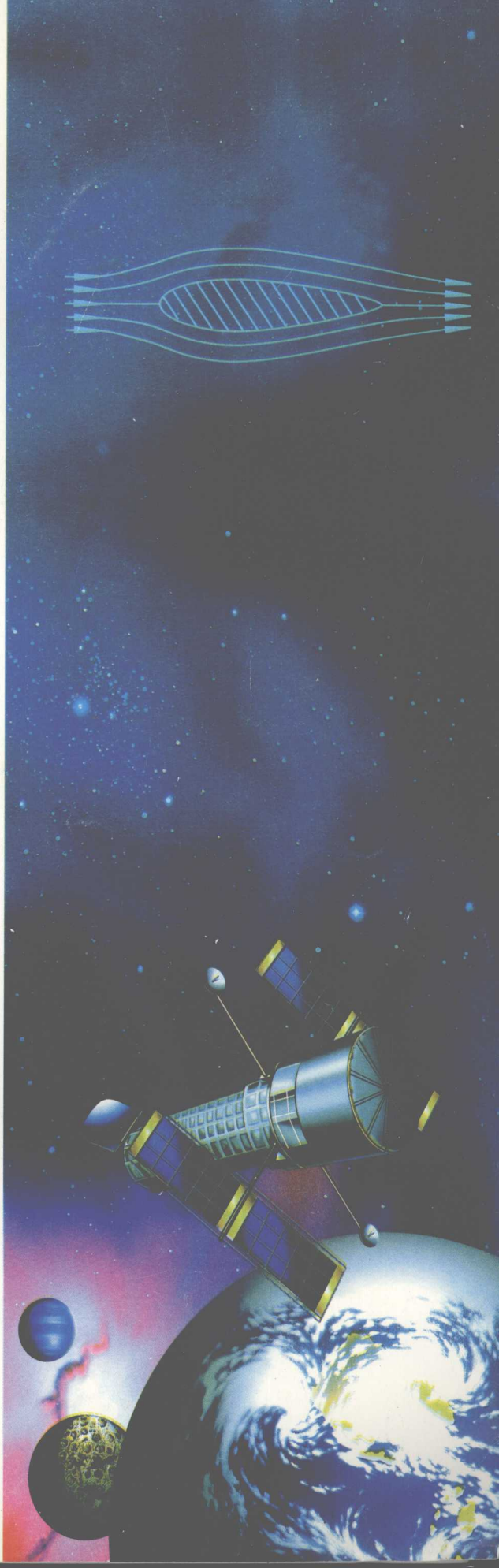
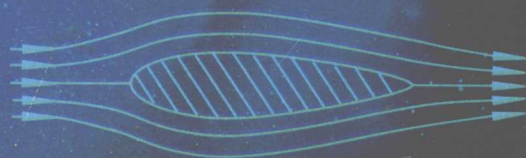


全军重点教材

应用流体力学

陈廷楠 主编

航空工业出版社



V21
C574

高等学校教材
(全军重点教材)

应用流体力学

(APPLIED FLUID MECHANICS)

主 编 陈廷楠
副主编 王平军
编 委 李 军 古艳峰 王平军
 李晓勇 陈廷楠 胡孟权
主 审 刘千刚

航空工业出版社

内 容 提 要

本书以流体流动的基本规律为线索,综合了飞机发动机专业中,原飞机的空气动力学及发动机的气体动力学、液压流体力学及部分热工知识四个方面内容。全书共分三篇,第一篇为“流体力学基础”。该篇主要论述流体静力学、流体运动学和流体动力学等基本理论以及粘性流动的基本知识。第二篇为“流体力学在航空工程中的应用”。该篇着重论述了流体在飞机及发动机中的应用。第三篇为:“流体力学实验原理、实验方法和实验设备”。该篇重点论述了相似理论和量纲分析,研究了测压、测速、测力等实验原理和方法,介绍了流体力学的主要实验设备。

本书为飞机发动机专业的本科教材。其特点是内容新、涉及面广、叙述精炼,且重视了工程应用,因此本书亦可供有关工程专业研究生教学用。对于空军及航空工业部门的厂、所、机关以及需要应用流体力学知识的科技工作者,亦是一本很好的参考书。

图书在版编目 (CIP) 数据

应用流体力学/陈廷楠,王平军等编。—北京:航空工业出版社,2000.8(2006.12重印)
ISBN 7-80134-710-2

I. 应... II. ①陈...②王... III. ①飞机-发动机-空气动力学
②飞机-发动机-气体动力学 IV. V271

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2000) 第 66420 号

航空工业出版社出版发行

(北京市安定门外小关东里 14 号 100029)

空军工程学院印刷厂印刷

全国各地新华书店经售

2000 年 8 月第 1 版

2006 年 12 月第 2 次印刷

开本: 787×1092 1/16 印张: 27

字数: 691 千字

印数: 3001—5000

定价: 45.00 元

序

在现代化战争中,空军是一支十分重要的力量,以美国为首的北约对南联盟的战争以及1991年的海湾战争都清楚地显示了这一点。没有强大的空军,就谈不到有巩固的国防,只能处于被动挨打的地位。发展强大的人民空军在我国目前国防建设中具有特殊重要的意义。

现代空军的主要装备,如飞机、导弹等是高科技综合的产物,先进的电子技术、自动控制系统、材料及工艺等在现代飞机的设计、研制中起到了愈来愈重要的作用。然而,要使飞机具有优良的飞行性能,如良好的机动性和敏捷性,大的航程和作战半径等,必须要有高效能的发动机及先进的气动布局,这些都离不开流体力学专业。在发展新一代军用飞机的工作中,流体力学仍将是一个十分重要的学科,并将继续发挥其应有的重要作用。

陈廷楠教授等编写的“应用流体力学”是一本很好的教科书,它正适应我国目前为建设强大的人民空军培养新一代合格人才的需要。书中对流体力学的基本原理做了清楚的论述,并以相当的篇幅介绍了流体力学的实验方法、原理和设备,使读者在学习本书后,不仅对流体力学一些基本概念和理论能有所了解,而且还掌握了一定的进行实验研究的能力。本书的另一个重要特点是将流体力学的基本原理和实际应用紧密结合,扼要地介绍了飞机的外流(流过飞机外部表面的气流)、内流(流过进气道及发动机的气流)及流体管路的流动特性等。通过对本书的学习,使读者对流体力学及其在航空工程上的应用能有一个比较全面的了解,这对培养高素质的具有综合分析能力的人才将是十分有益的。书中对隐身及气动布局的新发展也做了一定的介绍,这对开拓读者的视野,引导读者做进一步研究都会起到良好的作用。

总之,陈廷楠教授等编写这本“应用流体力学”是一本很好的教材,它不仅适合军事院校使用,对一般航空院校及工业部门也是一本很好的参考书。

刘 千 刚

1999年5月24日

前 言

本书被总部确定为全军重点教材。

本书是根据军委新时期军事战略方针,培养打赢现代高技术条件下局部战争需要的合格人材的指导思想,在军事院校深化教学改革中编写的一本全新的教科书。书中综合了飞机发动机专业中,原飞机的空气动力学、发动机的气体动力学、液压流体力学及部分热工知识四个方面内容。编写中以流体流动的基本规律为线索,把上述四个方面内容有机地组合在一起。这样,既避免了重复,又统一了思路,形成了一个完整体系,使应用流体力学成为飞机发动机专业的一门新的学科。

除了上述体系改革外,书中还着重注意了最新技术的应用及理论在工程实践中的运用,并加强了实验技术方面的知识。其目的在于使学员既掌握现代最新技术知识,又有很强的动手能力和实践知识,从而得到全面发展。

本书由陈廷楠教授主编。第1、2、12章由陈廷楠编写;第3、8章由李军编写;第4、9、10章由胡孟权编写;第5、6、7、11章由王平军编写;第13章由李晓勇编写;第14章由古艳峰编写。

刘千刚教授全面审查了本教材,并热情的为本教材书写了序言。我们表示衷心的感谢。刘千刚教授是西北工业大学的博士生导师,我国著名的流体力学专家。他不仅有丰富的教学经验,而且在流体力学方面的研究,也处于世界前沿。他在这方面的研究成果累累,多次获得国家 and 部级科技进步奖。

西北工业大学的何长安教授、刘志伟教授对本书提出了宝贵的意见和建议。在本书出版过程中,还得到了空军工程大学刘桂茂副校长、工程学院教保科的大力支持。在此向他们表示衷心的感谢。

由于编者水平有限,加之时间仓促,难免有不足之处,欢迎批评指正。

编 者

1999年6月

目 录

第一篇 流体力学基础

第1章 流体性质和流体静力学	1
1.1 流体及连续介质假设	1
1.2 流体主要物理性质	2
1.3 流体的模型化	7
1.4 气体的热力学特性	8
1.5 液体的气穴现象	13
1.6 流体静力学	15
第2章 流体运动学和动力学基础	25
2.1 流场	25
2.2 流体微团运动分析	30
2.3 流体的无旋运动和速度位	35
2.4 流体的有旋运动和旋涡	38
2.5 积分形式的流体基本运动方程	44
2.6 微分形式的流体基本运动方程	51
2.7 伯努利方程	61
2.8 计算流体力学简介	63
第3章 流体的一元定常流动	66
3.1 一元定常流动的基本方程	66
3.2 滞止参数及临界参数	70
3.3 流体在变截面管中的流动	78
第4章 流体的二元定常流动	88
4.1 二元定常不可压位流	88
4.2 二元定常可压位流	101
4.3 弱扰动在流场中的传播	105
4.4 膨胀波	109
4.5 激波	112
4.6 膨胀波、激波的反射与相交	125
第5章 粘性流体的理论基础	130
5.1 层流与紊流	130
5.2 附面层的基本概念	134
5.3 附面层对流体流动的影响	139
5.4 高速附面层	146
第6章 粘性流体的损失特性	153
6.1 管路流动时的沿程损失	153

6.2	管路流动时的局部损失	162
6.3	管路系统损失	166
6.4	节流流动	173
6.5	紊流射流	179
第7章	粘性流体的间隙流动	184
7.1	平面间隙流动	184
7.2	柱面环形间隙流动	188
7.3	功率损失与最佳间隙	190
7.4	倾斜面间隙流动	191
7.5	液压支承	195

第二篇 流体力学在航空工程中的应用

第8章	飞机推进系统内部流动	201
8.1	概述	210
8.2	飞机推进系统中的绝能流动	203
8.3	飞机推进系统中有功交换的流动	218
8.4	飞机推进系统中有热交换的流动	224
第9章	飞机空气动力特性	228
9.1	翼型的低速气动特性	228
9.2	有限翼展机翼的低速气动特性	242
9.3	翼型和机翼的亚音速气动特性	261
9.4	翼型和机翼的超音速气动特性	269
9.5	翼型和机翼的跨音速气动特性	281
9.6	机身的气动特性	285
9.7	全机的气动特性	291
第10章	飞机气动布局的新发展	299
10.1	几种先进的气动布局	299
10.2	隐身飞机外形设计特点	304
10.3	进、排气系统与飞机的一体化设计	307
第11章	流体管路动态特性分析	311
11.1	管路动态特性基本方程	311
11.2	管路频率响应及谐振	323
11.3	管路时域响应的特征线仿真方法	334

第三篇 流体力学实验原理、实验方法和实验设备

第12章	相似理论和量纲分析	343
12.1	相似理论	343
12.2	量纲分析	350
第13章	测量原理及方法	355
13.1	压力测量	355

13.2	温度测量	364
13.3	流速测量	365
13.4	流量测量	370
13.5	气动力测量	376
第 14 章	实验设备	382
14.1	水力学实验设备	382
14.2	风洞	386
14.3	气动力天平	394
附录 1	空气和水的属性	399
附录 2	国际标准大气数值	400
附录 3	气体动力学函数表($\gamma=1.4$)	405
附录 4	气体动力学函数表($\gamma=1.33$)	410
附录 5	公制单位制	415

第 1 章 流体性质和流体静力学

本章主要研究流体处于静止状态时各物理量的分布规律,即流体静力学。

在研究流体静力学前,本章还介绍了流体连续介质假设,以及在此假设下流体的物理性质。

1.1 流体及其连续介质假设

1.1.1 流体

物质常见的存在状态有固态、液态和气态,^①处于这三种状态下的物质分别称为固体、液体和气体。流体则是液体和气体的总称。

从力学分析角度看,流体与固体主要差别在于它们对外力抵抗的能力不同。固体能抵抗一定的拉力、压力和剪力。在一定外力的作用下,固体产生相应的变形以抵抗外力,并且有一定的平衡位置(弹性极限内)。一旦撤去外力,分子间的作用力可使固体恢复到原来的形状。流体则不同,它在外力作用下可以处于平衡状态,但不能承受拉力。^②处于静止状态的流体不能抵抗剪切力,即在任何微小剪切力的持续作用下,流体将连续不断地变形,直到剪切力消失为止。撤去外力后,流体也不能恢复到原来的形状。这就是流体的力学特性,这种特性称流体的易流动性。由于流体的易流动性,所以流体没有固定的形状。正是由于流体具有这种易流动的特性,才出现流体力学这门学科。

在流体中,气体和液体又有所不同。一定量的液体虽无确定的几何形状(其形状随容器的形状而定),但却有一定的体积,在容器中能够形成一定的自由表面。而气体则不同,它连体积也是不确定的,气体总是能够充满容纳它的整个容器。

1.1.2 流体连续介质假设

由物理学可知,任何流体都由大量不断运动着的分子所组成;每个分子都在不断地作不规则运动,彼此不时碰撞,交换着动量和能量;分子之间距离很大,分子的平均自由程比分子本身的直径大得多。以空气为例,在标准状态下,空气分子的平均自由程约为 $6 \times 10^{-6} \text{cm}$,而空气分子的平均直径约为 $3.7 \times 10^{-8} \text{cm}$,两者之比约为 170 比 1。液体虽然比气体稠密得多,但分子间仍然有相当大的距离。因此,从微观上来说流体是一种有间隙的不连续介质。

但是,流体力学是研究流体平衡及运动的一门宏观力学,详细地去研究分子的微观特性是不必要的。因为,工程上所研究的物体总是有一定体积,其特征尺寸一般以 m 计,至少以 cm 计,比流体分子的平均自由程大得多。流体的运动通常是物体所引起的,流体受物体的扰动而运动时,宏观上必然是大量流体分子一起运动的,因此,有理由把流体看成是连绵一片的、没有间隙的、充满了它所占据的空间的连续介质,即所谓连续介质假设。根据连续介质假设,流体由连续分布的流体质点组成。流体质点是流体的最小单位,流体质点之间不存在空隙。所谓流体

^① 极高温情况下,电离了的气体称为等离子体。它被认为是物质存在的第四种形态。但本书不研究等离子体。

^② 严格地说,液体能承受一些拉力,但因承受的拉力很小很小(液体表面层除外),因此,工程应用上可略去不计,并认为是不能承受拉力的。

质点,是指微小体积 ΔV 内所有流体分子的总称。 ΔV 是几何尺寸很小(但远大于分子自由程)但包含足够多分子的特征体积,其宏观特性就是大量分子的统计平均特性,且具有确定性。

采用流体连续介质假设后,表征流体属性的物理量为空间和时间的连续函数。因而,在解决流体力学实际问题时,就可以应用数学分析这一有力工具来处理。

应当指出,连续介质假设是建立在流体分子平均自由程远远小于物体特征尺寸的基础上的。在某些情况下,例如,在 120km 的高空,空气分子自由程可以和飞行器的特征尺寸达到同一数量级。此时,连续介质假设不再成立,而必须把它看成为不连续的介质。这个范围的问题,已不属于本书的研究范围,而是属于稀薄气体动力学范畴。

1.2 流体主要物理性质

1.2.1 流体的主要物理量

流体的主要物理量有密度 ρ 、压力(压强) p 、温度 T 等。

根据连续介质假设,流体中每一点都被相应的流体质点所占据。所谓空间任意点上的流体物理量就是指位于该点上的流体质点的物理量。以密度 ρ 为例,空间某点密度

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow (\Delta V)_0} \frac{\Delta m}{\Delta V} \quad (1-1)$$

式中, $(\Delta V)_0$ 为流体质点的体积。 Δm 为流体在 ΔV 内的质量。

因为 $(\Delta V)_0$ 很小,可视为零,因此,流体内部某点密度可定义为

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta m}{\Delta V} = \frac{dm}{dV} \quad (1-1a)$$

在任意时刻,空间任意点上的流体质点的密度都具有确定数值,因此密度是坐标点 (x, y, z) 及时间 (t) 的函数。

$$\rho = \rho(x, y, z, t)$$

根据同样理由,我们可以定义空间某点的压力(压强)

$$p = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta P}{\Delta S} = \frac{dP}{dS} \quad (1-2)$$

式中, ΔS 为流体中包含所考察点的某一微元面积, ΔP 为作用在微元面积 ΔS 的力。同样,压力 p 也是空间 (y, x, z) 及时间 (t) 的函数。

$$p = p(x, y, z, t)$$

上述讨论的密度和压力只是流体许多物理量中的二个。类似地,还可给出流体的温度场

$$T = T(x, y, z, t)$$

等等。

根据连续介质假设,一般情况下流体的这些物理量是空间和时间的连续可微函数。只是在某些特殊情况下,例如在激波区,才出现不连续性。

1.2.2 流体的压缩性

1.2.2.1 压缩性定义

流体的压缩性是指流体的体积在外力作用下可以改变的特性。当质量不变时,体积的变化,意味着密度的变化,因此,压缩性亦可表示为流体密度随流体压力变化的特性。

流体压缩性通常以压缩性系数 β 来表示,它表示在一定温度下,升高一个单位压力时,流

体体积的相对缩小量,即

$$\beta = -\frac{dV}{V dp} \quad (1-3)$$

对于一定质量的流体,其体积与密度成反比,即

$$\frac{d\rho}{\rho} = -\frac{dV}{V}$$

因此,如果用密度来表示压缩性,则

$$\beta = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dp} \quad (1-4)$$

压缩性系数的倒数为流体的体积弹性模数 E ,即

$$E = \frac{1}{\beta} = -\frac{dp}{dV/V} = \rho \frac{dp}{d\rho} \quad (1-5)$$

或

$$\frac{\Delta p}{E} = \frac{\Delta\rho}{\rho} \quad (1-5a)$$

弹性模数表征了单位流体体积的相对变化所需要的压力增量。对于不同的流体, E 具有不同的数值。弹性模数越大,压缩性系数越小,流体就越不易被压缩。在常温时,水的弹性模数约为

$$E_w = 2.1 \times 10^9 \text{N/m}^2$$

这就是说,当水压增加一个大气压,即

$$\Delta p = 1.013 \times 10^5 \text{N/m}^2$$

时,

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\Delta p}{E} \approx 0.5 \times 10^{-4}$$

亦即密度只变化了万分之零点五。因此,通常情况下水可视为不可压缩流体。其他液体弹性模数也都很大,对大多数工程问题而言,液体都可视为不可压缩流体。

气体的弹性模数要比液体小得多。例如,空气的弹性模数只有水的二万万分之一。因此,气体的密度很容易随压力变化而变化,也就是说,气体具有压缩性。但对于具体流动问题,是否应该考虑气体的压缩性,则应该根据流动中由于速度差引起的压力差是否引起密度的显著变化而定。

从 E 的量纲 $\left(\frac{[N]}{[m]^2}\right)$ 可以看出, E 实际上亦代表了单位面积所受到的弹性力,即

$$F_E = EA \quad (1-6)$$

式中: F_E ——流体的弹性力。

1.2.2.2 音速、马赫数及其与压缩性关系

(1) 音速及其与压缩性关系

音速是指声音的传播速度,通常用 a 表示。由物理学知,声音的传播过程,是介质中压力、密度等变化形成的扰动波的传播过程。由于它引起的压力、密度等的变化量很小,故这种扰动称为弱扰动(或小扰动)。因此,音速的实质是弱扰动的传播速度(见图 1-1)。反之,流体中所有弱扰动的传播速度都等于音速。

音速 a 是流体力学中与压缩性有关的重要参数,其计算公式推导如下:

如图 1-2 所示,当 $t=0$ 时,在 O 点出现一个弱扰动,经过 t 秒后,此扰动传播至以 O 为球心,以 at 为半径的球面上。再经过 dt 秒后,扰动将传播至半径为 $a(t+dt)$ 的球面上。设未受扰

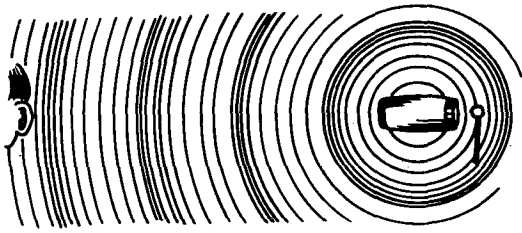


图 1-1 声音的传播

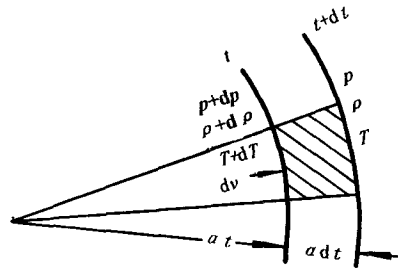


图 1-2 音速公式的推导

动时流体参数为 p, ρ, T , 且流体的速度 $v=0$ 。受扰动后流体的参数为 $p+dp, \rho+d\rho, T+dT$, 并且具有了扰动速度 dv 。

在球面上任取一微元面积 dF , 则微元体积 $dF \cdot adt$ (图中阴影部分) 内的流体运动应符合质量守恒定律, 即在 dt 时间内, 该体积中质量的增量, 应等于流入此空间内的质量, 由此得

$$d\rho dF adt = (\rho + d\rho) dF \cdot dv dt$$

同时, 微元体积中流体运动也应符合动量守恒定律, 即在 dt 时间内, 此体积中流体动量的增量, 应等于该时间流入此空间的动量和此空间上作用力的冲量之和。因此

$$(\rho + d\rho) dF \cdot adt \cdot dv = (\rho + d\rho) dF \cdot dt \cdot dv + dp \cdot dF \cdot dt$$

将前两式展开, 略去高阶小量, 得

$$ad\rho = \rho dv$$

及

$$a\rho dv = dp$$

消去 dv , 即可得到音速公式

$$a = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}} \quad (1-7)$$

将此式代入式(1-4), 得到

$$\beta = \frac{1}{\rho} \frac{1}{a^2}$$

或代入式(1-5), 得到

$$E = \rho a^2 \quad (1-8)$$

由此可见, 音速的大小与流体的压缩性有关。音速越大, E 越大, β 越小。即音速越大, 流体越难压缩。反之, 音速越小, 流体越易压缩。

对于气体, 由本章 1.4.3 可知, 如果符合等熵条件, $p/\rho^\gamma = C$, 而且 $p = \rho RT$ 。将此两式代入式(1-7), 则音速公式可进一步化为

$$a = \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}} = \sqrt{\gamma RT} \quad (1-9)$$

对于空气, $\gamma = 1.4, R = 287.05 \text{ N} \cdot \text{m}/\text{kg} \cdot \text{K}$, 由此可得空气中音速为

$$a = 20.05 \sqrt{T} \quad (1-9a)$$

由此可见, 空气中音速的大小直接决定于温度的高低。温度越高, 音速越大; 温度越低, 音速越小。

(2) 马赫数及其与压缩性关系

马赫数通常用 M 表示,故简称为 M 数。 M 数定义为气流速度与当地音速之比:

$$M = \frac{v}{a}$$

M 数是衡量气流压缩程度的一个重要参数。 M 数越大,气流压缩程度越大, M 数越小,气流压缩程度越小。这是因为 M 数越大,说明气流速度大,或当地音速小。气流速度大,流场中速度差大,引起的压力变化大;而音速小,气流容易压缩。因此, M 数可作为衡量气流压缩程度的一个指标。例如,对于一般气体流动问题, M 数大于 0.3 时,必须考虑气体的压缩性,而 M 数小于或等于 0.3 时,气体就可当作不可压缩流体。

1.2.3 流体的粘性

1.2.3.1 粘性本质

所谓粘性是指当流体流动时,在流体内部显示出的内摩擦力性质,或者说是指流体运动时,抵抗剪切变形的特性。

粘性是流体本身固有的一个重要物理特性,一切流体都存在粘性,只是不同流体粘性大小不一而已。为了说明流体粘性的物理本质,可观察以下实验。

把一块无限薄的静止平板放在速度为 v_∞ 的一股匀直流动中,使板面与流体平行,如图 1-3 所示。所谓匀直流动是指来流的速度大小相等并且彼此平行的流动。为测量平板附近的流动情况,用尺寸十分小的测量气流速度的仪器,沿平板外法线方向测量平板附近流体速度分布情况。图中给出了测量结果,即紧贴平板表面一层流体速度为零,沿平板的外法线方向 on , 流体速度由零逐渐增加,直到离平板很远处,流体速度才接近来流值。也就是说,流体速度是离开平板的距离 n 的函数, $v=f(n)$ 。

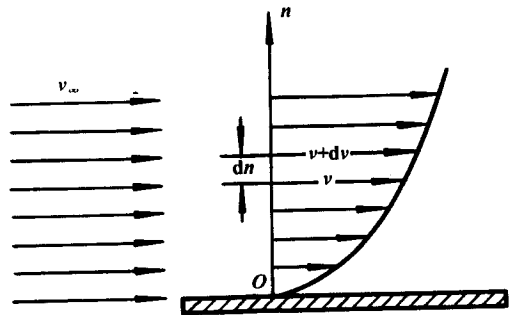


图 1-3 流体的粘性

流体速度之所以形成这样变化,正是流体具有粘性的表现。平板表面上那一层流体,由于流体分子与平板表面之间有附着力作用,使流体完全紧贴在平板表面上,所以速度为零。稍往外一层运动的流体,受到紧贴板面上的流体的粘性力作用,使流体速度大大降低了。这一层又影响到更外一层,使流体速度降低得少一些。这样一层一层地影响下去,结果形成如图 1-3 所示之速度分布。

由上述实验可看出:流动较慢的流体层可阻滞流动较快的流体层;反之,流动较快的流体层又带动流动较慢的流体层。由此可见,不同速度流体层间,产生类似固体间的摩擦力。由于这种摩擦力,发生在流体层之间,故称内摩擦力。而流体粘性的大小,就表现为内摩擦力的大小。粘性大、内摩擦力大,阻滞流体变形能力强;反之亦然。

牛顿于 1678 年经实验研究指出,流体运动所产生的内摩擦力 F 与接触面积 S 及沿接触面法线方向的速度梯度 $\frac{dv}{dn}$ 成正比,即

$$F = \pm \mu S \frac{dv}{dn} \quad (1-10)$$

式中： μ ——表征流体粘性性质的比例常数，称为动力粘性系数或称动力粘度。

式(1-10)称为流体的内摩擦定律或叫牛顿粘性定律。关于式中“ \pm ”号取舍的原则是保持内摩擦力 F 为正值。

当流体层相对运动时，流层间在单位面积上所产生的内摩擦力称为内摩擦应力，用 τ 表示，则牛顿粘性定律又可写成

$$\tau = \frac{F}{S} = \pm \mu \frac{dv}{dn} \quad (1-11)$$

符合牛顿粘性定律的流体称为牛顿流体。一般说，气体和分子结构比较简单的液体，如空气、水和各种油类等均属牛顿流体。凡是不符合牛顿粘性定律的流体称为非牛顿流体，如有机胶体、油漆、高分子溶液、血液等都是非牛顿流体。牛顿流体与非牛顿流体主要区别在于：牛顿流体的内应力 τ 和速度梯度 $\frac{dv}{dn}$ 呈线性关系，而非牛顿流体不是线性关系，如图 1-4 所示。

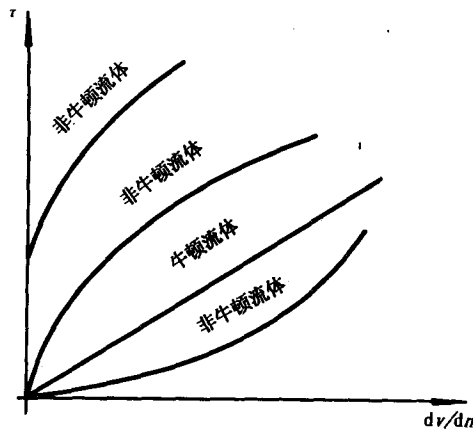


图 1-4 牛顿流体与非牛顿流体区别

1.2.3.2 粘性表示法

流体的粘性通常有三种表示方法：

(1) 动力粘性系数(动力粘度) μ

动力粘性系数 μ 直接表示了流体内摩擦力的大小。其意义为：两相邻流体层以单位速度梯度流动时，在单位接触面积上所产生的内摩擦力的大小。 μ 的单位为 $N \cdot s/m^2$ ，或 $Pa \cdot s$ ，在 G. G. S 制中，其单位为泊(P)(即 $dyn \cdot s/cm^2$)，泊的百分之一为厘泊(CP)。P 与 $N \cdot s/m^2$ 的换算关系为：

$$1P = 100CP = 10^{-1}N \cdot s/m^2$$

(2) 运动粘性系数(运动粘度) ν

动力粘性系数 μ 与密度 ρ 之比称为运动粘性系数 ν ，即

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (1-12)$$

运动粘性系数的单位是 m^2/s ，在 C. G. S 制中是 cm^2/s ，叫做斯(St)，斯的百分之一为厘斯(CSt)。

(3) 相对粘性系数(相对粘度)

相对粘度是指在规定条件下，用特定的粘度计测出的被测流体相对于水的粘度。相对粘度一般用于液体。

根据测定条件不同，各国采用的相对粘度单位也各不相同。对于液体，美国采用赛氏粘度，代号为 SSU，英国采用雷氏粘度，代号为 R，我国与德国、俄罗斯采用恩氏粘度，代号为 E。

必须指出，流体的粘度与温度有关。但液体和气体又有不同。对液体，其粘度是随温度升高而降低，但气体则相反，随温度升高，其粘度增大。原因是液体的粘性是由于分子之间内聚力

造成的,这种内聚力随温度升高而减小,所以粘度降低;而气体分子间距离大,内聚力极微小,气体粘性主要由于气体分子热运动,造成分子间相互碰撞引起动量交换而形成的。当温度升高时,气体分子热运动加剧,相邻气体层分子间动量交换增加,气体内摩擦力增加。所以气体的粘度随温度升高而增大。图 1-5 为水与空气的运动粘性系数与温度的关系曲线,从图中可看出液体与气体的粘性随温度关系的这种差别。

1.2.4 流体的导热性(传热性)

当流体中沿某一方向存在温度梯度时,热量就会由温度高的地方传向温度低的地方。流体的这种性质称为流体的导热性或传热性。

实验证明,单位时间内通过流体内某一表面所传递的热量与传热面积及沿热流方向的温度梯度成正比,即

$$q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \quad (1-13)$$

式中 q 为单位时间通过单位面积的热量,单位为 $\text{KJ}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$; T 为温度; $\frac{\partial T}{\partial n}$ 为温度梯度,单位为 K/m ; λ 为比例系数,称之为导热系数,单位为 $\text{KJ}/(\text{m} \cdot \text{K} \cdot \text{s})$ 。导热系数的大小与流体的性质有关。式中的负号表示热量传递方向永远和温度梯度的方向相反。

式(1-13)又称傅利叶定律。

对于三维空间来说,傅利叶定律可表示为

$$q = -\lambda \text{grad}T \quad (1-13a)$$

必须注意,导热系数不仅与流体性质有关,而且随温度而变化。低压气体,导热系数随温度升高而增大,而大部分液体的导热系数随温度升高而减小(水为例外)。

1.3 流体的模型化

实际流体有着多方面的物理属性。严格地说,这些物理属性对于流体的流动特性都有不同程度的影响。但是,在研究某一特定的流动问题时,如果把流体的所有物理属性都考虑进去,必然使问题变得非常复杂,要进行分析并得出一定的结果就变得非常困难,而且也是不必要的。事实上,在某些具体问题里,流体各方面的物理属性并不具有同等的重要性。因此,对于一些特定问题,可以抓住一些起主导作用的物理属性,忽略一些居于次要地位的物理属性,亦即把流体模型化。这样处理问题,既可使我们更清楚地了解问题的本质,抓住事物的关键,又可使问题得到简化,便于进行数学处理和求解。

根据需要不同,通常有以下几种流体模型。

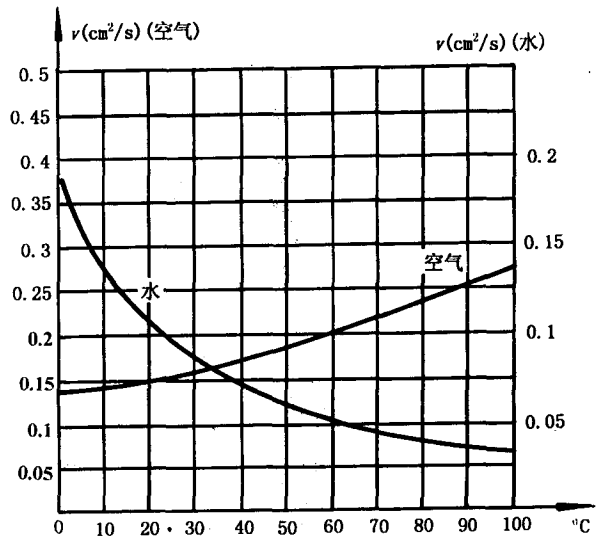


图 1-5 空气、水的运动粘性系数随温度的变化

1.3.1 理想流体

粘性系数等于零的流体称为理想流体。这是一种不考虑流体粘性的模型,亦即在这种流体模型中,流体微团不承受粘性力作用。

实际流体虽然都有粘性,但对于粘性系数较小的流体(如水、空气等),在某些情况下可以用理想流体来代替。例如,在研究空气绕物体流动中,只有在物体表面附近很薄的区域,即所谓附面层^①内,速度梯度较大,流体才显示出较大的粘性力(见式 1-10),而在附面层外,由于空气本身粘性系数很小,气流速度梯度又很小,粘性力就很小,与惯性力相比,粘性力可以略去不计,这时,就可以认为流体是理想流体。

1.3.2 不可压缩流体

压缩性系数等于零的流体称为不可压缩流体。这是一种不考虑流体压缩性或弹性的流体模型。

在工程实际中是否要考虑流体的压缩性,需视具体情况而定。对于液体来说,由于它的压缩性系数很小,多数情况下可以作为不可压缩流体来处理。但是,在研究水锤和液体管路动态特性等问题时,必须考虑液体的压缩性。对于气体来说,由于它的压缩性系数较大,多数情况下要考虑压缩性。但在流速不大,压强变化较小的场合下,则可忽略其压缩性,而把气体作为不可压缩流体。上节中已经提到,对于一般气体流动问题,当 M 数小于、等于 0.3 时,气体就可看作不可压缩流体。

1.3.3 绝热流体

导热系数为零的流体称为绝热流体。这是一种不考虑流体热传导特性的流体模型。

由于气体导热系数很小,因此,在气体的低速流动中,除了专门研究传热问题的场合外,一般都不考虑其热传导性质,而把它看成是绝热流体。在气体高速流动中,如果温度梯度不太大,气体微团间传热量也是微乎其微的,忽略气体微团间的传热量对流动特性影响不大,因此,也可以把它作为绝热流体来处理。

液体导热系数要比气体大,但温度梯度很小的地方,同样也可作为绝热流体来处理。

1.4 气体的热力学特性

1.4.1 热力学第一定律、焓

热力学第一定律是能量守恒这一普遍定律在热力学中的应用。此定律可表述为:外界传给一个封闭的物质系统(例如封闭的气体系统)的热量,等于系统内能的增量和系统对外界所作机械功的总和。对于单位质量气体的微小变化过程,热力学第一定律可表示为

$$dq = du + pdv = du + pd\left(\frac{1}{\rho}\right) \quad (1-14)$$

式中: dq ——外界传给单位质量气体的热量;

du ——单位质量气体的内能的增量, $u = u(T)$;

^① 有关附面层定义及有关知识参见第 5 章。

$v = \frac{1}{\rho}$ ——单位质量气体所占的容积,称为比容。 $p dv$ 则为单位质量气体所作的功。

引入一个新的状态函数焓,并定义单位质量气体的焓(有时称比焓)为

$$h = u + pv = u + \frac{p}{\rho} \quad (1-15)$$

因为 $\frac{p}{\rho}$ 代表单位质量气体的压力能,故焓表示单位质量气体的内能与压力能的总和。同样,式(1-15)也可表示为增量形式,即

$$dh = du + p dv + v dp = du + p d\left(\frac{1}{\rho}\right) + \frac{1}{\rho} dp \quad (1-16)$$

将式(1-14)代入式(1-16),可得热力学第一定律的另一种形式

$$dh = dq + v dp = dq + \frac{1}{\rho} dp \quad (1-17)$$

第一定律中的 dq 与热力学过程有关。下面简单说明此定律在几种过程中的应用:

(1) 等容过程与定容比热

等容过程中 $dv=0$,由式(1-14)可见,外加热量都用来增加气体的内能,即

$$dq = du = C_v dT \quad (1-18)$$

式中, $C_v = \left(\frac{dq}{dT}\right)_{v=c}$ 称为定容比热,代表单位质量气体在等容过程中温度每升高 1 度所需的热量,单位为 $J/(kg \cdot K)$ 。

由式(1-18),并取 $T=0$ 时, $u=0$,则

$$u = \int_0^T C_v dT = C_v T \quad (1-19)$$

(2) 等压过程与定压比热

等压过程中 $dp=0$,由式(1-17)

$$dq = dh = C_p dT \quad (1-20)$$

式中, $C_p = \left(\frac{dq}{dT}\right)_{p=c}$ 称为定压比热,代表单位质量气体在等压过程中温度每升高 1 度所需的热量。

取 $T=0$ 时, $h=0$,则有

$$h = C_p T \quad (1-21)$$

因此, h 又可视在等压条件下气体温度从零升到 T 所需的热量。

1.4.2 热力学第二定律,熵

热力学第二定律指明能量转化是有条件的,有方向性的。一个方向的变化过程可以实现,而逆方向的变化过程或者不能实现,或者只能有条件地实现。例如,热可以从高温物体传给低温物体,但不能从低温物体传给高温物体;通过摩擦,机械功可全部变成热,但热却不能百分之百地转为机械功等。

热力学上把热力学过程分为可逆过程和不可逆过程。如果将变化过程一步步地倒回去,介质的一切热力学参数均回到初始值,且外界情况也都复旧,则是可逆过程。否则就是不可逆过程。上面所说的高温物体向低温物体传热以及机械功通过摩擦产生热均是不可逆过程。热力学第二定律的实质正是指自然界孤立系统(即与外界没有质量和能量交换的系统)的自发的热力学过程均是不可逆过程。如果把孤立系统的这个热力学性质用一个量来定量地表示,则就可