



普通高等学校“十二五”规划教材

流体力学

(第2版)

许贤良 王开松 孟利民 编著



国防工业出版社

National Defense Industry Press

流体力学

(第2版)

许贤良 王开松 孟利民 编著

国防工业出版社

· 北京 ·

内 容 简 介

本书根据高等学校“十一五”规划教材要求编写,主要介绍流体力学的基本理论知识。

全书共分9章,主要包括:绪论,流体静力学,流体运动学,流体动力学基础,圆管层流和缝隙流,圆管紊流和孔嘴流,管路计算,相似理论,明渠流和堰流。为便于读者掌握流体力学的基础理论知识和模拟处理工程问题,每章都附有小结和一定数量的习题。本教材建议安排40~60学时(其中实验8学时),教师可根据课时安排进行内容取舍。

本书适合作为机械学科及相关专业的本科教材,也可作为相关专业研究生教材或教学参考书,对工程技术人员也有一定参考意义。

图书在版编目(CIP)数据

流体力学/许贤良,王开松,孟利民编著.—2版

—北京:国防工业出版社,2011.1

普通高等学校“十二五”规划教材

ISBN 978-7-118-07110-8

I. ①流... II. ①许... ②王... ③孟... III. ①流
体力学—高等学校—教材 IV. ①O35

中国版本图书馆CIP数据核字(2010)第228583号

※

国防工业出版社 出版发行

(北京市海淀区紫竹院南路23号 邮政编码100048)

北京嘉恒彩色印刷有限责任公司

新华书店经售

开本787×1092 1/16 印张15½ 字数359千字

2011年1月第2版第1次印刷 印数1—4000册 定价28.00元

(本书如有印装错误,我社负责调换)

国防书店:(010)68428422

发行邮购:(010)68414474

发行传真:(010)68411535

发行业务:(010)68472764

第 2 版前言

本书为高等学校“十一五”规划教材,同时也是面向 21 世纪机械类专业教材。

《流体力学》第 1 版是在授课讲稿的基础上编写的。出版以来得到读者的充分肯定和认可,也有读者反映该书过于简洁,在体系上不够完整。在此表示真诚的感谢,这也是本书重新修订的原因。

本书修改的原则是,着重概念和术语的规范性、理论和体系的完整性和实际应用的参考性。相对第 1 版而言,修改内容如下:

1. 在结构上增加了第 8 章(相似理论)和第 9 章(明渠流和堰流)内容,以扩大本教材的适用范围。在附录中增加中英文词汇和术语内容,以供读者参考。

2. 在第 2 章~第 9 章中,注意增加了一定数量的例题,以提高读者解决实际问题的能力。

3. 第 1 章中增加了流体力学发展简史,第 2 章中增加了流体相对平衡内容,第 3 章添加了部分术语等。

由于修改内容较多,有几章内容等于重新编写,因而编写人员作了调整。具体分工是:第 1 章~第 3 章由许贤良教授编写,第 4 章~第 6 章由王开松副教授编写,第 7 章~第 9 章及附录由孟利民副教授编写。全书由许贤良教授负责规划和统一定稿工作。研究生王丽凤、王伟、李传奇和傅丽莹协助部分章节编写及全书图形和文字处理工作。浙江大学流体传动与控制国家重点实验室丁凡教授和安徽理工大学彭天好教授审阅了初稿并提出了细致的改进意见;本书编写过程中得到安徽理工大学机械学院的大力支持和帮助,在此一并致谢!

由于编写水平所限,本书难免存在缺陷和错误,恳请读者批评指正。

作者

目 录

第 1 章 绪论	1
1.1 流体力学发展简史	1
1.2 基本概念和研究方法	2
1.3 流体的主要物理特性	5
小结	11
习题	11
第 2 章 流体静力学	13
2.1 静压强、计量单位及测量基准	13
2.2 流体静力学基础理论	15
2.3 测压仪表——静力学基本方程的应用	21
2.4 液体的相对平衡	24
2.5 液体对壁面的作用力	37
2.6 物体浮沉简述	47
小结	48
习题	49
第 3 章 流体运动学	53
3.1 研究流体运动的方法	53
3.2 基本概念	56
3.3 连续方程	60
3.4 相邻点运动描述——流体微团运动分析	68
3.5 流体质点的加速度	75
3.6 势流理论	79
小结	88
习题	89
第 4 章 流体动力学基础	91
4.1 作用在流体上的力和应力张量	91
4.2 理想流体的运动微分方程	94
4.3 理想流体运动方程的积分——伯努利方程	97
4.4 流速、流量仪表和伯努利方程应用	102
4.5 动量定理及应用	107

4.6 纳维—斯托克斯方程	113
小结.....	124
习题.....	125
第5章 圆管层流和缝隙流	128
5.1 层流、紊流和雷诺判据.....	128
5.2 圆管层流	130
5.3 平行平面缝隙流	135
5.4 倾斜平面间的缝隙流	141
5.5 环形缝隙流	144
5.6 平行圆盘缝隙流	149
5.7 球面缝隙流	153
5.8 椭圆管层流	157
小结.....	160
习题.....	161
第6章 圆管紊流和孔嘴流	164
6.1 圆管中的紊流	164
6.2 圆管紊流的沿程损失	168
6.3 管流局部损失	173
6.4 孔口流和管嘴流	177
小结.....	186
习题.....	187
第7章 管路计算	190
7.1 简单(串联)管路	190
7.2 复杂管路计算	193
7.3 连续均匀出流管路	195
7.4 压力管路中的水击现象	196
小结.....	200
习题.....	201
第8章 相似理论	204
8.1 概述	204
8.2 量纲分析	205
8.3 相似理论	209
8.4 相似准则	210
小结.....	218
习题.....	218
第9章 明渠流和堰流	220
9.1 明渠均匀流的基本概念	220

9.2 水力最优断面和水力计算	226
9.3 堰流	230
小结.....	233
习题.....	234
术语	236
符号表及含义	239
参考文献	242

第 1 章 绪 论

1.1 流体力学发展简史

流体力学源于古老的水力学。流体力学是一门基础性强、并且应用广泛的学科，是力学的一个分支，以受力而产生较大变形的流体为研究对象。主要研究流体与流体、流体与固体之间的相互作用力，也就是研究流体的机械运动规律。流体通常以水为代表，也称之为水力学(Hydromechanics)。在流体力学发展史上，曾出现过理论流体力学和工程流体力学，前者偏重于数理分析，是连续介质力学的一个组成部分，属于基础学科范畴；后者着眼于工程应用，是工程力学的一个组成部分，属于应用学科范畴。由于学科和研究领域的差异，流体力学派生出液压流体力学、多相流体力学、渗流力学、黏性流体力学、非牛顿流体力学、计算流体力学和空气动力学等。不同类型的流体力学一般不涉及或很少涉及气体力学，可称为液体力学。但这种称谓并不被普遍认可。

流体力学是一门古老而又充满活力的学科，已有两千多年的历史。作为流体力学的读者，了解流体力学的发展简史是有益的。一般认为流体力学大体上经历了如下 4 个时期。

1. 流体静力学以前时期

中国是一个具有古老文明的国度，对流体力学的研究和应用同样有着悠久的历史。公元前 10 世纪与公元前 1 世纪，中国分别发明了利用反作用原理控制船舶航行的木槽和尾舵，这是对船舶行业的重大贡献。直到 19 世纪欧洲才开始使用槽和舵。

约公元前 700 年，管仲(前 725—前 645)科学地总结了中国的治河与修渠经验，其中包括堤坝与河渠的定量设计理论，河流与河道的相互作用等。墨子(前 468—前 370)曾对浮力现象作过仔细观察和定性概括。约两世纪后，阿基米德(Archimedes)(前 278—前 212)提出了浮力的定量理论。公元前 256—前 251，水利专家李冰主持修建的都江堰工程是水利史上的杰作。

流体力学作为一门学科是以阿基米德的浮力理论和帕斯卡(Pascal)静压理论为标志的，并认为是真正奠定了流体静力学(Hydrostatics)的基础。

2. 理想流体力学时期

从 17 世纪开始，一些卓越的数学家从数学的角度出发，不计流体的黏性、可压缩性和表面张力研究流体的运动，形成了流体力学学科的雏形——理想流体力学(Ideal Hydrolics)。这一时期对流体力学发展做出重要贡献的有：1500 年，意大利科学家和艺术大师达·芬奇(Da vinci)推导了一维不可压缩流体的质量守恒方程；随后，伽利略(Galileo)、帕斯卡和托里拆利(Torricelli)分别用实验的方法研究了运动物体的阻力和流体静力学中的一些基本问题；1738 年，伯努利(Bernoulli)提出了著名的定常流动不可压缩流体的伯努利定理；1748 年，俄国科学家罗蒙诺索夫(Lomonosov)提出了质量守恒定律；1752 年，达伯朗

(D'Alembert)根据质量守恒原理首次提出了流体连续方程;1775年,欧拉(Euler)提出了流体运动的描述方法和无黏性流体运动的方程组,并开始研究理想流体的无旋平面和空间流动,为理论流体力学奠定了基础。1781年,拉格朗日(Lagrange)引进流函数概念,并提出了理想无旋流体运动时所应满足的动力学条件(拉格朗日定理)及解决这类流动的复位势法,进一步完善了理想流体力学的基本理论。

3. 流体动力学时期

18世纪末至19世纪中叶,流体力学进入流体动力学时期,这一时期的研究特征是理论与实验相结合。纳维(Navier)与斯托克斯(Stokes)先后在1823年和1845年分别采用不同的假设和方法,建立了不可压缩与可压缩黏性流体的运动方程组(后人简称N-S方程),从此开始了对黏性流体运动的研究。哈根(Hagen)和泊肃叶(Poiseuille)先后在1839年和1840年分别发表了对细小圆管中层流流动的实验结果,它与斯托克斯的理论结果完全吻合。这一时期,雷诺(Reynolds)、弗洛德(Froude)、瑞利(Rayleigh)等人创立了相似理论,奠定了实验流体力学(Experimental Fluid Mechanics)的基础。随着亥姆霍兹(Helmholtz)和汤姆逊(Thomson)漩涡理论的提出,使流体力学(Fluid Dynamics)体系逐步完善,也正是这一时期,流体力学与航空和航船工程的实际联系更紧密了。做出重要贡献的学者还有儒可夫斯基(Joukowski)和库塔(Kutta)等人。20世纪初,普朗特(Prandtl)创立了边界层流理论,冯·卡门(Von Kármán)创立了湍流理论,为近代流体力学的发展奠定了基础。中国科学家周培原、钱学森和郭永怀也先后在近代流体力学的发展中做出过重要贡献。

4. 计算流体力学

进入20世纪60年代,随着电子计算机和软件技术的飞速发展和功能日益强大,为流体力学的研究和应用提供了强有力的手段。计算机科学与数学相结合,使流体力学派生了一个新的分支——计算流体力学(Computational Fluid Dynamics, CFD),为流体力学的发展注入了新的活力,其解决实际工程问题的强大能力和取得的巨大成果,使它越来越受到人们的关注。

随着流体力学的应用日益广泛,一些新的流体力学的分支不断出现,研究内容也日益广泛和复杂。现有的流体力学运动方程组并不能完全准确地描述这些新的现象和新问题。试图用现有的运动方程组和纯计算的方法来解决这些问题也相当困难。唯一可行的途径是采用纯实验的方法或实验与计算相结合的方法。在后一种方法中,先用实验方法获得一些有用的经验数据,然后与计算方法相结合进行半经验计算,并将所得的结果与纯实验结果进行比较。这种方法用于交叉学科(如多相流体力学、生物流体力学等)获得了较好的效果。

计算流体力学和实验流体力学的发展,丝毫不排斥理论流体力学的发展,而是相辅相成,推动这一学科的不断前进。理论流体力学、计算流体力学和实验流体力学构成了流体力学的完整体系。

1.2 基本概念和研究方法

1.2.1 流体

物质的自然存在形态有三种:固体、液体和气体。后两种形态的物质又称流体(Fluid)。

流体是没有固定形状、容易迁移和变形的物质，在静止状态只能承受压力而不能承受拉应力和剪应力。运动的流体存在微小拉应力和剪应力，是由于流体的分子相对运动引起的，而不是人为可以施加的。宏观平衡状态下的流体不能承受拉应力和剪应力，是流体区别于固体的根本标志。流体的这两个特点也简称流体的易流动性，易流动性是流体命名的由来。除非特别说明，本书中所称的流体指液体。

1.2.2 流体质点和连续介质

流体是由分子组成的。从微观结构看，分子之间有比分子尺度大得多的空间(从宏观上看，当然很小)，这样，流体分子离散地、不连续地分布于流体所占有的空间并随时间不断变化着。

流体力学研究流体的宏观运动，并不需要直接研究这些物质粒子本身的结构及运动，因而必须从流体的物理实体抽象出一种模型，使之便于研究分子集团宏观运动参数的平均统计值，以利于研究流体的宏观运动规律。这种模型就是流体质点(Fluid Particle)和连续介质(Coutinum)概念——流体力学研究中必须利用的理论模型。

流体质点的概念有如下含义：流体质点宏观尺寸充分小，微观尺寸足够大。宏观尺寸足够小的数学描述为流体质点的宏观体积极限为零，即 $\lim \Delta V \rightarrow 0$ ；微观上足够大是说宏观尺寸趋向于零的流体质点的体积远远大于流体分子之间的间距，可容纳足够多的流体分子，是流体分子集团，个别分子运动参数的变化不影响这群分子运动参数的平均统计值。流体质点是流体的最小构成单元，流体质点之间无任何间隙。

由流体质点的性质，便引出连续介质的概念。流体是由无穷多个、无穷小的、紧密毗邻、连绵不断的流体质点组成的绝无间隙的连续介质。简言之，流体由连续分布的质点构成，流体质点所在的空间也就相当于一个空间点。这样流体质点的物理量就是流体所在空间点的连续函数。连续介质的概念来自数学上的要求，并且实验证明基于连续介质假设而建立起来的流体力学理论是正确的。

在流体力学中常用到的另一个概念是流体微团。它是流体中任意小的微元，包含了大量流体质点。当微元体积充分小并以某坐标点为极限时，流体微团就成为处于这个坐标点上的流体质点。流体微团的概念在流体力学中有着重要价值。

1.2.3 理想流体

理想流体(Ideal Fluid)是流体力学中的一个重要假设模型。实际流体分子之间是有引力的，引力又称内聚力；流体发生相对运动时必须先克服这种内聚力。如果流体分子之间不存在这种内聚力，则称理想流体。理想流体事实上并不存在，但这种理论模型却有重大理论和实际价值。根据流体质点的概念，分子间无引力，则流体质点间无引力。理想流体是无内聚力的流体质点构成的连续介质。

在实际流体中，水(Water)分子的内聚力很小，通常作为理想流体的模型。

1.2.4 系统与控制体

在流体力学的研究中，系统与控制体也是两个常用的概念。

1. 系统

流体力学中所称的系统是指含有确定不变的物质的任何集合。从几何角度看,是由确定的流体质点组成的流体微团或有限的流体体积,即被研究对象。分界面是系统的边界,它将系统(被研究对象或流体)与外界区分和联系起来。系统有如下特点:

(1) 系统的边界随系统内的质点一起运动,系统内的质点始终包含在分界面内;系统的边界形状及所围成的体积大小可以随时间变化,但系统或分界内的质量保持不变,或与外界无质量交换。

(2) 在分界面上,系统与外界有力作用及能量交换。

2. 控制体

在选定的坐标系中,任何固定的空间体积称为控制体。控制体的边界面称为控制面,它总是封闭的,但占据控制体内的流体质点随着时间变化不断更新。控制体有如下特点:

(1) 控制体的边界(几何形状,体积)相对坐标系是固定不变的。

(2) 控制面上可以有流体流入、流出,有质量、动量和能量交换。

(3) 控制面上受到控制体以外的流体或固体对控制体内流体所施加的力。

为研究方便,通常取 $t=0$ 时的控制体内的流体为研究对象,这时控制体与系统是一致的。但随着时间的变化,原来占据控制体空间的流体部分或全部流出控制体,占据了新的空间,几何形状和体积都发生了变化,但质量不变(注意:密度变化了)。随着 $t=0$ 时的那些流体质点的局部或全部流出控制体,新来的流体质点又流入或充满控制体。控制体类似学校中的教室,被研究对象类似一个班级的学生人数。对于教室,变化的是学生;对于学生,变化的是教室——相应于被研究的流体重新占据一个新的几何空间,但质量(相当人数)不变。

1.2.5 流体力学的研究方法和数学方法

1. 研究方法

研究流体力学的方法有实验、理论分析和数值计算 3 种。

1) 实验法

将实际流体问题概括为相似的实验模型,在实验中观察现象,测定数据并按一定的方法推测实际结果,并与其他方法得到的结果作比较等。实验法的优点是,能直接解决生产中的复杂问题,并能发现新现象和新问题,它的结果可以作为检验其他方法是否正确的依据。这种方法的缺点是,对不同情况,需作不同的实验,所得结果的普遍适用性差。

2) 理论分析法

理论分析法是流体力学中的重要研究方法,根据所给问题的特点,找出主要因素,作出一定假设,抽象出数学模型,并根据初始条件和边界条件,运用数学工具寻求流体运动的普遍解。理论求解的结果尚需实验验证。理论分析法的优点是,明确给出各种物理量和运动参量之间的变化关系,有较好的普遍适用性。缺点是数学上的困难,能得出解析解的数量有限。

3) 数值算法

数值算法是 20 世纪中叶才出现的一种方法,是计算机数据处理技术和数值分析

方法在流体力学中的应用。该法的大致步骤是对问题的数学模型的初始或边界条件作必要简化或改写, 选择适当的数值分析方法将连续模型离散化, 编制程序, 输入数据, 进行具体计算, 将计算结果编制图表, 并与其他方法得到的结果比较。该法的优点是, 许多分析法无法求解的问题可得出它的数值解。由于计算机技术飞速发展和计算方法的改进, 这种方法的作用将愈来愈大。该法的缺点是对复杂而又缺乏完善的数学模型, 仍无能为力。

3 种方法各有所长, 也各有所短, 但可互相补充。

2. 数学方法

流体力学的数学方法或数学工具为矢量分析和场论理论, 这是理论分析中常用的方法。流体的宏观运动状态是用运动参量描述的, 这些量有些是矢量, 如速度、加速度、各种力等, 有些是标量, 如温度和密度等。按照连续介质概念, 空间的每一个点都对应着一个流体质点, 每个质点都对应着一组运动参量的确定值。这些参量在空间的分布和变化规律就构成物理场。如果参量是标量, 则称数量场; 如果是矢量, 则称矢量场。例如温度场、密度场等是数量场, 而力场(含压力场)、速度场为矢量场。如果流体质点运动参数在各点的对应值不随时间而改变, 则称该场为稳定场, 否则称为不稳定场。

如果流体的运动参数为标量 H , 通常认为 H 是坐标 q_1 、 q_2 、 q_3 和时间 t 的函数, 即 $H = H(q_1, q_2, q_3, t)$, 则 dH 可一阶近似为

$$dH = \frac{\partial H}{\partial q_1} dq_1 + \frac{\partial H}{\partial q_2} dq_2 + \frac{\partial H}{\partial q_3} dq_3 + \frac{\partial H}{\partial t} dt \quad (1.2-1)$$

则有

$$\frac{dH}{dt} = \frac{\partial H}{\partial q_1} \frac{dq_1}{dt} + \frac{\partial H}{\partial q_2} \frac{dq_2}{dt} + \frac{\partial H}{\partial q_3} \frac{dq_3}{dt} + \frac{\partial H}{\partial t} \quad (1.2-2)$$

如果 $\mathbf{H}$ 是矢量, 同样有

$$d\mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial q_1} dq_1 + \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial q_2} dq_2 + \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial q_3} dq_3 + \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} dt \quad (1.2-3)$$

$$\frac{d\mathbf{H}}{dt} = \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial q_1} \frac{dq_1}{dt} + \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial q_2} \frac{dq_2}{dt} + \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial q_3} \frac{dq_3}{dt} + \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (1.2-4)$$

式(1.2-2)和式(1.2-4)则描述了 H 、 $\mathbf{H}$ 随 q_1 、 q_2 、 q_3 和 t 的变化规律。对于稳定场(或运动参数), $\frac{\partial H}{\partial t} = 0$ 、 $\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = 0$ 。

场论理论在流体力学研究中有着重要价值。

1.3 流体的主要物理特性

1. 密度和重度

均质流体密度(Density)或流体平均密度 ρ 定义为单位体积的质量, 即 $\rho = m/V$; 如果密度是变化的, 流体密度是空间某点单位体积的平均质量, 即 $\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta m}{\Delta V}$, 故密度 ρ 可

表示为

$$\rho = \begin{cases} \frac{m}{V} \\ \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta m}{\Delta V} = \frac{dm}{dV} \end{cases} \quad (1.3-1)$$

式中 m 、 Δm ——质量，单位为 kg；

V 、 ΔV ——体积，单位为 m^3 。

流体密度 ρ 为坐标 x 、 y 、 z 和时间 t 的函数，即 $\rho = \rho(x, y, z, t)$ ，则密度变化量为

$$d\rho = \frac{\partial \rho}{\partial x} dx + \frac{\partial \rho}{\partial y} dy + \frac{\partial \rho}{\partial z} dz + \frac{\partial \rho}{\partial t} dt \quad (1.3-2)$$

事实上密度 ρ 还随压力 p 和温度 T 而变化，即 $\rho = \rho(p, T)$ ，故在同一坐标点上因 P 和 T 引起的密度变化量为

$$d\rho = \frac{\partial \rho}{\partial p} dp + \frac{\partial \rho}{\partial T} dT \quad (1.3-3)$$

如果综合考虑多种因素，则 $d\rho$ 为式(1.3-2)与式(1.3-3)之和。但在通常分析和研究中假定 $\rho = \text{const}$ 情况居多。流体重度(Weight) γ (N/m^3)与密度 ρ 定义类似，有

$$\gamma = \begin{cases} \frac{G}{V} = \frac{mg}{V} = \rho g \\ \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta G}{\Delta V} = \frac{dG}{dV} = \frac{(dm)g}{dV} = \rho g \end{cases} \quad (1.3-4)$$

式中 g ——重力加速度，单位为 m/s^2 。

若 γ 为坐标、时间、压力和温度的函数，即 $\gamma = \gamma(x, y, z, p, T, t)$ ，则重度变化量为

$$d\gamma = \frac{\partial \gamma}{\partial x} dx + \frac{\partial \gamma}{\partial y} dy + \frac{\partial \gamma}{\partial z} dz + \frac{\partial \gamma}{\partial p} dp + \frac{\partial \gamma}{\partial T} dT + \frac{\partial \gamma}{\partial t} dt \quad (1.3-5)$$

不同流体的密度和重度各不相同，同一种流体的密度和重度则随温度和压强而变化；一个标准大气压下，不同温度下水的密度值和重度值参见表 1-1。实验表明，流体的密度和重度随温度和压强变化甚微，可近似为常数。

表 1-1 水的物理性质

温度/ $^{\circ}\text{C}$	重度 γ / (kN/m^3)	密度 ρ / (kg/m^3)	动力黏度 $\mu \times 10^{-3}$ / ($\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^2$)	运动黏度 $\nu \times 10^{-6}$ / (m^2/s)	弹性系数 $E_r \times 10^6$ /(kN/m^2)	表面张力 σ / (N/m)
0	9.805	999.8	1.781	1.785	2.02	0.0756
5	9.807	1000.0	1.518	1.519	2.06	0.0749
10	9.804	999.7	1.300	1.306	2.10	0.0742
15	9.798	999.1	1.139	1.139	2.15	0.0735
20	9.789	998.2	1.002	1.003	2.18	0.0728
25	9.777	997.0	0.890	0.893	2.22	0.0720

(续)

温度/℃	重度 γ / (kN/m ³)	密度 ρ / (kg/m ³)	动力黏度 $\mu \times 10^{-3}$ / (N · s/m ²)	运动黏度 $\nu \times 10^{-6}$ / (m ² /s)	弹性系数 $E_r \times 10^6$ /(kN/m ²)	表面张力 σ / (N/m)
30	9.764	995.7	0.798	0.800	2.25	0.0712
40	9.730	992.2	0.653	0.658	2.28	0.0696
50	9.689	988.0	0.547	0.553	2.29	0.0679
60	9.642	983.2	0.466	0.474	2.28	0.0662
70	9.589	977.8	0.404	0.413	2.25	0.0644
80	9.530	971.8	0.354	0.364	2.20	0.0626
90	9.466	965.3	0.315	0.326	2.14	0.0608
100	9.399	958.4	0.282	0.294	2.07	0.0589

2. 压缩性和膨胀性

压缩性(Compressibility)定义为流体的体积随压力的增大而变小的特性。可用压缩系数 k 或体积弹性模数 $\beta = 1/k$ 表示。在温度 $T = \text{const}$ 时, 液体的压强为 p_1 , 体积为 V_1 ; 当压强增大为 $p_2 = p_1 + \Delta p$ 时, 体积由 V_1 减少到 $V_2 = V_1 - \Delta V$ (见图 1-1)。 ΔV 大小正比于 V_1 和 Δp , 即 $\Delta V = k V_1 \Delta p$ 。考虑到 Δp 增大而 ΔV 减小, 并取 $V_1 = V$, 则有

$$k = \lim_{\Delta p \rightarrow 0} \left(-\frac{\Delta V}{V \Delta p} \right) = -\frac{1}{V} \cdot \frac{dV}{dp} \quad (1.3-6)$$

式中 ΔV ——流体在压强增大 Δp 时的体积减少量, $\Delta V = V_2 - V_1$, V_1 为压强为 p_1 时流体的体积; V_2 为压强为 p_2 时流体的体积, 单位为 m³;

Δp ——压强增量, $\Delta p = p_2 - p_1$, p_1 、 p_2 分别为流体体积为 V_1 、 V_2 时的压力, 单位为 Pa。

在后面可以看到, 流体的体积不但与压强有关, 而且与温度有关。强调 V_1 到 V_2 为等温条件是必要的, k 的大小表示流体被压缩的难易程度。对于不可压缩流体, $k=0$ 。流体被压缩的难易程度还可以用 k 的倒数 $\beta = 1/k$ 表示

$$\beta = \frac{1}{k} = \lim_{\Delta p \rightarrow 0} \left(-\frac{V \Delta p}{\Delta V} \right) = -V \frac{dp}{dV} = \rho \frac{dp}{d\rho} \quad (1.3-7)$$

膨胀性(Expansibility)通常称热膨胀性, 是指在压强不变的情况下, 流体体积随温度升高而变化的特性。可用膨胀系数 k_V ——单位温度的体积相对变化率表示。在 $p = \text{const}$ 的条件下, $\Delta V \propto V \Delta T$ (见图 1-2), 故有

$$k_V = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \frac{1}{V} \frac{\Delta V}{\Delta T} = \frac{1}{V} \cdot \frac{dV}{dT} \quad (1.3-8)$$

式中 ΔT ——温度升高量, $\Delta T = T_2 - T_1 > 0$, 单位为 K 或℃;

ΔV ——体积增大量, $\Delta V = V_2 - V_1 > 0$, 单位为 m³。

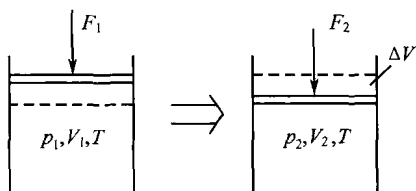


图 1-1 流体压缩性

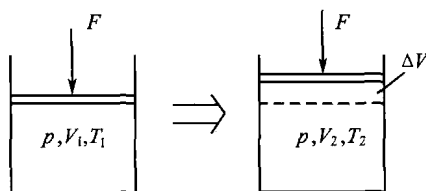


图 1-2 流体膨胀性

不可压缩流体同样是流体力学中的重要假设模型之一。为研究问题方便，规定等温条件下，压缩系数和体积膨胀系数等于零的流体为不可压缩流体。这种流体受压体积不减小，受热体积不膨胀，因而其密度恒为常量。

绝对不可压缩的流体并不存在。在通常情况下，液体可压缩性可忽略不计。液体平衡和运动的绝大多数问题可用不可压缩流体理论分析，所得结果与实际情况比较接近。在水锤现象和液压冲击等研究中必须考虑流体的可压缩性。

3. 黏性

黏性(Viscosity)是流体的又一重要特性。由于流体由分子构成，分子间有引力，发生相对运动必须克服分子间的阻力——内摩擦力或黏滞力。因而发生相对运动的流体质点(或流层)之间所呈现的内摩擦力以抵抗剪切变形(发生相对运动)的物理特性称为流体的黏性或黏滞性。或简言之，黏性是指发生相对运动时流体内部呈现内摩擦力特性。流体发生相对运动时即是产生剪切变形，因而单位面上的内摩擦力又称剪切应力。理想流体分子间无引力，故没有黏性。静止的流体因为没有相对运动而不表现出黏性。

牛顿(Newton)研究了流体层流时的运动，并通过实验验证了流体的黏性(见图 1-3)，于 1687 年提出了著名的一维黏性定律：作用于平板上使之产生匀速运动(速度为 u_0)的力 F 的大小，与 u_0 和平板面积 A 成正比，与平板到固定壁面的距离 h 成反比，即 $F \propto A \frac{u_0}{h}$ 。若乘以比例系数 μ ，则有

$$F = \mu A \frac{u_0}{h} \Rightarrow \tau = \frac{F}{A} = \mu \frac{u_0}{h} \quad (1.3-9)$$

对两层流体间的内摩擦力或剪应力(见图 1-3)可表示为

$$F = \mu A \frac{du}{dy} \Rightarrow \tau = \frac{F}{A} = \mu \frac{du}{dy} = \mu \frac{d\theta}{dt} \quad (1.3-10)$$

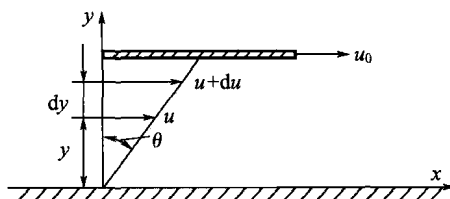


图 1-3 黏滞现象

式中 $\frac{du}{dy}$ ——速度梯度, 单位为 1/s;

$\frac{d\theta}{dt}$ ——剪切变形率, 单位为 rad/s;

μ ——比例系数, 即动力黏度系数, 在 $du/dy = 1$ 条件下, μ 的大小即单位面积上的内摩擦力, 它表征了流体黏性的动力学特性, 故称动力黏度(Dynamic Viscosity), 单位为 $N \cdot s/m^2 = Pa \cdot s$ 。

满足式(1.3-10)的流体称为牛顿流体(Newtonian Fluid), 如油液和水为牛顿流体; 反之称为非牛顿流体, 如奶油、高分子聚合物和胶质体等。当 $\mu = 0$ 时称为无黏性流体(理想流体), 这种流体实际上是不存在的。水的黏性和可压缩性均很小, 可视为理想流体。理想流体的研究在流体力学理论中占有重要的地位。

流体的黏性随温度和压力而变化, 分别称为黏温特性和黏压特性。黏性一般随温度升高而变小, 随压力增高而变大, 有如下公式

$$\mu_T = \mu_0 e^{-\lambda(T-T_0)} \quad (1.3-11)$$

式中 μ_T ——温度为 T 时的黏度, $20^\circ C < T \leq 80^\circ C$;

μ_0 ——温度为 T_0 时的黏度;

λ ——黏滞系数, $\lambda = \frac{\ln(\mu_{30}/\mu_{70})}{40}$ 。

$$\mu_p = \mu_0 e^{\alpha p} \quad (1.3-12)$$

式中 μ_p ——压强为 p 时的黏度, 单位为 $Pa \cdot s$;

μ_0 ——压强为一个大气压时的黏度, 单位为 $Pa \cdot s$;

α ——黏压系数, $\alpha \approx 1/432$ 。

在流体力学中, 尤其在理论分析中, 常把动力黏度 μ 和密度 ρ 的比值称为运动黏度, 以 ν (m^2/s) 表示为

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (1.3-13)$$

ν 本身没有物理意义。在工程中单位 m^2/s 过大, 使用不便。常用单位为 $1mm^2/s = 10^{-2}cm^2/s = 10^{-6}m^2/s$ 。油液的牌号是以 $T=40^\circ C$ 时运动黏度 ν 的数学期望值命名的。如 20 号油液, 在 $40^\circ C$ 时运动黏度的期望值为 $20mm^2/s$ 。

由于 μ 或 ν 的测量困难, 常用相对黏度表示液体的黏性。国内采用恩氏黏度 $^\circ E$ (Engler Degrees)。恩氏黏度是指 200ml 的某温度下的液体从恩氏黏度计 ($d=\phi 2.8mm$ 小孔) 流出的时间 t_1 , 与 200ml 的 $20^\circ C$ 蒸馏水流出恩氏黏度计的时间 t_2 的比值, 即

$$^\circ E = \frac{t_1}{t_2} \quad (1.3-14)$$

$^\circ E$ 与 ν 有如下关系

$$\nu = \left(7.31^\circ \text{E} - \frac{6.31}{^\circ \text{E}} \right) \times 10^{-6} \quad (1.3-15)$$

例 1.1 同心环形缝隙运动如图 1-4 所示, 直径为 d 的轴回转角速度为 ω , 轴套长度为 L , 间隙为 δ , 油液黏度为 μ , 研究轴表面上的摩擦力、轴的摩擦矩和轴的摩擦功率。

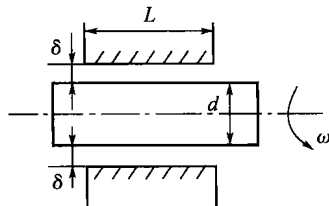


图 1-4 同心环形缝隙中回转运动

解: 通常间隙 $\delta \ll d/2$, 速度分布近乎线性分布, 按牛顿黏性定律, 速度梯度

$$\frac{du}{dr} = \frac{u_0}{\delta} = \frac{r\omega}{\delta} \quad (1)$$

则摩擦力 F 为

$$F = \mu A \frac{u_0}{\delta} = \mu \times 2\pi r L \times \frac{r\omega}{\delta} = \frac{2\pi\mu r^2 \omega L}{\delta} \quad (2)$$

则摩擦矩 T 为

$$T = Fr = \frac{2\pi\mu r^3 \omega L}{\delta} \quad (3)$$

则摩擦功率 P 为

$$P = T\omega = \frac{2\pi\mu r^3 \omega^2 L}{\delta} \quad (4)$$

例 1.2 直径为 d 、长为 L 的柱塞在缸体内作往复运动, 运动方程为 $x = x_0 \sin \omega t$, ω 为频率, 柱塞与缸体间隙为 δ , 试研究柱塞上的摩擦功率 (如图 1-5 所示)。

解: 往复运动的柱塞摩擦功率 P 等于摩擦力 F 与运动速度 u 之积。根据运动方程, 可求柱塞速度 u 为

$$u = \frac{dx}{dt} = \frac{d}{dt}(x_0 \sin \omega t) = x_0 \omega \cos \omega t \quad (1)$$

柱塞上的摩擦力 F 为

$$F = \mu A \frac{u}{\delta} = \mu \times \pi d L \times \frac{x_0 \omega}{\delta} \cos \omega t \quad (2)$$

柱塞上的摩擦功率 P 为

$$P = Fu = \pi d L \mu \times \frac{x_0^2 \omega^2}{\delta} \cos^2 \omega t \quad (3)$$

例 1.3 半径为 R 的圆盘与平板间隙为 δ , 旋转角速度为 ω , 油液黏度为 μ , 试研究圆盘的摩擦力、摩擦力矩和摩擦功率 (如图 1-6 所示)。

解: 圆盘不同半径处线速度 $r\omega$ 不同, 速度梯度不同, 摩擦力也不同, 但在微小面积上可视为常量。在半径 r 处, 取增量 dr , 微面积 $dA = 2\pi r dr$, 则微面积 dA 上的摩擦力

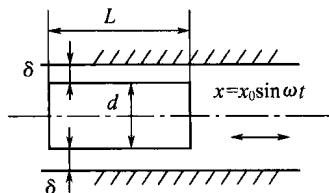


图 1-5 柱塞往复运动

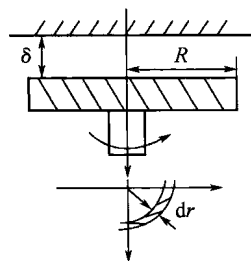


图 1-6 圆盘回转运动