速率减小,燃烧系统容易熄火。此外,散热系数也会对散热速率产生影响,当散热系数增加时,散热曲线的斜率增加,容易熄火。

由以上分析可知,燃烧系统的熄火相较于着火要在更加不利的条件下才会发生,即熄火过程有滞后性。出现这种滞后性的原因是着火是在较低的温度下进行的,而熄火是在较高的温度下进行的。

熄火主要受系统状态参数和系统特征尺度的影响。燃烧系统状态参数包括燃料流量、系统压力、环境温度、流动速度等。最常见的熄火方式是减小燃料的流量。根据阿伦尼乌斯定律,减小燃料流量意味着燃料浓度降低,导致燃烧反应速率降低,使燃烧反应放热量下降。如果其他条件不变,减小燃料流量将最终导致熄火。系统压力的降低将同样导致燃烧反应的反应物浓度降低,因此也会导致燃烧反应放热量下降而出现熄火。类似地,当其他条件不变时,熄火时的压力小于着火时的压力。环境温度的降低将导致系统向环境的散热增大,最终会导致熄火。当其他条件不变时,熄火时的环境温度低于着火时的温度。系统流动速度的增加将导致换热系数增加,进而导致系统向环境的散热增大,最终也会导致熄火。当其他条件不变时,熄火时的流动速度大于着火时的速度。除了上述系统状态参数对熄火特性有影响之外,系统的几何结构参数也会对熄火特性有影响。减小系统的特征尺度会导致系统的面积与体积比增加,从而使系统向环境的散热量增加,最终也会导致熄火。我们称刚刚能够维持火焰传播的最小管道尺寸为“熄火距离”,或称“熄火直径”。对于圆形管而言,其熄火距离是指刚刚能够维持火焰传播的最小管径。常见的燃料与静止空气恰当混合在标准状态下的熄火距离见附录 A。

对于预混可燃气而言,与可燃边界相对应,火焰存在“熄火边界”,也称“火焰传播浓度界限”或简称“火焰传播界限”,即不是在任何浓度下火焰都能传播,只有在一定的浓度范围内火焰才能传播,超过此浓度范围,火焰就会熄灭。含燃料多者为富限($\Phi > 1$),燃料含量少者为贫限($\Phi < 1$)。相应地,存在最小火焰传播速度,小于此值,火焰就会熄灭,这个最小火焰传播速度 $S_{Lmin} = 2 \sim 10 \text{cm/s}$,如图 2-35 所示。某些预混气的熄火边界见表 2-7。

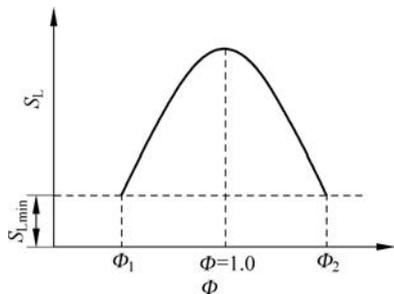


图 2-35 预混可燃气熄火边界

表 2-7 某些预混气的熄火边界(摩尔分数)

燃料名称	氧化剂	熄火边界	
		贫限	富限
氢气	空气	4.0	75.0
一氧化碳	空气	12.5	74.0
氨	空气	15.0	28.0
甲烷	空气	5.0	15.0
乙烷	空气	3.0	12.4
丙烷	空气	2.1	9.5
丁烷	空气	1.8	8.4
乙烯	空气	2.7	36.0
乙炔	空气	2.5	100.0
苯	空气	1.3	7.9
甲醇	空气	6.7	36.0
乙醇	空气	3.2	19.0
乙醚	空气	1.9	36.0
二硫化碳	空气	1.3	50.0
氢	氧	4.0	95.0

2.7.3 火焰稳定理论

燃烧过程中的一个重要课题是研究火焰的稳定性及其稳定方法。火焰的稳定性是指火焰在空间某位置驻定燃烧,而火焰的不稳定性则是指火焰在空间任何位置不能驻定,即不存在火焰。需要指出的是,火焰稳定性与燃烧不稳定性是两个有着本质差异的概念。燃烧不稳定性是指系统(包括火焰)由于燃烧而发生的流动不稳定性,其典型物理特征是脉动,特别是对应于特定频率的大幅脉动,其发生过程中火焰是存在的。火焰稳定性的概念主要用来区分火焰是否存在,而燃烧不稳定性概念主要用来描述火焰的脉动程度(前提是火焰必须存在)。

对于一个工业燃烧装置来说,保证稳定、安全燃烧是极其重要的。要求一旦着火,在不同的工作条件下使火焰能维持稳定的传播。或者说,能使燃烧稳定地继续下去而不熄灭。这就不仅需要懂得在什么条件下能保证火焰的稳定,而且还要知道防止火焰不稳定的方法。通常遇到的火焰稳定问题可分为两种,一种是低速下的火焰稳定问题,包括回火、吹熄问题;另一种是高速气流下的火焰稳定问题。工程中燃烧装置的火焰稳定问题大多属于后者。

扩散火焰的稳定性和预混火焰的稳定性是有区别的。扩散火焰在稳定方法上有自己的特点,在工业燃烧装置中应用广泛。而预混火焰稳定性是研究火焰稳定的基础,后文首先讨论预混火焰的稳定性。

1. 预混火焰在低速气流中的稳定性

由前文可知,层流预混火焰传播速度的定义为 $S_L = u \pm \omega_n$,下面讨论一维平面预混火焰的稳定条件。假设:

- (1) 可燃混合气的燃料浓度在火焰传播界限范围之内;
- (2) 平面波的横断面直径比熄火直径大得多。

如果火焰传播速度和可燃混合气的流动速度相等,即 $S_L = \omega_n$,那么火焰前沿位移速度为零,即 $u = 0$,火焰稳定在管道内某一处,见图 2-36(a)。如果火焰传播速度大于可燃混合气的流动速度,即 $S_L > \omega_n$,那么火焰前沿就会一直向可燃混合气侧的方向移动。通常称为“回火”,见图 2-36(b)。反之,如果火焰传播速度小于可燃混合气的流动速度,即 $S_L < \omega_n$,则火焰前沿就会一直向燃烧产物侧方向移动,直至火焰前沿被可燃混合气吹走,这种情况被称为“吹熄”或“脱火”,见图 2-36(c)。

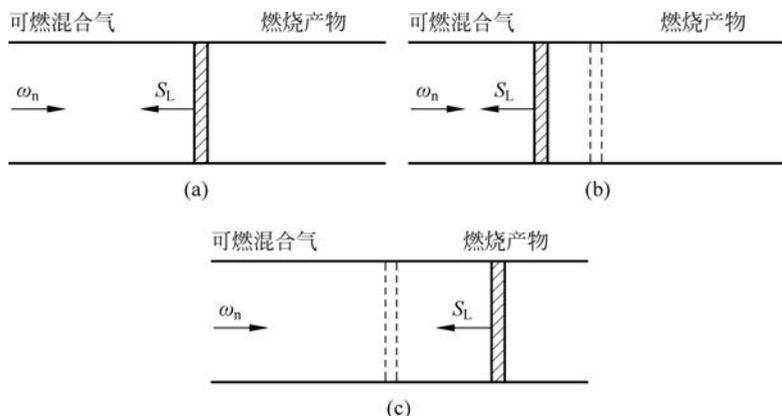


图 2-36 一维平面火焰稳定情况

(a) $S_L = \omega_n$; (b) $S_L > \omega_n$; (c) $S_L < \omega_n$

因此,为了保证一维平面预混火焰的稳定,既不回火,也不吹熄,就必须使火焰传播速度与可燃混合气的流动速度相等,即 $S_L = \omega_n$,该关系式即一维平面预混火焰的稳定条件。

实际上,这种平面预混火焰的前沿是不存在的。因为壁面处有散热损失,靠近壁面的一段距离(熄火距离)内的火焰将熄灭,由于壁面摩擦的关系,靠近轴线处的火焰速度比靠近壁面处快,因此,黏性力的作用会使火焰前沿呈抛物面形;又因为不可避免地存在浮力,抛物面前沿弯曲为如图 2-37 所示的非对称形。此时,火焰前沿各处的法向火焰传播速度并不是相同的。因此,火焰稳定的条件是必须保证火焰前沿各处的火焰传播速度等于可燃混合气在火焰前沿法向的分速度,

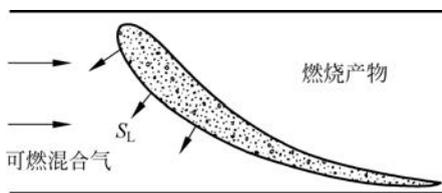


图 2-37 实际一维平面火焰稳定的情况

即 $S_L = \omega_n$ 仍适用。

同理,可以获得锥形火焰(例如本生灯火焰)的稳定条件:

- (1) 可燃混合气的燃料浓度在火焰传播界限范围之内;
- (2) 可燃混合气的法向速度大小与火焰传播速度大小相等,即 $\omega_n = S_L$;
- (3) 有固定的点火源。

上述三个条件被称为可燃预混气火焰稳定所必须遵循的“三大原则性条件”。具体推导过程此处不作详细阐述。

2. 预混火焰在高速气流中的稳定性

在实际燃烧装置中,可燃混气的平均流速比火焰传播速度大得多,即 $\omega_n \gg S_L$ 。例如,在喷气发动机加力燃烧室中气流速度高达 $150 \sim 180 \text{m/s}$,而烃类燃料在空气中的湍流火焰传播速度也只有几米每秒。因此,如不采取特殊的措施,火焰是无法稳定燃烧的。因为此时气流的雷诺数很高,一般不能用本生灯火焰边界层中的流速来分析火焰稳定问题。所以,要实现高速气流中火焰的稳定,就必须在气流中人为地创造条件来建立平衡点,以便气流法向分速度与湍流火焰传播速度相等。最常用的方法是在气流中设置稳焰器使气流产生回流区,如喷气发动机主燃烧室和工业锅炉中常用旋流器产生回流区使火焰稳定;在喷气发动机加力燃烧室中常用钝体稳焰器产生回流区使火焰稳定;在有些工业炉中采用突扩管道产生回流区稳定火焰。由于回流区的存在,它不断地将高温已燃气体带入回流区,形成一个强大的稳定点火源,然后不断地点燃新鲜混合气,在过渡区内造成低速流动区,使 $\omega_n = S_L$,从而使火焰保持稳定。高速气流中的火焰稳定是燃烧理论中的一个重要课题,并对燃烧室或燃烧装置的设计和运行具有重要的工程指导意义。采用钝体稳定火焰是最常用、最有效的方法之一。

1) 钝体尾迹的气流结构

当高速气流流经 V 形槽时,由于气体黏性力的作用,钝体后面遮蔽区中的气流将被带走,形成局部低压区,从而使钝体下游处部分气流在压力差的作用下,与主气流相反的方向流向钝体后的遮蔽区,以保持流动的连续性。这样就在 V 形槽的尾迹中形成了回流区,如图 2-38 所示。由图可知,在尾迹中,气流方向与主流方向相反;而在尾迹之外,气流的轴向速度与原主流速度方向一致。在 1-1 截面上有两个点的轴向分速为零,如果把各截面上轴向速度为零的点连起来,就会得到“零速线”。在零速线以内就得到一轴向速度为负值的区域——回流区,在它以外的是顺流区,在零速至主流速度之间的区域是过渡区。此外,还可以根据 V 形槽后各点时均流速的方向画出环流区。环流区使气体从后面进入回流区,从前面流出回流区。

从图 2-39 可知,回流气体好像总在循环,但由于回流区边界上(过渡区)的速度变化很激烈,回流区内的湍流强度很大,所以回流气体与外界有强烈的湍流交换。实验结果分析表明,当 V 形槽后的混合气被点燃后,因为回流区里充满了高

温燃气,且流向是逆向钝体的,所以新鲜混合气刚进入燃烧室就与回流区内流出的高温燃气接触,被点燃以后,沿环流区外侧流向下游。而高温燃气则从回流区下游进入补充回流区里的热量损失,周而复始,使新鲜混合气不断地被回流的高温燃气点燃,环流区外侧的火焰则不断地向回流区补充能量,并维持其高温,使燃烧火焰得以稳定。

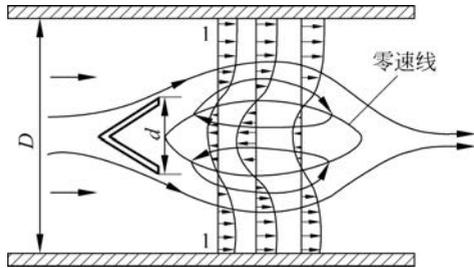


图 2-38 钝体尾迹的气流结构

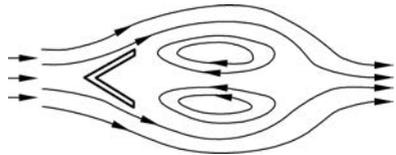


图 2-39 钝体后形成的回流区

2) 钝体的稳焰界限

实验表明,钝体稳焰是有一定应用范围的,超过这个范围火焰将被吹熄。引起吹熄的临界气流速度称为“临界火焰吹熄速度”,简称“吹熄速度”。给定的吹熄速度对应一个临界的浓度界限,处在浓度界限内的预混可燃气体都能维持火焰稳定。影响火焰稳定界限的因素有燃料性质和可燃混合气成分,可燃混合气的温度、压力,可燃混合气的流速和湍流强度,钝体的形式和尺寸,燃烧室的形状和尺寸,钝体的温度等。

(1) 燃料性质和可燃混合气成分的影响

对于给定的钝体,当可燃混合气成分接近化学恰当比时,吹熄速度最大。在远离化学恰当比时,吹熄速度很快下降。一般地,最大吹熄速度发生在化学恰当比附近的富燃料侧。

燃料性质对钝体后火焰稳定界限有明显影响。实验证实,层流火焰传播速度大的燃料,其火焰稳定性也好。

(2) 可燃混合气温度、压力的影响

已知提高可燃混合气的温度,必将增大火焰传播速度。因此,提高可燃混合气的温度将增大吹熄速度,扩大火焰稳定界限。压力对火焰稳定性的影响有很大意义,对航空发动机燃烧室更是如此。一般认为吹熄速度与气流(或燃烧室)压力成正比。

(3) 可燃混合气流速和湍流强度的影响

可燃混合气的速度增大将缩小火焰稳定界限。钝体前主流湍流强度的增大将减小火焰稳定性。虽然湍流强度增大固然可以增大火焰传播速度,但是也会使边界层内的速度变得不稳定,容易引发熄火。目前,湍流强度和湍流尺度对火焰稳定

性的影响还不是很清楚。

(4) 钝体形式和尺寸的影响

关于钝体形式的影响,巴雷尔(Barrere)与梅斯特里(Mestre)进行了实验。图 2-40 为 7 种不同形式的钝体,这些钝体的宽度相同,均为 5mm,从 1~6 钝体的非流线性程度增加。实验表明,钝体的非流线性程度越大,火焰稳定界限越宽,这可能是由于非流线性程度的增加,使回流区得以增大。

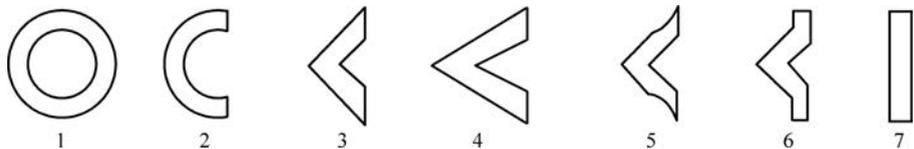


图 2-40 各种形式的钝体

钝体尺寸对火焰稳定性也有较大影响。实验发现,在阻塞比(如图 2-38 所示,阻塞比定义为流道中钝体宽度 d 与流道宽度 D 的比值的平方,即 $(d/D)^2$) 相同的情况下,增大钝体宽度,回流区增大,火焰稳定界限变宽。

(5) 燃烧室形状和尺寸的影响

实验表明,当阻塞比较小时,增加阻塞比可以增大火焰的稳定界限。这是因为阻塞比增加时,回流区的长度比边界层的速度增加得快。但过分增大阻塞比,稳定界限反而下降。这是由于阻塞比过大时,回流区的长度比边界层的速度增加得慢,火焰易被吹熄。实验还表明,加长燃烧室将会缩小火焰稳定界限。这可能是钝体后火焰前沿延伸过长产生干扰的结果。

(6) 声学效应

实验表明,增大噪声强度对火焰稳定性有不利影响。当短通道形燃烧室中火焰长度减小时,钝体下游的噪声强度将降低,说明缩短火焰长度对火焰稳定性存在有利的影响。

3) 钝体稳焰理论

由以上讨论可知,钝体在高速气流中之所以能稳定火焰,主要是①均匀高速气流流经钝体后速度分布发生了变化,截面气流从轴心处负值沿径向一直变化到主流速度,那么在钝体下游存在可燃混合气的法向速度大小等于火焰传播速度大小的条件;②钝体的尾迹中产生了回流区,利用回流的高温气体向预混气提供了一个连续的点火源,进而在钝体下游某个位置形成一个稳定着火环,使高速预混可燃气开始稳定着火、燃烧。这些是公认的看法。然而,回流区在火焰稳定中究竟起什么作用,研究者们有不同的看法,主要有两种理论。

一种是回流区点燃模型。该模型认为回流区中是高温且燃料浓度接近于零的燃烧产物,它起着点燃新鲜预混可燃气(主流)的作用。即当新鲜预混可燃气绕过钝体时,必然先在回流区边缘与高温燃气接触,然后再进入下游主流中。如果在这段接触时间之内,高温燃气能够点燃新鲜混合气,则表示钝体火焰能稳定存在,如

果不能点燃新鲜混合气,则说明火焰将被吹熄。

另一种是回流区燃烧模型。该模型认为回流区如同均匀搅拌反应器,新鲜预混可燃气与燃烧产物在回流区内迅速混合均匀从而发生燃烧。该观点将高温低速的回流区看作值班火焰。当回流区下游的火焰熄灭后,只要回流区本身能维持燃烧,火焰就不会熄灭,只有当回流区燃烧终止,才会使火焰全部熄灭。因而把回流区本身的熄火看作钝体尾迹火焰稳定的极限条件。该理论的实验依据是在有的实验中曾观测到钝体下游熄灭后尚存的“残余火焰”现象。

4) 其他稳焰方法

除了钝体稳焰方法之外,高速气流中为防止火焰吹熄而采取的稳焰方法还有很多。常用的实现火焰稳定的方法有用值班火焰(引燃火焰)稳焰、用旋转射流(旋流器)稳焰、用反喷射流稳焰、用突扩管道稳焰等。

用值班火焰稳焰:在高速可燃混合气气流附近布置一稳定的值班火焰,使燃烧器喷口喷出的主气流得到不间断地点燃,从而稳定主火焰。该值班火焰必然是流速较低、燃烧量较小的分支火焰,其流速可为主火焰的 $1/10$,燃烧量可达主火焰的 $20\% \sim 30\%$ 。可以认为,由于强烈的扩散和混合作用,在由值班火焰产生的炽热气流与点燃前的可燃混合气气流之间发生了强烈的热、质交换,冷的可燃混合气温度得以升高,反应速率增大,并进一步着火和燃烧。若这种值班火焰与冷的可燃混合气之间的作用一直不间断地进行下去,便可有效地保证主气流的燃烧稳定。图2-41为用值班火焰稳定主火焰的两种方法。

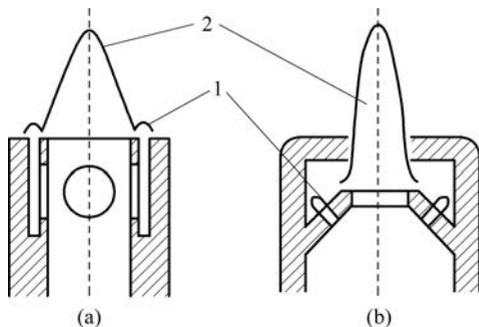


图 2-41 值班火焰稳焰

1: 值班火焰; 2: 主火焰

用旋转射流稳焰:若燃料气流或空气在离开燃烧器喷口之前开始做旋转运动,那么在气流由喷口喷出后便

会边旋转边向前运动,从而形成旋转射流。旋转射流是通过各种形式的旋流器产生的,气流在旋流器的作用下做螺旋运动,一旦离开旋流器喷射出去后,由于离心力的作用,不仅具有轴向速度,还有气流扩散的切向速度,如图2-42所示。

旋转射流稳焰在锅炉、燃气轮机及其他工业燃烧设备中得到了广泛的应用,不仅因为其具有较大的喷射扩张角,射程较短,可在较短的炉膛或燃烧室中完成燃烧过程,还因为其在强旋转射流内部形成一个回流区,因此,旋转射流不但可以从射流外侧卷吸周围介质,而且能从内回流中卷吸高温介质,具有较强的抽气能力,可使大量高温燃气回流至火焰根部,保证燃料及时、顺利地着火和稳定燃烧。

用反喷射流稳焰:反喷射流稳焰的示意图如图2-43所示。在逆向射流形成的环流区前缘,逆向射流和主流相撞,流速降低,形成前缘滞止区。当可燃混合气点

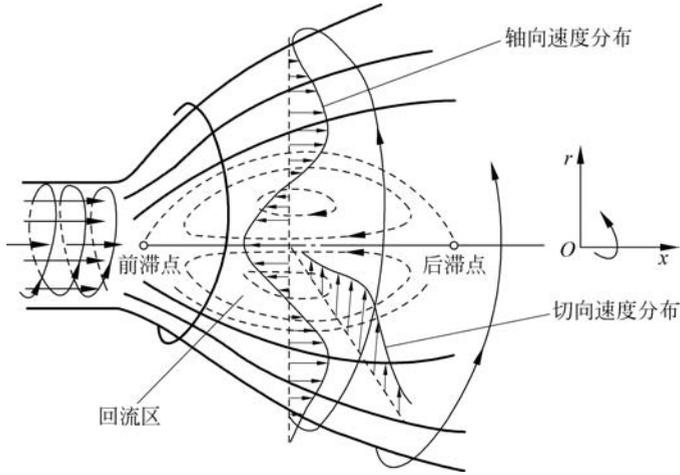


图 2-42 旋转射流稳焰示意图

燃后,可以形成稳定的火焰。环流区把高温燃气带到滞止区,使滞止区成为一个稳定的点火源。在滞止区里包含射流可燃混合气、新鲜空气和高温燃气,因此可以根据不同的主流速度,调整射流混合气的浓度和速度,保证创造火焰稳定的条件。这种稳焰方法可以用在航空发动机的加力燃烧室上,也有的工业锅炉使用这种稳定方法来起火炬。

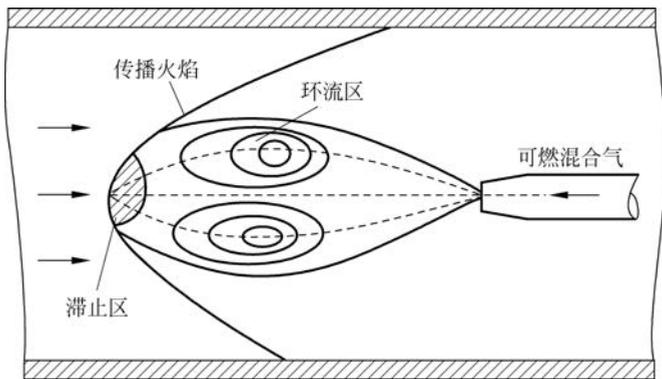


图 2-43 反喷射流稳焰示意图

用突扩管道稳焰:突扩管道也可以形成射流和管壁之间的环形回流区,如图 2-44 所示。由于回流区的尺寸较大,采用突扩管道的燃烧室可以实现高强度的预混气无焰燃烧,其缺点是有产生回火的危险。

3. 扩散火焰的稳定性

扩散火焰的稳定性和预混火焰有很大不同,主要表现在:

(1) 预混火焰存在回火和吹熄现象。由于射流扩散火焰前沿必须出现在燃料

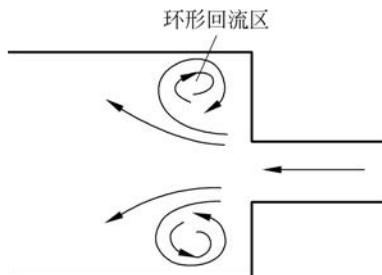


图 2-44 突扩管道稳焰示意图

和氧化剂按化学恰当比的位置上,因此不可能有回火现象,但是存在吹熄。

(2) 预混火焰防止吹熄的基本条件是在火焰根部产生一个稳定的点火源。扩散火焰防止吹熄的条件除了在火焰根部产生一个稳定点火源外,还必须连续地保持可燃混合气存在着火所需要的浓度(符合化学恰当比)。扩散火焰相较预混火焰稳定机制更复杂。

高速气流中防止扩散火焰吹熄或保持火焰稳定的方法通常和高速气流中保持预混火焰稳定的方法相同,最普遍的是产生回流区来稳定火焰的方法。产生回流区的方法很多,例如,2.7.2 节提到的钝体、旋转射流、反吹射流、突扩管道等。另外,壁面凹腔、多级旋转射流等新方法正在研究和应用。对于航空发动机燃烧室,应用壁面凹腔稳焰的凹腔燃烧室和应用多级旋转射流稳焰的多级旋流燃烧室已成为当前研究的热门方向。

航空燃气涡轮发动机概述

3.1 航空燃气涡轮发动机类型

1903年12月17日,美国莱特兄弟把一台4缸、水平直列式水冷活塞发动机改装之后用于“飞行者一号”飞机,实现了人类历史上首次有动力的载人飞行。自此至第二次世界大战结束,经过不断改进,活塞发动机在功率和经济性方面达到了很高的水平,成为当时航空动力的主要形式。然而,由于活塞发动机受制于螺旋桨推进效率低等因素,飞机飞行速度的提高不大,始终不能突破声速。1932年,英国人弗兰克·惠特尔(Frank Whittle)的离心式航空燃气涡轮发动机专利成功授权;1937年7月,世界首台离心式航空燃气涡轮发动机惠特尔试验机W. U. 成功问世。同期,德国人汉斯·冯·奥海因(Hans Von Ohain)的离心/轴流式航空燃气涡轮发动机专利于1935年成功授权;1937年9月,其离心式航空燃气涡轮发动机HeS2A完成第一次性能测试,达到推力176磅;1939年8月,经改进后的离心式航空燃气涡轮发动机(命名为“HeS3B”)列装到世界第一架喷气式飞机He 178上并成功实现首飞。1940年,德国容克公司的尤莫004(Jumo004)发动机成功运行,成为世界首台轴流式航空燃气涡轮发动机。随后,美国和苏联相继从测试与仿真起步,逐步研制出各自的航空燃气涡轮发动机。到了20世纪50年代,航空燃气涡轮发动机技术逐渐成熟,较活塞发动机表现出两个突出优势:

(1) 热力过程并行推进,发动机更为强劲有力。活塞发动机的进气、压缩、燃烧、膨胀、排气等过程交替进行,比功率有限。航空燃气涡轮发动机的进气、压缩、燃烧、膨胀、排气等过程是并行连续的,具有更高的比功率,发动机也更加强劲有力。

(2) 发动机的推力具有正向速度特性,使飞机飞得更高、更快。随着飞行速度的增加,特别是接近声速时,飞机的阻力急剧增大,需要大幅地增大发动机的功率。

活塞发动机功率的增加主要依靠加大汽缸的尺寸和数目,相当于加大了发动机的质量和尺寸。此外,在飞机飞行速度达到 $800\sim 850\text{km/h}$ 时,螺旋桨的效率开始明显下降,使其产生的推力下降,无法满足进一步提高飞行速度的要求。这正是活塞式发动机不能突破“音障”的原因。与之相比,燃气涡轮发动机的质量显著减少,并且取消了螺旋桨,在很大的飞行速度范围内,燃气涡轮发动机的推力是随着飞行速度的增加而增加的,因而飞机的飞行速度可以突破“音障”。

鉴于此,航空燃气涡轮发动机开始取代活塞发动机,成为自 20 世纪 50 年代以来的主要航空动力形式。

航空燃气涡轮发动机主要由进气道、压气机、燃烧室、涡轮、尾喷管等部件构成,常称其为燃气涡轮发动机的“五大部件”,其中压气机、燃烧室和涡轮(对于单转子发动机来说)被称为燃气涡轮发动机的“核心机”(对于多转子发动机来说,核心机通常指高压部分,即高压压气机、燃烧室和高压涡轮),如图 3-1 所示。新鲜空气吸入进气道后,首先由压气机加压成高压气体;接着由喷嘴喷出燃油与空气混合后在燃烧室进行燃烧成为高温高压的燃气;然后推动涡轮转动,将燃气的焓和动能转换成机械能输出;最后燃气由喷管排出,产生反作用推力。若涡轮输出的

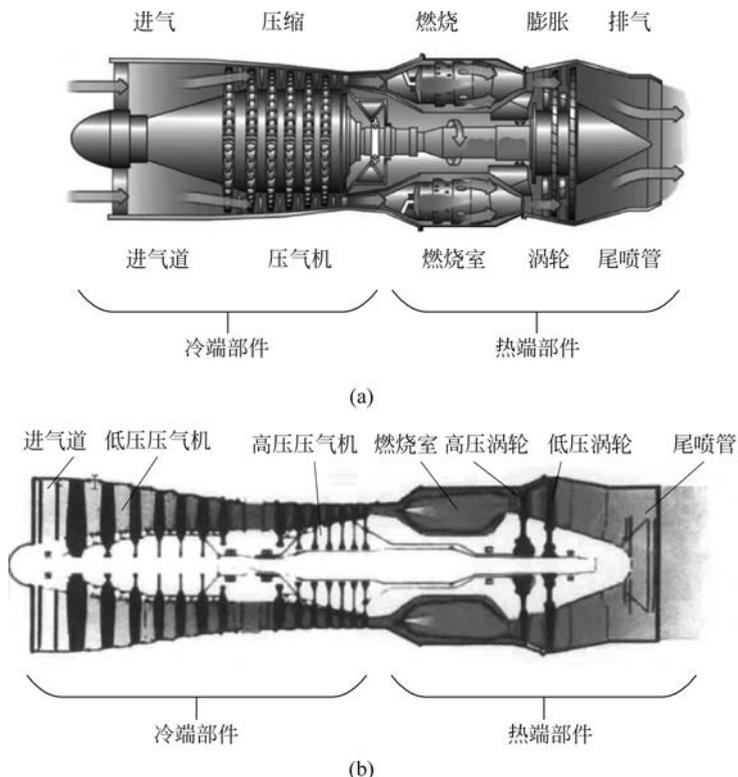


图 3-1 典型航空燃气涡轮喷气发动机示意图

(a) 单转子航空燃气涡轮发动机; (b) 双转子航空燃气涡轮发动机

机械能仅用作驱动压气机,那么发动机主要依靠喷管喷出的高温高压高速的燃气做功,该航空燃气涡轮发动机即称作“涡轮喷气发动机”(简称“涡喷发动机”,图 3-1);若发动机不是主要依靠喷管高速排气来做功,而是主要利用涡轮输出的机械能做功,那么在由涡轮输出的大量机械能中,除了其中一部分用来驱动压气机外,剩余部分经传动轴输出。其中,用以驱动直升机旋翼或地面车辆、发电机、舰船等的发动机为“涡轮轴发动机”(简称“涡轴发动机”,图 3-2);用以驱动飞行器螺旋桨的发动机为“涡轮螺旋桨发动机”(简称“涡桨发动机”,图 3-3);用以驱动外涵压气机(常称为“风扇”)的发动机为“涡轮风扇发动机”(简称“涡扇发动机”,图 3-4)。所以说,航空燃气涡轮发动机主要有 4 种基本类型,即涡轮喷气发动机、涡轮轴发动机、涡轮螺旋桨发动机和涡轮风扇发动机。涡轮轴发动机常用作直升机动力,涡轮螺旋桨发动机常用作运输机动力,涡轮喷气发动机和涡轮风扇发动机常用作战斗机动力。对于战斗机,推力是衡量其动力水平的重要指标。为了提高发动机推力,通常在涡轮与喷管之间加设加力燃烧室,利用涡轮后燃气中的余氧进行再次燃烧,从而提高发动机排气速度,实现发动机推力的增大。因为排气速度与排气温度的平方根成正比,例如,若原来排气温度为 900K,再次燃烧(加力)后的排气温度达到 1800K,那么其推力将增加 41%。这一非常可观的推力增加量就可以克服音障时的阻力增加量。加设加力燃烧室的航空燃气涡轮发动机称为“加力式航空燃气涡轮发动机”(图 3-5)。一般地,在增设加力燃烧室时,喷管需应用可调喷管技术,以保证开加力时主发动机的状态不变。为了表述更为清晰,通常将处于压气机与涡轮之间的燃烧室称作“主燃烧室”。

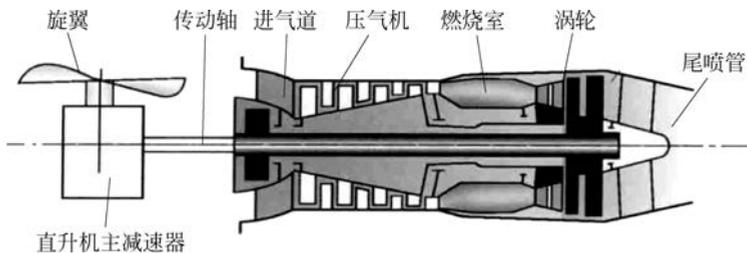


图 3-2 涡轮轴发动机示意图

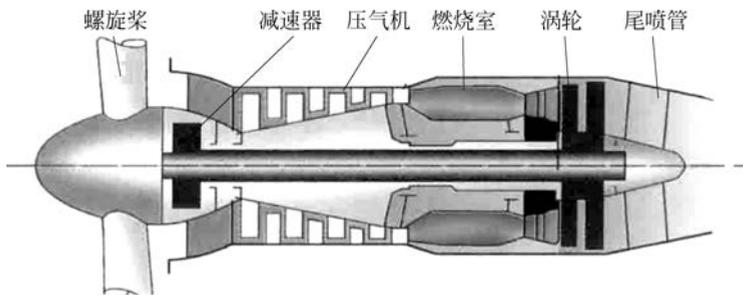


图 3-3 涡轮螺旋桨发动机示意图

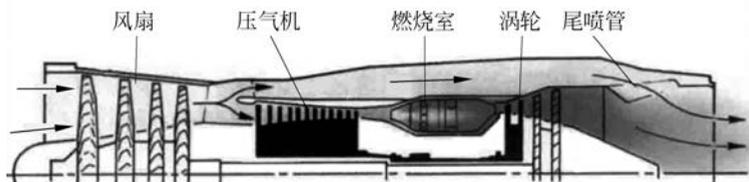


图 3-4 涡轮风扇发动机示意图

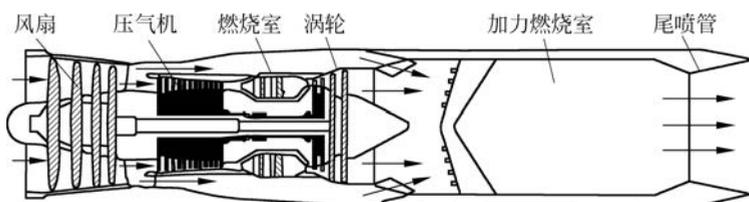


图 3-5 加力式航空燃气涡轮发动机示意图

3.2 航空燃气涡轮发动机循环

航空燃气涡轮发动机既是一种推进装置，又是一种热力机械，其基本构型即单转子涡轮喷气发动机(图 3-1(a))的工作原理如图 3-6 所示，压气机从外界吸入空气，压缩后送入燃烧室，同时油泵连续将燃油喷入燃烧室与高温压缩空气混合，在定压下燃烧，生成的高温、高压燃气进入涡轮膨胀做功，废气则排入大气。其理论热力循环如图 3-7 所示，图中 1→2 为工质(空气)在压气机中的定熵压缩过程，2→3 是在燃烧室内的定压加热过程，3→4 是工质(燃气)在涡轮中的定熵膨胀过程，4→1 为工质(燃气)的定压放热过程，该热力循环也称作“布雷顿循环”(Brayton cycle)。

对于动力机械的热力循环来说，比功率和热效率是衡量热力循环的重要指标。比功率是单位工质经过工作循环所产生的功率，也称作“单位功率”，单位为 $(W \cdot s)/kg$ 。循环比功率表征工质的对外做功能力。在做功量相同时，比功率大的循环所需工质的量少，反之则多。对于两台输出功率相同的燃气涡轮发动机来说，比功率大的工质流量少，发动机尺寸就可能较小，反之可能较大。热效率是工质经过工作循环，把加入循环中的热量转变为输出功的百分比。当热效率较高时，加入的热量利用率较高，反之则较低。为了清晰地表述热力

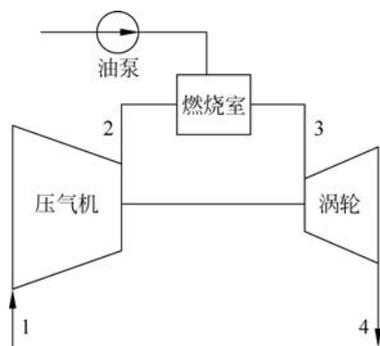


图 3-6 单转子涡轮喷气发动机工作原理图

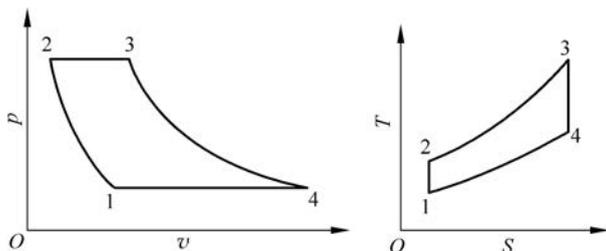


图 3-7 单转子涡轮喷气发动机的理论热力循环

循环过程,先厘清热力过程中涉及的热量、功率等相关物理量的符号、单位,如表 3-1 所示。

表 3-1 功热物理量的符号、单位

物理量名称	符 号	单 位
热量	Q	J
热流量	Φ	W
单位工质热流量	$\tilde{\Phi}$	(W·s)/kg
功	W	J
功率	P	W
单位工质功率(单位功率,比功率)	\tilde{P}	(W·s)/kg

因此,对于布雷顿循环,假设各热力过程中工质的定压比热容为定值 c_p ,则有:

定熵压缩过程 1→2,压气机压缩单位工质的耗功率 \tilde{P}_C :

$$\tilde{P}_C = h_2 - h_1 = c_p (T_{t2} - T_{t1}) = c_p T_{t1} \left(\frac{T_{t2}}{T_{t1}} - 1 \right) = c_p T_{t1} (\pi^m - 1) \quad (3-1)$$

定压加热过程 2→3,燃烧室中单位工质吸热的热流量 $\tilde{\Phi}_1$:

$$\tilde{\Phi}_1 = h_3 - h_2 = c_p (T_{t3} - T_{t2}) \quad (3-2)$$

定熵膨胀过程 3→4,涡轮膨胀单位工质做功功率 \tilde{P}_T :

$$\tilde{P}_T = h_3 - h_4 = c_p (T_{t3} - T_{t4}) = c_p T_{t3} \left(1 - \frac{T_{t4}}{T_{t3}} \right) = c_p T_{t3} (1 - \pi^{-m}) \quad (3-3)$$

定压放热过程 4→1,发动机单位工质放热的热流量 $\tilde{\Phi}_2$:

$$\tilde{\Phi}_2 = h_4 - h_1 = c_p (T_{t4} - T_{t1}) \quad (3-4)$$

根据各热力过程特性可得:

$$\frac{T_{t2}}{T_{t1}} = \left(\frac{p_{t2}}{p_{t1}} \right)^m = \left(\frac{p_{t3}}{p_{t4}} \right)^m = \frac{T_{t3}}{T_{t4}} = \pi^m \quad (3-5)$$

式中,下标“t”表示某点状态的滞止参数; $m = \frac{k-1}{k}$, k 为等熵指数,理想气体的

$k = c_p / c_v$, 为比热容比; $\pi = \frac{p_{12}}{p_{11}}$ 为循环最高压力与最低压力之比, 称为“循环增压比”或者“压比”; $\tau = \frac{T_{13}}{T_{11}}$ 为循环最高温度与最低温度之比, 即循环增温比或者温比。

布雷顿循环的比功率 \tilde{P} 为

$$\tilde{P} = \tilde{P}_T - \tilde{P}_C \quad (3-6)$$

将式(3-1)和式(3-3)代入式(3-6)中有

$$\tilde{P} = c_p T_{13} (1 - \pi^{-m}) - c_p T_{11} (\pi^m - 1) = c_p T_{11} [\tau (1 - \pi^{-m}) + (1 - \pi^m)] \quad (3-7)$$

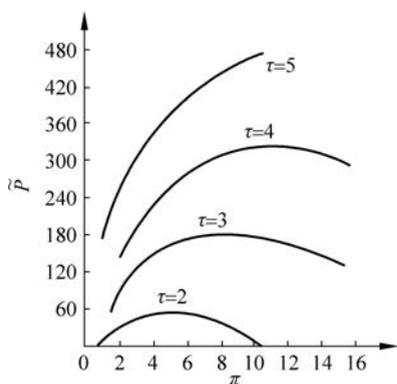


图 3-8 布雷顿循环比功率与压比和温比的关系

由式(3-7)可知, 比功率随循环的温比和压比而改变, 如图 3-8 所示。当压比不变时, 比功率随 τ 的增加而增加, 也就是说, 在材料强度许可的前提下, 应尽可能提高 T_{13} , 从而有利于提高发动机的比功率; 当温比不变时, 比功率随 π 的变化先增大后减小, 即存在使比功率最大的最佳压比 π_{op} 。将式(3-7)中的比功率对 π 求导, 并令之为零, 即可获得最佳压比

$$\pi_{op} = \tau^{\frac{1}{2}m} \quad (3-8)$$

将式(3-8)代入式(3-7), 获得最佳压比时的比功率即最大比功率 \tilde{P}_{max} :

$$\tilde{P}_{max} = c_p T_{11} (\sqrt{\tau} - 1)^2 \quad (3-9)$$

布雷顿循环的热效率 η_t :

$$\eta_t = \frac{\tilde{P}}{\tilde{\Phi}_1} \quad (3-10)$$

将式(3-7)和式(3-2)代入式(3-10)有

$$\eta_t = 1 - \pi^{-m} \quad (3-11)$$

式(3-11)表明, 布雷顿循环的热效率与温比无关, 而只与压比和等熵指数有关, 并随压比的增加而单调递增。但是热效率不会无限制地增加, 因为任何循环的热效率都不可能高于卡诺循环的热效率 $(1 - 1/\tau)$ 。将卡诺循环的热效率与式(3-11)对比, 可以得到在 $\pi = \tau^{1/m}$ 时, 布雷顿循环的热效率等于卡诺循环的热效率。但从式(3-7)可知, 此时的循环比功率为零, 即涡轮做功功率与压气机耗功率相等, 布雷顿循环此时对外不做功, 因而毫无意义。这也说明当要求比功率大于零时, 布雷顿循环的压比应小于 $\tau^{1/m}$, 即 $\tau^{1/m}$ 是在一定温比下循环压比的极限值, 它使热效率随压比增加而受到限制。

上述内容基于布雷顿循环的理想情况,然而在实际循环的各个过程都存在不可逆因素,尤其是压缩过程和膨胀过程。因为流经叶轮式的压气机和涡轮的工质通常在很高的流速下实现能量之间的转换,这时流体之间、流体与流道之间的摩擦不能再忽略不计。因此,尽管工质在流经压气机和涡轮时向外散热可忽略不计,但其压缩过程和膨胀过程都是不可逆的绝热过程,如图 3-9 所示。图中虚线 1-2' 即压气机中的不可逆绝热压缩过程,3-4' 为涡轮中的不可逆绝热膨胀过程。压气机和涡轮的这种不可逆损失分别用压气机绝热效率和涡轮相对内效率来表示。

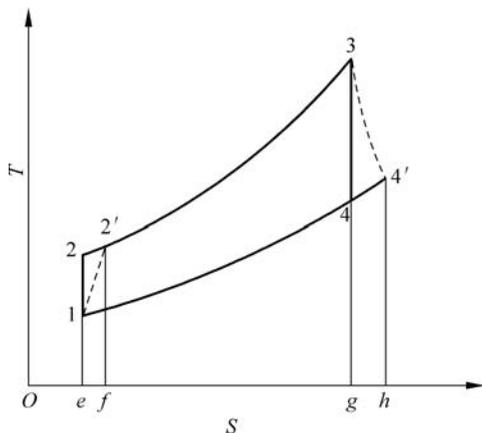


图 3-9 单转子涡轮喷气发动机实际热力循环图

压气机的绝热效率 $\eta_{c,s}$ 定义为压气机的理想耗功率 \tilde{P}_C 与实际耗功率 \tilde{P}'_C 的比值:

$$\eta_{c,s} = \frac{\tilde{P}_C}{\tilde{P}'_C} = \frac{h_2 - h_1}{h'_2 - h_1} \quad (3-12)$$

涡轮相对内效率 η_T 定义为涡轮膨胀单位工质的实际做功功率 \tilde{P}'_T 与涡轮膨胀单位工质的理想做功功率 \tilde{P}_T 的比值:

$$\eta_T = \frac{\tilde{P}'_T}{\tilde{P}_T} = \frac{h_3 - h'_4}{h_3 - h_4} \quad (3-13)$$

为此,布雷顿循环的实际比功率 \tilde{P}' :

$$\tilde{P}' = \tilde{P}'_T - \tilde{P}'_C = \eta_T (h_3 - h_4) - \frac{1}{\eta_{c,s}} (h_2 - h_1) \quad (3-14)$$

燃烧室中单位工质吸热的实际热流量 $\tilde{\Phi}'_1$:

$$\tilde{\Phi}'_1 = h_3 - h'_2 = h_3 - h_1 - \frac{1}{\eta_{c,s}} (h_2 - h_1) \quad (3-15)$$

因而,布雷顿循环的实际热效率 η'_t :

$$\eta'_t = \frac{\tilde{P}'}{\tilde{\Phi}'_1} = \frac{\eta_T(h_3 - h_4) - \frac{1}{\eta_{C,s}}(h_2 - h_1)}{h_3 - h_1 - \frac{1}{\eta_{C,s}}(h_2 - h_1)} \quad (3-16)$$

假设各热力过程中工质的定压比热容为定值 c_p ，并注意到 $\frac{T_{t2}}{T_{t1}} = \frac{T_{t3}}{T_{t4}} = \pi^m$ 、 $\tau = \frac{T_{t3}}{T_{t1}}$ ，那么式(3-16)可改写为

$$\eta'_t = \frac{\eta_T(T_{t3} - T_{t4}) - \frac{1}{\eta_{C,s}}(T_{t2} - T_{t1})}{T_{t3} - T_{t1} - \frac{1}{\eta_{C,s}}(T_{t2} - T_{t1})} = \frac{\frac{\tau}{\pi^m} \eta_T - \frac{1}{\eta_{C,s}}}{\frac{\tau - 1}{\pi^m - 1} - \frac{1}{\eta_{C,s}}} \quad (3-17)$$

图 3-10 给出了单转子涡轮喷气发动机实际热效率与压比和温比的关系。结合上述推导，可以得出如下结论。

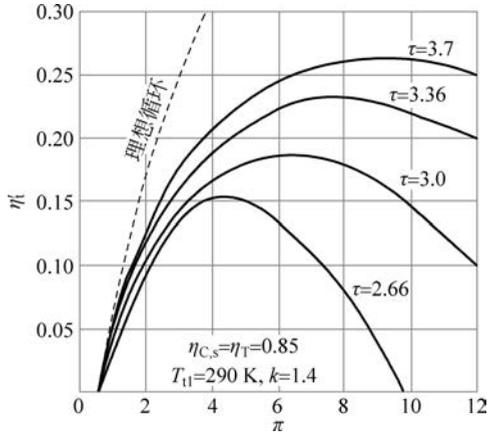


图 3-10 单转子涡轮喷气发动机实际热效率

(1) 温比 τ 越大，实际循环的热效率 η'_t 越高。因温度 T_{t1} 取决于大气环境，故只能通过提高 T_{t3} 以增大 τ 。但 T_{t3} 受限于金属材料的耐热性能，目前正在研究用陶瓷复合材料部分甚至全部取代金属材料，以达到更大的温比。

(2) 保持温比 τ 、压气机绝热效率 $\eta_{C,s}$ 和涡轮相对内效率 η_T 一定，实际热效率 η'_t 随压比的提高先增大后减小，即实际热效率存在极大值。当温比增大时，和实际热效率的极大值相对应的压比也提高，因而可进一步提高实际热效率。因此，从循环特性参数方面说，提高 T_{t3} 是提高热效率的主要方向。

(3) 提高压气机绝热效率和涡轮相对内效率，即减小压气机压缩过程和涡轮膨胀过程的不可逆性，实际热效率随之提高。目前压气机的绝热效率一般在 0.80~0.90，涡轮相对内效率在 0.85~0.92。

从热力学角度探讨提高布雷顿循环的热效率，除了通过改变循环特性参数的

方法外,还可以从改进循环着手,如采用回热、在回热基础上采用分级压缩中间冷却和在回热基础上采用分级膨胀中间再热等方法,此处不再叙述,请有需要的读者自行参考文献。

3.3 航空燃气涡轮发动机性能要求

3.3.1 涡喷和涡扇发动机的性能指标

涡喷发动机和涡扇发动机都是将核心机的可用功用于增加流过发动机气流的动能并产生反作用推力。因此,评定这两类发动机性能的指标都与推力有关。

1. 推力 F 和比推力 \tilde{F}

发动机推力 F 是涡喷发动机或涡扇发动机的一个主要性能参数,单位为 N 。当飞机的空气动力特性相同时,发动机推力越大,飞机飞得越快、越高,机动性也越好。

但发动机推力的大小,不足以评定发动机循环性能的优劣,因为对于循环性能相同的发动机,推力的增大可能是加大发动机尺寸、增大空气质量流量的结果。因此,评定发动机循环性能的优劣应根据比推力的大小。比推力是指发动机推力与进入发动机的空气质量流量之比,即单位工质所产生的推力,也称作“单位推力”,用 \tilde{F} 表示,单位为 $(\text{N} \cdot \text{s})/\text{kg}$:

$$\tilde{F} = \frac{F}{W_a} \quad (3-18)$$

式中, W_a 为发动机的空气质量流量,单位为 kg/s 。

在给定发动机推力的条件下,比推力越大,空气质量流量越小,可以据此缩小发动机的外廓尺寸和减轻发动机的质量。目前,涡喷发动机地面台架最大状态的单位推力为 $600 \sim 750(\text{N} \cdot \text{s})/\text{kg}$,加力状态下的单位推力可达 $1100(\text{N} \cdot \text{s})/\text{kg}$ 以上。

2. 耗油率 sfc

发动机在单位时间内消耗的燃油质量称为“燃油流量”,用 W_f 表示,单位为 kg/s 。燃油流量与产生的推力的比值称作“耗油率”,用 sfc 表示,国际单位为 $\text{kg}/(\text{N} \cdot \text{s})$,常用单位为 $\text{kg}/(\text{daN} \cdot \text{h})$,即

$$\text{sfc} = \frac{W_f}{F} \quad (3-19)$$

耗油率是决定飞机的航程和续航时间的重要参数,是评定发动机经济性的重要指标。在地面台架上,目前涡喷发动机最大工作状态的耗油率一般在 $0.8 \sim 1.0\text{kg}/(\text{daN} \cdot \text{h})$,大涵道比涡扇发动机的耗油率在 $0.4\text{kg}/(\text{daN} \cdot \text{h})$ 以下。

3. 推质比 F_m

发动机推力与发动机质量之比称为发动机的“推质比”,用 F_m 表示,国际单位

为 N/kg ：

$$F_m = \frac{F}{m} \quad (3-20)$$

式中, m 为发动机质量, 单位为 kg 。

当发动机推力一定时, 推质比越大表示发动机质量越小。发动机的推质比对飞机的性能有直接的影响, 特别是军用歼击机要求高机动性(飞机能够迅速地加速和转弯等能力), 需要有尽可能高的发动机推质比。表 3-2 列出了推质比 10 等级的航空燃气涡轮发动机的性能参数。

表 3-2 推质比 10 等级的航空燃气涡轮发动机的性能参数

参 数	F119	F120	M88-2	EJ200	P2000
加力推力/kN	155.7	155.7	84.8	90.0	120.1
加力耗油/(kg/(daN·h))	2.305	2.305	1.840	—	—
不加力推力/kN	111.19	111.19	54.40	60.0	80.1
不加力耗油/(kg/(daN·h))	0.62	0.62	0.81	—	—
推质比/(N/kg)	10	10	9.6	10	—
总压比	25	25	24.5	25	—
涡轮前温度/K	1950	1950	1843	1803	1823
涵道比	0.2	0.2	0.5	0.4	0.6
装备飞机	ATF	ATF	阵风	EFA	MIG2000

如果发动机的质量增加 $1kg$, 则亚声速飞机的整体质量将增加 $4\sim 5kg$, 超声速飞机的整体质量将增加 $6\sim 10kg$ 。在推力不变的条件下, 推质比直接影响飞机的最大平飞速度、升限、有效载荷和机动性等性能。可见, 推质比对飞机来说是非常重要的参数。

在相同的空气质量流量条件下, 低涵道比的涡扇发动机一般比涡喷发动机的质量小 20% 左右, 因为通过涡扇发动机的高压压气机、燃烧室和涡轮的燃气流量较少, 所以其尺寸和质量都相应减小了一些。但是涡扇发动机的喷气速度低, 推力和单位推力小。如果推力相同, 则涡扇发动机的空气质量流量大于涡喷发动机, 即使如此, 涡扇发动机的推质比相较涡喷发动机仍然更大。

4. 单位迎面推力 F_a

发动机推力与发动机迎风面积之比称为“单位迎面推力”, 用 F_a 表示, 单位为 N/m^2 ：

$$F_a = \frac{F}{A} \quad (3-21)$$

式中, A 为发动机迎风面积。发动机单位迎面推力越大越好。当推力一定时, 单位迎面推力越大, 发动机迎风面积越小, 利于设计外形好、阻力小的飞机。

3.3.2 涡桨和涡轴发动机的性能指标

涡轴发动机和涡桨发动机中核心机的大部分或绝大部分可用功由动力涡轮传递到直升机旋翼或螺旋桨上。因此,评定这类发动机性能的指标都与功率有关。

1. 功率 P 和比功率 \tilde{P}

涡轴发动机几乎不产生喷气反作用推力,即循环有效功绝大部分由涡轮传至旋翼。涡轴发动机的功率(轴功率)表达式为

$$P_s = \tilde{P}_s W_a \quad (3-22)$$

式中, P_s 为涡轴发动机功率,即轴功率,单位为 W; \tilde{P}_s 为涡轴发动机的涡轮传至旋翼的单位轴功率,即比轴功率,国际单位为 $(W \cdot s)/kg$,常用单位为 $(kW \cdot s)/kg$; 对于单轴发动机, $\tilde{P}_s = \tilde{P}_{T,s} - \tilde{P}_{C,s}$; 对于具有自由涡轮(或称“动力涡轮”)的发动机, $\tilde{P}_s = \tilde{P}_{TZ}$ 。其中, $\tilde{P}_{T,s}$ 为涡轮做功的比功率, $\tilde{P}_{C,s}$ 为压气机耗功的比功率, \tilde{P}_{TZ} 为自由涡轮做功的比功率。

对于涡桨发动机,一般采用当量功率 P_e 来衡量其动力性能。当量功率是在给定的飞行条件下,螺旋桨轴功率与发动机喷气推力的推进功率折合为螺旋桨轴功率之和,即

$$P_e = \tilde{P}_e W_a = P_j + F_j c_0 / \eta_j \quad (3-23)$$

式中, P_e 为涡桨发动机当量功率,单位为 W; \tilde{P}_e 为涡桨发动机的单位当量功率(或称“比当量功率”),国际单位为 $(W \cdot s)/kg$,常用单位为 $(kW \cdot s)/kg$; P_j 为螺旋桨轴功率,单位为 W; F_j 为涡桨发动机喷气推力, c_0 为喷气速度, η_j 为折合效率。在地面台架条件下,飞行速度 $c_0 = 0$, $\eta_j = 0$,式(3-17)成为不定式,令

$$\beta = \lim_{c_0 \rightarrow 0} \frac{c_0}{\eta_j} \quad (3-24)$$

在一般地面条件下, $\beta = 60 \sim 80 kW/kN$,于是有

$$P_{e0} = P_{j0} + \beta F_{j0} \quad (3-25)$$

现代涡轴和涡桨发动机在地面台架的最大工作状态下的比轴功率或比当量功率为 $300 \sim 400 (kW \cdot s)/kg$ 。

2. 耗油率 sfc

涡轴发动机的燃油流量与产生的轴功率的比值为涡轴发动机的耗油率;涡桨发动机的燃油流量与产生的当量功率的比值为涡桨发动机的耗油率。两者都用 sfc 表示,国际单位为 $kg/(N \cdot s)$,常用单位为 $kg/(kW \cdot h)$,即

$$sfc = \frac{W_f}{P_s} \quad (3-26)$$

$$\text{sfc} = \frac{W_f}{P_e} \quad (3-27)$$

在地面台架上,目前涡轴发动机和涡桨发动机最大工作状态的耗油率在 $0.22 \sim 0.35 \text{kg}/(\text{kW} \cdot \text{h})$ 。

3. 功质比 P_m

发动机功率与发动机质量之比称为发动机的“功率质量比”,简称“功质比”,用 P_m 表示,国际单位为 W/kg ,即

$$P_{m,s} = \frac{P_s}{m} \quad (3-28)$$

$$P_{m,e} = \frac{P_e}{m} \quad (3-29)$$

式中, m 为发动机质量,单位为 kg ; $P_{m,s}$ 为涡轴发动机的功质比, $P_{m,e}$ 为涡桨发动机的功质比。

在地面台架上,目前涡轴发动机和涡桨发动机最大工作状态的功质比在 $0.1 \sim 0.3 \text{kW}/\text{kg}$ 。

对于涡轴发动机和涡桨发动机,发动机迎风面积的大小往往不作为一个重要的指标。其原因一方面直升机和涡桨飞机的飞行速度较低;另一方面是流过发动机的空气质量流量一般都较小,发动机的直径相较旋翼和螺旋桨直径小得多,发动机的直径较小。

3.3.3 航空燃气涡轮发动机使用性能要求

航空燃气涡轮发动机除了上述各项主要性能指标外,还有下述使用性能方面的要求。

1. 起动迅速可靠

发动机由停车状态起动达到慢车工作状态的过程应迅速可靠。在地面不同的大气条件下起动,或在空中停车后重新起动,起动成功率应较高。

2. 加速性好

通常以从慢车转速加速到最大工作状态转速所需的时间来表示发动机加速性的好坏。加速时间越短,加速性越好。现代航空燃气涡轮发动机的加速时间一般为 $5 \sim 18 \text{s}$ 。

3. 工作安全可靠

发动机在各种飞行条件下都能按照驾驶员的操纵进行安全可靠的工作,不发生压气机的喘振、燃烧室的熄火或机件损坏等故障。

4. 发动机寿命长

发动机从出厂到第一次大翻修的总工作时数或两次大翻修之间的工作时数都可以称为“发动机寿命”。发动机经数次翻修直至报废总积累的工作时数称为“发动机总寿命”。一般而言,民用发动机的寿命较长,军用发动机的寿命较短。

另外,对发动机还有噪声低、空气污染小、维护方便、加工制造便利和生产成本低等要求。