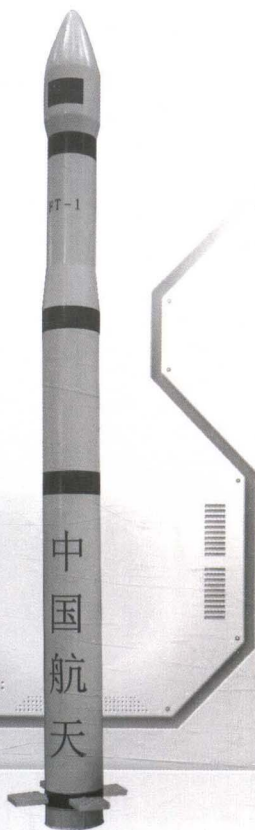
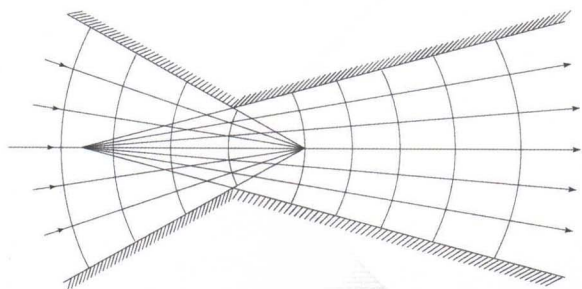




普通高校“十三五”规划教材



固体火箭发动机

气体动力学(第2版)

GUTI HUOJIAN FADONGJI
QITI DONGLIXUE

武晓松 陈 军 王 栋 编著



北京航空航天大学出版社
BEIHANG UNIVERSITY PRESS



普通高校“十二五”规划教材

固体火箭发动机气体动力学

(第2版)

武晓松 陈 军 王 栋 编著

北京航空航天大学出版社

内 容 简 介

本书主要介绍可压缩流体流动的基本理论和应用。内容包括气体动力学的基本知识,气体动力学控制方程组,一维定常流动基础,固体火箭发动机中的一维定常流动,激波、膨胀波与燃烧波以及固体火箭发动机中的复杂流动等。书中适当增加了有关工程热力学的基本知识,并在讲述一般定常管流知识的基础上,充分考虑固体火箭发动机工作过程的特点,扩充了与固体火箭发动机密切相关的内容。

本书可与《固体火箭发动机原理》教材配套使用,作为高等院校火箭武器和固体火箭发动机专业的教材,也可作为相关专业或工程技术人员的参考书。

图书在版编目(CIP)数据

固体火箭发动机气体动力学 / 武晓松, 陈军, 王栋
编著. -- 2 版. -- 北京: 北京航空航天大学出版社,
2016. 1

ISBN 978 - 7 - 5124 - 2041 - 0

I. ①固… II. ①武… ②陈… ③王… III. ①固体推
进剂火箭发动机—气体动力学 IV. ①V435

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2016)第 009388 号

版权所有,侵权必究。

固体火箭发动机气体动力学 (第 2 版)

武晓松 陈 军 王 栋 编著

责任编辑 蔡 喆 胡绶霞

*

北京航空航天大学出版社出版发行

北京市海淀区学院路 37 号(邮编 100191) <http://www.buaapress.com.cn>

发行部电话:(010)82317024 传真:(010)82328026

读者信箱: goodtextbook@126.com 邮购电话:(010)82316936

北京时代华都印刷有限公司印装 各地书店经销

*

开本:787×1 092 1/16 印张:14.25 字数:365 千字

2016 年 4 月第 2 版 2016 年 4 月第 1 次印刷 印数:2 000 册

ISBN 978 - 7 - 5124 - 2041 - 0 定价:35.00 元

前 言

本书是国家级精品课程和国家级精品资源共享课“固体火箭发动机气体动力学”(http://www.icourses.cn/coursestatic/course_2453.html)的配套教材。固体火箭发动机气体动力学是火箭武器和固体火箭发动机专业及相关专业的专业基础课,是固体火箭发动机原理的先修课程。本书是2005年国防工业出版社《固体火箭发动机气体动力学》的修订版,该书是普通高等教育“十五”国家级规划教材,江苏省精品教材。本次修订时,编者根据多年的教学实践,对全书内容进行了重新梳理,使章节编排更趋合理和系统,便于学生由浅入深地学习;适当增加了关于多维流、黏性影响等内容,使学生初步了解复杂流动的知识,为学习高等气体动力学等课程奠定必要的基础;适当增加了一些数表,纠正了原教材存在的个别错误。

本书主要讲述气体动力学的基础知识,一般流动的控制方程组,一维定常流动基础,固体火箭发动机中的一维定常流动,激波、膨胀波与燃烧波,固体火箭发动机中的复杂流动。在讲述变截面、摩擦、换热及质量加入等一般定常管流知识的基础上,充分考虑固体火箭发动机工作过程的特点,适当扩充了与固体火箭发动机密切相关的内容,使学生在学习时能与专业知识联系起来,为学习后续课程打下坚实的理论基础。书中前5章均编排了一定数量的例题和习题,并在此次修订时进行了适当扩充,以帮助读者提高运用基本理论解决实际问题的能力。

本书由武晓松、陈军、王栋编著,武晓松主编,孙思诚审阅。全书共6章,其中第2、3章由武晓松编写,第4、5章由陈军编写,第1、6章由王栋编写。在修订过程中,编者的许多同事曾给与热情的帮助,历届学生也提出过不少宝贵意见,研究生卓长飞、夏镇娟、邓利、邓寒玉等同学对全书例题和习题进行了重新解答与校对,孙波、封锋两位青年教师在课程资源建设方面做出了贡献,在此一并表示衷心的感谢。

由于编者水平有限,教学经验尚欠丰富,修订版难免有不妥和谬误之处,恳请读者批评指正。

编 者

2015年10月

目 录

第 1 章 气体动力学基本知识	1
1.1 气体的连续介质假设	1
1.1.1 连续介质假设	1
1.1.2 连续介质的密度	4
1.1.3 连续介质的速度	4
1.2 气体的基本性质	5
1.2.1 气体的密度、压强和温度	5
1.2.2 气体的输运性质	6
1.3 热力学基本概念与基本知识	9
1.3.1 平衡状态、状态参数与简单热力学系统	9
1.3.2 可逆过程与不可逆过程	10
1.3.3 功与热量	11
1.3.4 系统的内能与储能	12
1.3.5 热力学第一定律	13
1.3.6 流动功与焓	14
1.3.7 比热容与比热比	14
1.3.8 热力学第二定律与熵	15
1.4 理想气体的热力学性质	17
1.4.1 热状态方程	17
1.4.2 量热状态方程	18
1.4.3 理想气体的比热容关系式	18
1.4.4 理想气体的焓	19
1.4.5 理想气体的等熵过程方程	19
1.4.6 常见气体的热力学性质	20
1.5 气体动力学的基本概念	20
1.5.1 体系与控制体	20
1.5.2 研究流体流动的拉格朗日方法	21
1.5.3 研究流体流动的欧拉方法	22
1.5.4 物质导数	23
1.5.5 流体运动的分类	24
1.5.6 迹线、流线与流管	25
1.5.7 广延量与强度量	28
1.5.8 作用在流体上的外力	29
1.5.9 气体中的扰动	29

1.5.10 绝对坐标系与相对坐标系	30
习 题	31
第2章 气体动力学控制方程组	32
2.1 拉格朗日方法与欧拉方法的关系	32
2.1.1 体系与控制体的选取	32
2.1.2 时间变化率之间的关系	32
2.1.3 时间变化率的积分形式	33
2.1.4 时间变化率的微分形式	35
2.2 连续方程	36
2.2.1 连续方程的积分形式	36
2.2.2 连续方程的微分形式	36
2.2.3 定常流动的连续方程	36
2.3 动量方程	37
2.3.1 动量方程的矢量积分形式	38
2.3.2 动量方程的分量积分形式	38
2.3.3 动量方程的微分形式	38
2.4 能量方程	41
2.4.1 能量方程的积分形式	42
2.4.2 能量方程的微分形式	43
2.5 熵方程	44
习 题	45
第3章 一维定常流动基础	47
3.1 引 言	47
3.1.1 流动定常假设	47
3.1.2 一维流动假设	47
3.2 一维定常流动的控制方程组	50
3.2.1 连续方程	50
3.2.2 动量方程	51
3.2.3 能量方程	55
3.2.4 熵方程	57
3.3 声速与马赫数	59
3.3.1 声速公式	60
3.3.2 马赫数	61
3.3.3 小压强扰动在可压缩流体中的传播	61
3.4 理想气体一维定常流的控制方程组	63
3.4.1 理想气体一维定常流的连续方程	63
3.4.2 理想气体一维定常流的动量方程	64
3.4.3 理想气体一维定常绝热流的能量方程	64
3.5 流动的滞止状态	65

3.5.1	滞止状态的定义	65
3.5.2	滞止焓(或总焓)	66
3.5.3	滞止温度(或总温)与滞止声速	66
3.5.4	滞止压强(或总压)与滞止密度	67
3.5.5	用滞止参数表示的连续方程	68
3.5.6	用滞止参数表示的熵增	69
3.5.7	流体的可压缩性	70
3.6	最大等熵膨胀状态和临界状态	71
3.6.1	最大等熵膨胀状态	71
3.6.2	临界状态	72
3.7	速度系数与气体动力学函数	77
3.7.1	速度系数	77
3.7.2	气体动力学函数	79
	习 题	80
第 4 章	固体火箭发动机中的一维定常流动	82
4.1	变截面一维定常等熵流动	82
4.1.1	变截面一维定常等熵流动的控制方程组	82
4.1.2	截面积变化对流动特性的影响	83
4.1.3	变截面一维定常等熵流动的极限状态——壅塞状态及临界截面	86
4.1.4	变截面一维定常等熵流动的计算	89
4.1.5	先收敛后扩张的管道——拉瓦尔喷管	90
4.1.6	外界反压对拉瓦尔喷管流动的影响——力学条件	92
4.1.7	拉瓦尔喷管的性能参数计算	94
4.2	有摩擦的一维定常绝热流动	98
4.2.1	简单摩擦管流的控制方程组	98
4.2.2	简单摩擦管流中任意截面上的参数变化	98
4.2.3	摩擦对流动参数的影响	100
4.2.4	简单摩擦管流的极限状态——摩擦壅塞	101
4.2.5	简单摩擦管流临界管长 L^* 的确定	103
4.2.6	固体火箭发动机长尾管内的流动	104
4.2.7	摩擦系数	105
4.3	具有换热的一维定常流动	110
4.3.1	简单换热管流的控制方程组	110
4.3.2	简单换热管流的截面参数变化	111
4.3.3	换热对流动参数的影响	112
4.3.4	简单换热流动过程的性质	116
4.3.5	加热管流的极限状态——加热壅塞与临界加热量	117
4.3.6	加热流动的热阻	119
4.3.7	等截面换热管流的瑞利方程	121

4.3.8	等截面加热管流的计算	122
4.4	有质量加入的一维定常流动	125
4.4.1	有质量加入的一维定常流动控制方程组	125
4.4.2	质量加入对流动参数的影响	127
4.4.3	简单加质流动的极限状态——加质壅塞与临界质量流率	128
4.4.4	垂直于主流的加质流动及其求解	129
4.4.5	加质流动在固体火箭发动机中的应用	132
	习 题	134
第5章	激波、膨胀波与燃烧波	136
5.1	正激波	137
5.1.1	正激波的控制方程组	137
5.1.2	理想气体的正激波	138
5.1.3	理想气体正激波的朗金-雨贡纽方程	141
5.1.4	理想气体正激波的普朗特速度方程	142
5.1.5	激波阻力	143
5.2	拉瓦尔喷管中的流动与正激波	148
5.2.1	喷管内产生激波的临界条件	149
5.2.2	正激波在喷管内的位置	153
5.3	斜激波	156
5.3.1	控制方程组	157
5.3.2	理想气体中的斜激波	159
5.3.3	斜激波波角 ϵ 与流动偏转角 δ 的关系	160
5.3.4	斜激波的强度与最大流动偏转角	160
5.3.5	激波的反射与相交	164
5.4	膨胀波	168
5.4.1	普朗特-迈耶流动的控制方程	169
5.4.2	理想气体中的膨胀波	170
5.4.3	普朗特-迈耶流动的计算	171
5.4.4	普朗特-迈耶角的最大值	173
5.4.5	绕多个凸角和凸面的普朗特-迈耶流动	173
5.5	燃烧波	175
5.5.1	燃烧波的控制方程组	176
5.5.2	燃烧波的基本方程	177
5.5.3	燃烧波的基本特征	179
	习 题	182
第6章	固体火箭发动机中的复杂流动	184
6.1	广义一维定常流动	184
6.1.1	广义一维定常流动的控制方程组	184
6.1.2	驱动势对理想气体广义一维定常流动的影响	185

6.1.3	理想气体广义一维定常流动参数的求解	186
6.1.4	理想气体广义一维定常流动的一般特征	189
6.2	拉瓦尔喷管中的两相流动	191
6.2.1	喷管中两相流动的控制方程组	191
6.2.2	一维定常两相常滞后流动	194
6.2.3	一维定常两相平衡流动	201
6.3	气体流动的黏性效应	203
6.3.1	附面层概念	203
6.3.2	附面层引起的喷管质量流率损失	204
6.3.3	附面层分离	205
6.3.4	拉瓦尔喷管过度膨胀引起的流动分离	205
6.4	多维流效应	208
6.4.1	拉瓦尔喷管的声速线	208
6.4.2	拉瓦尔喷管的扩张损失	209
6.4.3	通道截面积突然变化的流动	212
参考文献		216
习题答案		217

第 1 章 气体动力学基本知识

流体包括液体和气体两类,它们无一定形状,容易流动变形。气体在压力作用下其体积很容易改变,又称为可压缩流体(compressible fluid)。

气体动力学(gas dynamics)是研究可压缩流体流动的一门学科,它是更一般的学科——流体动力学的一个分支。气体动力学研究气体流动的起因、运动规律以及和物体之间的相互作用。气体可以在物体的内部流动,称为内流(internal flows),如一般管道流动、火箭发动机燃烧室和喷管内的流动等;也可以在物体的外部流动,称为外流(external flows)或绕流,如空气绕飞机、火箭外部的流动等。气体与物体相互作用的结果可以产生阻力、升力、推力或者轴功的交换。此外,当气体与其流过的物体具有不同温度时,两者之间还存在热量交换。虽然气体的流动形式以及气体与物体的相互作用多种多样,但它们都服从如下的基本定律:

- ① 质量守恒定律(the law of the conservation of mass);
- ② 牛顿第二运动定律(Newton's second law of motion);
- ③ 热力学第一定律(the first law of thermodynamics);
- ④ 热力学第二定律(the second law of thermodynamics)。

因此,气体动力学综合了力学、热力学等学科的一些基本概念和原理;当流动过程中伴随有化学反应发生时,还需要应用化学动力学方面的知识。上述 4 个基本定律既不以所研究的流体性质为转移,也与具体的流动过程无关。但是使用基本定律描述某种具体流体的流动时,必须考虑该流体的热力学性质,它可以以热力学性质表或经验方程给出,也可以通过理想化模型(如理想气体)得到。

固体火箭发动机是一种热动力装置,其工作过程包含着不同形式能量之间的转换。固体火箭发动机是依靠固体推进剂燃烧产生高温高压气体(称为燃气)来工作的,所以固体火箭发动机的工作包含燃烧和流动两个过程,而燃气的流动过程是更基本的。固体火箭发动机的燃气流动是十分复杂的过程,在装药通道内流动的燃气流伴随着装药表面新产生燃气的不断添加(质量添加流动),燃气在喷管中膨胀加速,并以超声速从喷管中喷出,以此产生反作用力推动火箭飞行。

固体火箭发动机气体动力学的任务是研究固体火箭推进剂燃烧后生成的燃气在火箭发动机中的流动规律,包括燃烧室中的质量添加流动、喷管中的变截面流动以及长尾管中的摩擦流动等,为火箭发动机工作性能参数的计算提供理论工具。

1.1 气体的连续介质假设

1.1.1 连续介质假设

从微观上看,气体是由大量不连续的微小粒子(分子、原子)组成的,气体内部存在空隙,是非密实的或者说不连续的,并且每个粒子都在进行着不规则的热运动,粒子与粒子之间通过

碰撞交换动量和能量,使得表征气体属性与状态的各种物理量在空间和时间上是不均匀的、离散的和随机的。但是,在宏观上观察到的或通过仪器测量到的气体结构与运动却明显地呈现出均匀性、连续性和确定性。由此可见,粒子的微观运动与气体的宏观运动虽然截然不同,但又是和谐统一的。气体动力学是研究气体宏观运动规律的学科,如果考虑每个微观粒子的运动,然后再运用统计物理的方法获得宏观物理量的平均值,那将是非常繁琐的。所以,气体动力学通常用连续介质模型来简化真实气体的微观结构,这就是欧拉(Euler)于1753年提出的“连续介质假设”(continuum postulate),它是气体动力学的根本性假设和基础。

连续介质假设认为:气体是连续介质,充满所给定的全部体积,粒子之间不存在自由间隙,没有真空,也没有粒子的热运动。所以,在研究气体的宏观运动时,不必考虑单个粒子的瞬时状态和行为,而只需要研究描述气体宏观状态的物理量,如温度、压强、速度等。根据连续介质假设,气体的这些物理量在每个空间点和每个时刻都具有确定的值,并且都是空间和时间的连续函数(在激波问题中,不考虑激波厚度时物理参数有间断)。

可以从以下两个方面来理解气体的连续介质假设:

① 连续介质假设要求气体的宏观运动所涉及到的每一个气体微团都必须包含有极大量的粒子,它们的统计平均性质代表了该微团气体的宏观性质。事实上,这一要求是很容易满足的。例如,在标准状态下,1 cm³体积所包含的气体分子数约为 2.7×10^{19} 个,即使在 10^{-9} cm³ 体积内也还有 2.7×10^{10} 个气体分子,而这样的体积在宏观上是非常小的。

② 连续介质假设要求所考虑的气体微团或气体中的物体的特征尺寸与组成气体的分子之间的距离相比是非常大的,气体中的每一个非常小的变化都能够影响到极大量的分子,即要求气体流动的特征尺寸应远大于气体分子的平均自由程。

根据连续介质的要求,可以定义一个无量纲的克努森数(Knudsen number)

$$Kn \equiv \frac{l}{L} \quad (1-1-1)$$

式中, l 为分子平均自由程,是单个分子在与其他分子碰撞前所能运动距离的平均值; L 为流动的特征尺寸。表1-1列出了标准状态下几种气体分子的直径和平均自由程。

可以将克努森数与流动的马赫数(Mach number)和雷诺数(Reynolds number)联系起来。马赫数 Ma 和雷诺数 Re 分别定义为

$$Ma = \frac{v}{a}, \quad Re = \frac{\rho v L}{\mu} \quad (1-1-2)$$

式中, v 为流动速度, a 为声速(acoustic speed or sonic speed), μ 为黏性系数, ρ 为密度。

表 1-1 标准状态下气体分子的直径 d 和平均自由程 l

气体	$d/(10^{-10}\text{m})$	$l/(10^{-8}\text{m})$	气体	$d/(10^{-10}\text{m})$	$l/(10^{-8}\text{m})$
氦	2.90	10.9	氮	3.50	7.46
氢	2.00	22.9	二氧化碳	3.30	8.39
氧	2.95	10.5	氨	3.00	10.20

当雷诺数 Re 较小($Re \simeq 1$)时,特征尺寸 L 通常取气体中的物体尺寸(如绕流的飞行器长度或直径等)或者流动通道的尺度(如火箭发动机喷管流动的喷喉直径等),则克努森数为

$$Kn = 1.26 \sqrt{\gamma} \frac{Ma}{Re}$$

式中, γ 为比热比。克努森数近似为

$$Kn \approx \frac{Ma}{Re} \quad (1-1-3)$$

对于大雷诺数 ($Re \gg 1$) 流动, 取黏性效应显著的附面层的厚度作为特征尺度, 克努森数为

$$Kn \approx \frac{Ma}{\sqrt{Re}} \quad (1-1-4)$$

根据克努森数的大小可以对流体的流动状态进行分类, 如表 1-2 所示。连续介质假设只适用于 $Kn < 0.01$ 的流动, 这在通常情况下都是满足的。当 $Kn \geq 0.01$ 时, 连续介质假设不再成立。例如, 在高空大气中, 空气的密度非常低, 以至于分子的平均自由程可以与所研究物体的特征尺寸相比拟, 不能再视作连续介质, 需要用稀薄气体动力学的方法来处理。

连续介质假设也不能适用于激波内部的流动, 因为激波的厚度与分子平均自由程是同量级的。所以, 在研究激波流动时均将激波处理成间断, 而不考虑其内部的流动情况。

【例 1.1】 图 1-1 所示为电弧加热风洞结构示意图。实验模型宽 0.025 4 m, 长 0.152 4 m, 气体的流速 (马赫数 $Ma = 7$) $v = 1\ 743$ m/s, 黏性系数 $\mu = 1.22 \times 10^{-5}$ Pa·s, 密度 $\rho = 0.018\ 2$ kg/m³。模型前端装有一个外径为 7.62×10^{-5} m 的注射器式皮托管, 用于测量流动的滞止压强。试确定稀薄气体效应是否可能发生。

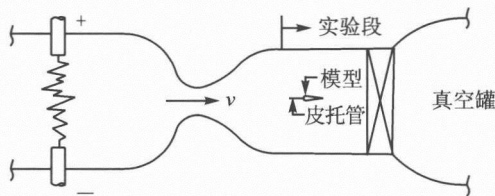


图 1-1 风洞中的压强测量

解: 就模型的绕流而言, 流动雷诺数 (以模型长度为特征尺寸) 和克努森数分别为

$$Re = \frac{\rho v L}{\mu} = \frac{0.018\ 2 \times 1\ 743 \times 0.152\ 4}{1.22 \times 10^{-5}} = 3.963 \times 10^5$$

$$Kn = \frac{Ma}{\sqrt{Re}} = \frac{7}{\sqrt{3.963 \times 10^5}} = 0.011\ 1$$

可见, 克努森数仅比 0.01 稍大, 所以稀薄气体效应并不重要。

对皮托管而言, 由于管口处附面层的厚度为零, 所以合适的特征尺寸为皮托管的直径。于是

$$Re = \frac{\rho v L}{\mu} = \frac{0.018\ 2 \times 1\ 743 \times 7.62 \times 10^{-5}}{1.22 \times 10^{-5}} = 198.14$$

$$Kn = \frac{Ma}{Re} = \frac{7}{198.14} = 0.035\ 33$$

可见, 稀薄气体效应是需要考虑的。

1.1.2 连续介质的密度

密度是气体的一个重要属性,它是空间坐标和时间的函数,即

$$\rho = \rho(x, y, z, t) \quad (1-1-5)$$

根据连续介质假设,密度可以按如下方式来定义。

在充满连续介质的空间中,任一点 P 在给定时刻的密度可以围绕该点取一个介质微团,其体积为 $\delta\Omega$ (为了与流速符号 v 区别开来,体积均用 Ω 表示,但比体积仍用小写的英文字母 v 表示),所包含分子的全部质量为 δm ,如图 1-2 所示。则微团的平均密度为

$$\bar{\rho} = \frac{\delta m}{\delta\Omega}$$

现在要求体积 $\delta\Omega$ 围绕 P 点逐渐缩小。如图 1-3 所示,随着 $\delta\Omega$ 的不断缩小,其内部介质的物理属性越来越均匀,平均密度逐渐趋向于一个稳定值,此时的体积称为极限体积,用 $\delta\Omega_{\min}$ 表示。当微团的体积进一步缩小时,由于介质分子进出该体积的不平衡将导致平均密度随时间产生较大波动,因此体积不能再缩小。于是,对应于极限体积 $\delta\Omega_{\min}$ 的平均密度就定义为 P 点处的连续介质密度,即

$$\rho = \lim_{\delta\Omega \rightarrow \delta\Omega_{\min}} \frac{\delta m}{\delta\Omega} \quad (1-1-6)$$

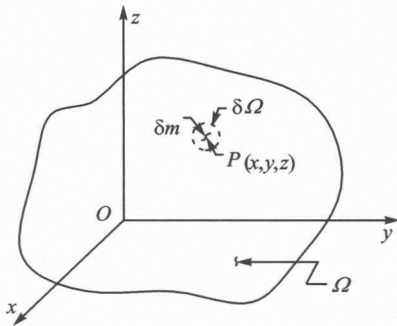


图 1-2 连续介质中的微团体积与质量

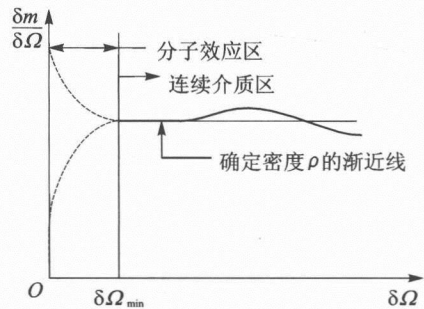


图 1-3 连续介质中的一点处的密度

由此可见, $\delta\Omega_{\min}$ 是保证连续介质假设成立的最小体积。极限体积比所研究物体的特征尺寸小得多,因此在流动中可以看成一个性质均匀的空间点;但它又远大于分子的平均自由程,所包含的分子数目多得足以使单个分子的行为无法显现,而只能表现出该体积内所有分子的平均性质,使密度的统计平均值具有确切的含义。从这个意义上说,连续介质中的空间点是与极限体积相比拟的气体微团,而不能理解为数学上几何点的概念,可以称为流体质点,连续介质正是由无数个连续微团或流体质点所组成的。为了方便起见,本书仍将式(1-1-6)写成微分的形式,即

$$\rho = \frac{dm}{d\Omega} \quad (1-1-7)$$

但应注意,这种微分是以满足连续介质假设为前提的。

1.1.3 连续介质的速度

和密度一样,连续介质的速度也是空间和时间的连续函数,可表示成

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}(x, y, z, t) \quad (1-1-8)$$

根据连续介质假设,某点 P 的流动速度可以定义为包含该点的极限体积 $\delta\Omega_{\min}$ 中所有分子运动速度的平均值。假设极限体积中有 n 个分子,第 i 个分子的质量为 m_i ,速度为 \mathbf{v}_i ,则 P 点的速度为

$$\mathbf{v} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i \mathbf{v}_i}{\sum_{i=1}^n m_i} \quad (1-1-9)$$

显然,这个速度不同于 P 点处分子的瞬时速度。

连续介质中一点处的密度和速度定义是非常有用的概念,是对连续介质假设实质的进一步说明。

1.2 气体的基本性质

1.2.1 气体的密度、压强和温度

气体是一种密度可以发生很大变化的可压缩流体,在剪切力作用下能够产生连续变形趋于流动。气体与液体的区别是很明显的。液体占有有一定大小的固定容积,在外力的作用下其密度基本保持不变,即使当外力很大时密度的变化也是很小的,因此通常将液体当成不可压缩流体(incompressible fluid)。而气体则不同,它总是充满所给定的容积,外力和温度很容易改变其密度。表 1-3 给出了在标准大气压下空气、水和水银的密度随温度变化的情况,表 1-4 为常见流体的密度。

表 1-3 标准大气压下空气、水和水银的密度随温度的变化

温度/°C	空气的密度/(kg·m ⁻³)	水的密度/(kg·m ⁻³)	水银的密度/(kg·m ⁻³)
0	1.293	999.87	13 600
4	—	1 000.00	—
5	1.273	999.99	—
10	1.248	999.73	13 570
15	1.226	999.13	—
20	1.205	998.23	13 550
25	1.185	997.00	—
30	1.165	995.70	—
40	1.128	992.24	13 500
50	1.093	988.00	—
60	1.060	983.24	13 450
70	1.029	977.80	—
80	1.000	971.80	13 400
90	0.973	965.30	—
100	0.946	958.40	13 350

表 1-4 标准大气压下常见流体的密度

流体	温度/°C	密度/(kg·m ⁻³)	流体	温度/°C	密度/(kg·m ⁻³)
空气	0	1.293	一氧化氮	0	1.340
氮气	0	1.251	水蒸气	0	0.804
氧气	0	1.429	水	4	1 000
氢气	0	0.089 9	海水	15	1 020~1 030
一氧化碳	0	1.250	润滑油	15	890~920
二氧化碳	0	1.976	酒精	15	790~800
二氧化硫	0	2.927	普通汽油	15	700~750

在气体的流动过程中,当温度和压强变化时,通常伴随着密度的变化,所以气体本质上是一种可压缩流体。但在有些情况下,流动气体的密度变化很小,忽略此变化不致引起显著误差,这时也可以将气体当成不可压缩流体来处理。

根据分子运动论,组成气体的分子总是处于极快的无规则运动状态。例如,标准状态下氢分子的平均速度约为 1 840 m/s。分子运动论是建立在对分子应用牛顿力学定律基础之上的,对于封闭在容器中的静止气体而言,分子对容器壁的高速撞击将产生作用力。所有分子撞击容器壁的综合结果就是气体的压强 p , 俗称压力,它正比于单位体积内气体分子的平均动能。对气体中的某点来说,可以将压强理解为周围气体分子对该点极限体积内的分子撞击的结果。

气体的温度 T 是气体内能的量度,温度越高,表明内能越大。对理想气体而言,分子的平均动能即为内能。所以,理想气体的温度正比于分子无规则热运动的平均动能,可以将温度看成气体内能的宏观表现形式。

1.2.2 气体的输运性质

由分子运动论可知,分子总是在不断进行无规则的热运动,不同流动区域的分子所携带的能量、动量以及质量是不同的。因此,由于分子在不同流动区域的迁移将导致气体动量、能量和质量的交换,这种特性称为流体的输运性质。下面简要介绍气体的黏性(viscosity)和导热性(thermal conductivity)。

1. 气体的黏性

黏性是真实流体的一个重要输运性质,定义为流体在经受切向(剪切)力时发生形变以反抗外加剪切力的能力,这种反抗能力只在相邻流体层之间存在相对运动时才表现出来。所以,流体处于静止状态和均匀运动时不会表现出黏性。

黏性概念可以用图 1-4 所示的实例来说明。在风洞中放置一个无限薄的平板,板面平行于气流方向,图中给出了用风速仪测量的平板附近沿法线方向上的气流速度分布(速

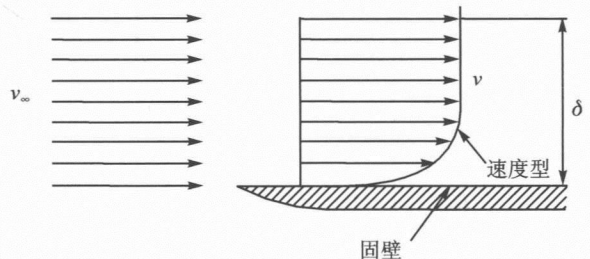


图 1-4 平板附面层实验

度型)。可以看出,在固壁上气流速度为0,越向外速度越大,且直到离开板面一定距离 δ 处,速度才与来流速度 v_∞ 没有显著差别。平板附近的这种速度分布正是空气的黏性造成的,黏性使平板上的流体层完全贴附在静止的固壁上,这种与板面完全没有相对速度的情况称为无滑移条件(no-slip condition)。稍外的一层空气由于气体层与气体层之间的摩擦作用,被固壁上的那层静止空气所阻滞,又被更外层的流动空气所牵引,其速度比0要稍大些。黏性作用就这样一层一层地向外传递,离开板面越远,空气受固壁的影响越小,流动速度越大。从速度的变化来说,越靠近平板板面,速度梯度越大,随着离开板面距离的增加速度梯度逐渐减小。

根据速度测量结果,在离开板面距离 δ 处,空气速度已经非常接近于来流速度 v_∞ 。与平板的长度相比, δ 是个极微小的量,若平板长度以米计,则 δ 只有几毫米至几十毫米而已(例如,标准状态下的空气沿1 m长的平板以 $v_\infty=10$ m/s的速度流动, δ 约为1.2 mm)。这就是说,气体黏性的影响范围是非常小的。通常将紧靠物体表面附近、厚度为 δ 的这层流体称为附面层或边界层(boundary layer)。严格地说,只有在离开物面无限远处,气流速度才会等于来流速度,流动才不再受平板的影响,但在实际应用中,一般将 $v=99\%v_\infty$ 作为附面层的边界。

从分子运动论的观点看,可以认为黏性是由于具有不同速度的相邻流体层之间的分子迁移而产生的动量交换的结果,是分子热运动引起的动量运输。

为了确定流体的摩擦力(由黏性引起的剪切力),考虑两个距离为 n 、长度和宽度足够大、面积均为 A 的平行平板,平板间充满了某种黏性流体,如图1-5所示。在上板上加一切向力 F_t ,使该平板以某速度 v 向右匀速运动,而下板则保持静止。由于黏性,下板上的流体速度为零,上板上的流体速度为 v 。如果两板间的距离 n 很小,速度 v 也不是很大,则可以认为两板间的速度分布是线性的。实验表明,摩擦应力 F_t/A 与速度 v 成正比,与两板间的距离 n 成反比,即

$$\tau = \frac{F_t}{A} = \mu \frac{v}{n}$$

式中, μ 是与流体性质有关的比例系数,称为动力黏度(dynamic viscosity),或简称黏性系数(coefficient of viscosity),单位为 $\text{Pa}\cdot\text{s}$; v/n 是流体发生变形的剪切率。

所以,任意两流体层之间的摩擦应力可以写成

$$\tau = \mu \frac{\Delta v}{\Delta n}$$

如果流体层之间的速度变化不是线性的,则应将摩擦应力改写为

$$\tau = \mu \frac{dv}{dn} \quad (1-2-1)$$

式中, dv/dn 为物面法向上或流动方向法向上的速度梯度。式(1-2-1)即为牛顿内摩擦定律(Newton's equation of viscosity)的数学表达式,凡是遵循该定律的流体称为牛顿流体(Newtonian fluid),如气体、水、滑油等。不服从牛顿内摩擦定律的流体称为非牛顿流体(non-Newtonian fluid),如血浆、泥浆、油漆、悬浮液以及接近凝固温度的石油产品等。此外,牛顿内摩擦定律只适用于层流状态的流动。

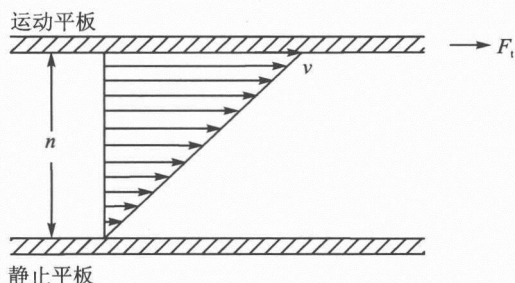


图1-5 流体黏性实验

一般流体的黏性系数主要取决于温度,而与压强的关系不大。液体的黏性系数随温度的增加而减小,气体则相反。气体的黏性系数只在远离临界压强(指在临界温度下,能使气体液化的最低压强。临界温度是在它以上无论施加多大的压强都不能使气体液化的温度。)的范围内才与压强无关。实验表明,气体的黏性系数随温度变化的关系可以近似写成

$$\mu \approx \mu_0 \left(\frac{T}{T_c} \right)^{1.5} \frac{T_c + T_s}{T + T_s} \quad (1-2-2)$$

称为萨瑟兰(Sutherland)公式。式中, μ_0 是1个大气压下、 T_c 所对应的黏性系数; $T_c = 273.16$ K; T_s 为萨瑟兰常数,与气体性质有关。表1-5给出了几种气体在不同温度时的黏性系数和萨瑟兰常数。

表1-5 几种气体在不同温度时的黏性系数和萨瑟兰常数(1个大气压)

气体	黏性系数 $\mu / (10^{-6} \text{ Pa} \cdot \text{s})$						萨瑟兰常数 T_s / K
	0 °C	20 °C	40 °C	60 °C	80 °C	100 °C	
空气	17.161	18.239	19.220	20.102	20.985	21.769	124
氮气	16.606	17.484	18.357	19.259	20.004	20.828	104
氧气	19.200	20.259	21.308	22.358	23.407	24.407	125
氢气	8.404	8.806	9.178	9.590	9.963	10.306	71
甲烷	10.198	10.806	11.502	12.140	12.699	13.307	164
一氧化碳	16.807	17.680	18.553	19.151	20.240	21.024	100
二氧化碳	13.807	14.699	15.699	16.700	17.553	18.455	254
水蒸气	8.933	9.669	10.404	11.130	11.875	12.601	961

除了动力黏性系数 μ 外,在气体动力学中还常用到 μ 与密度 ρ 的比值,称为运动黏度(kinematic viscosity)或运动黏性系数,用 ν 表示,即

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (1-2-3)$$

2. 气体的导热性

当气体中存在温度梯度时,气体分子本身的无规则热运动除了可以输运动量而导致气体的黏性外,还可以将温度较高区域的分子迁移到温度较低区域,将温度较低区域的分子迁移到温度较高区域,其结果是使不同区域的气体温度趋于相等。这种将热量从高温区域输运到低温区域的性质称为气体的导热性。

实验表明,热量总是沿着温度梯度的反方向从高温处传向低温处,且单位时间内通过单位面积所传递的热量为

$$\dot{Q} = -\kappa \frac{\partial T}{\partial n} \quad (1-2-4)$$

式中, \dot{Q} 是单位时间内通过单位面积传递的热量,负号表示热量传递的方向与温度梯度 $\partial T / \partial n$ 的方向相反。式(1-2-4)称为傅里叶(Fourier)导热定律, κ 为导热系数。

和气体的黏性系数一样,气体的导热系数也是随温度的升高而增大,且同样可用萨瑟兰公式近似,但萨瑟兰常数 T_s 的取值不同。