



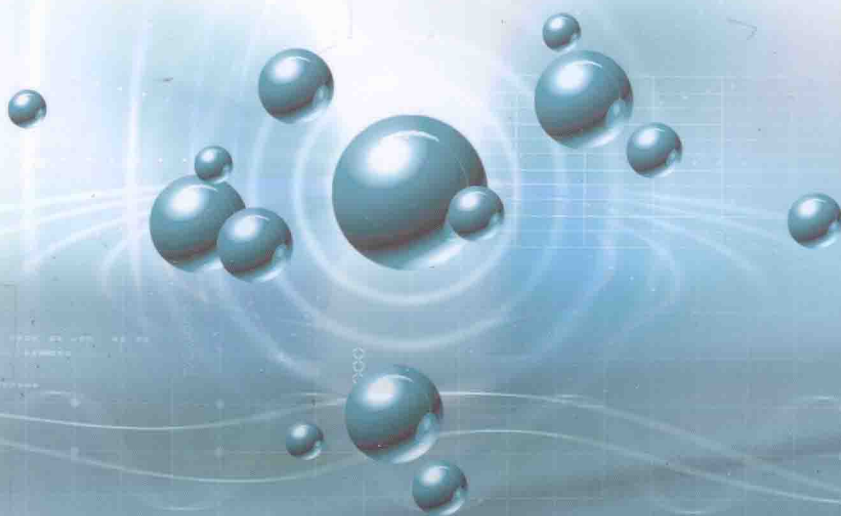
高等教育“十二五”规划教材

工程流体力学

Gongcheng Liuti Lixue

主 编 朱金波
副主编 周 伟 朱宏政

中国矿业大学出版社



高等教育“十二五”规划教材

工程流体力学

主 编 朱金波

副主编 周 伟 朱宏政

中国矿业大学出版社

内 容 简 介

本书共十章,第一章至第七章为流体力学部分,系统阐述了工程流体力学的基本概念、基本理论、基本工程应用。第八章至第十章为流体机械部分,系统介绍了常用的流体机械设备原理、结构及性能。为方便学生对所学知识进一步巩固,每一章都精选了一定数量的例题及习题,同时对部分习题附有答案。

本书可作为矿物加工专业、建筑工程专业、机械工程专业及相近专业的工程流体力学课程教材或参考书,也可供有关工程技术人员参考。

图书在版编目(CIP)数据

工程流体力学 / 朱金波主编. —徐州: 中国矿业大学出版社, 2015. 1

ISBN 978 - 7 - 5646 - 2556 - 6

I. ①工… II. ①朱… III. ①工程力学—流体力学
IV. ①TB126

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2014)第 271963 号

书 名 工程流体力学

主 编 朱金波

责任编辑 褚建萍

出版发行 中国矿业大学出版社有限责任公司
(江苏省徐州市解放南路 邮编 221008)

营销热线 (0516)83885307 83884995

出版服务 (0516)83885767 83884920

网 址 <http://www.cumtp.com> E-mail: cumtpvip@cumtp.com

印 刷 徐州中矿大印发科技有限公司

开 本 787×1092 1/16 印张 16.25 字数 426 千字

版次印次 2015 年 1 月第 1 版 2015 年 1 月第 1 次印刷

定 价 25.00 元

(图书出现印装质量问题,本社负责调换)

前 言

工程流体力学是高等学校矿物加工工程专业的一门重要基础课。本书是根据矿物加工专业教学基本要求以及培养计划中加强理论、拓宽基础知识面的指导思想,在总结作者多年教学实践的基础上编写而成的。编写时考虑到本学科的系统性及应用的广泛性,内容较大纲要求有所扩展,故本书也可作为建筑工程、机械工程、采矿工程等相近专业的工程流体力学课程教材或参考书,还可供有关工程技术人员参考。

本书共十章,第一章至第七章为流体力学部分,系统阐述了工程流体力学的基本概念、基本理论、基本工程应用,介绍了恒定不可压缩流体运动,采用总流分析与流场分析结合方法。第八章至第十章为流体机械部分,系统介绍了工业上常用的流体机械设备原理、结构及性能。为方便学生对所学知识进一步巩固,每一章都精选了一定数量的例题及习题,同时对部分习题附有答案。

本书由安徽理工大学朱金波担任主编,安徽理工大学周伟、朱宏政担任副主编。具体编写分工如下:第一章、第三章、第四章、第五章、第八章、第十章(第四节、第五节、第六节)由朱金波编写,第二章、第六章、第九章由朱宏政编写,第七章、第十章(第一节、第二节、第三节)由周伟编写。

由于编者水平有限,书中缺点及错误在所难免,希望读者给予批评指正。

编 者

2014.7

目 录

第一章 绪论	1
第一节 工程流体力学的基本任务与研究方法	1
第二节 流体连续介质的模型	2
第三节 流体的主要物理性质	3
习题	10
第二章 流体静力学	12
第一节 流体静压强及其特征	12
第二节 流体平衡方程式及等压面	14
第三节 重力作用下的液体平衡	17
第四节 压强的计量与压强的测量	21
第五节 流体的相对平衡	25
第六节 静止液体对平面的作用力	28
第七节 静止液体对曲面的作用力	32
习题	36
第三章 流体运动学	41
第一节 描述流体运动的两种方法	41
第二节 研究流体运动的几个基本概念	43
第三节 流体微团运动的分析	47
第四节 连续性方程	52
第五节 理想流体的运动微分方程及其积分	54
第六节 伯努利方程	56
第七节 恒定流体总流的能量方程	59
第八节 定常流总流动量方程	63
习题	68
第四章 黏性流体运动阻力与水头损失	75
第一节 流动阻力和水头损失的两种形式	75
第二节 黏性流体流动的两种流态	76
第三节 黏性流体的均匀流动	79
第四节 流体在圆管中的层流运动	80
第五节 流体在圆管中的紊流运动	83

第六节	沿程阻力系数的变化规律及影响因素	89
第七节	局部水头损失	97
习题		103
第五章	量纲分析和相似原理	108
第一节	量纲的概念	108
第二节	量纲分析法	109
第三节	流动相似性原理	114
第四节	模型试验	118
习题		121
第六章	孔口、管嘴出流及有压管路	123
第一节	孔口自由出流	123
第二节	管嘴出流	126
第三节	管路水力计算	128
第四节	给水管网水力计算基础	131
第五节	有压管道中的水击	134
习题		136
第七章	明渠均匀流及堰流	140
第一节	明渠的分类	140
第二节	明渠均匀流的特征及其形成条件	141
第三节	明渠均匀流的水力计算	142
第四节	无压圆管均匀流的水力计算	147
第五节	堰流的定义、分类和基本公式	149
第六节	薄壁堰溢流的水力计算	151
第七节	宽顶堰溢流的水力计算	153
习题		156
第八章	叶片式流体机械的基本原理	158
第一节	流体机械的分类	158
第二节	叶片式流体机械工作原理	159
第三节	叶片式流体机械工作参数	160
第四节	离心式流体机械的叶轮理论	162
第五节	轴流式流体机械的基本原理	170
第六节	叶片式流体机械的性能曲线	174
第七节	相似理论在叶片式流体机械中的应用	176
习题		180

第九章 泵及运转.....	182
第一节 概述.....	182
第二节 离心泵的主要结构型式.....	182
第三节 其他形式泵.....	190
第四节 泵在管路上的工作.....	193
习题.....	200
第十章 空气压缩机.....	202
第一节 概述.....	202
第二节 活塞式空气压缩机.....	202
第三节 回转式空气压缩机.....	221
第四节 通风机.....	233
第五节 离心式鼓风机.....	238
习题.....	243
部分习题答案.....	245
参考文献.....	251

第一章 绪 论

第一节 工程流体力学的基本任务与研究方法

流体力学是研究流体在平衡或运动时所遵循的基本规律以及流体与周围物体相互作用的学科。根据内容,侧重于理论的流体力学称为理论流体力学,侧重于应用的、解决工程实际问题的流体力学称为工程流体力学。

自然界物质的存在通常为三种状态:固体、液体与气体。固体能保持其固定的形状与体积;液体有固定的体积,无固定的形状;气体则无固定的形状与体积。由于液体与气体具有无固定形状、能流动的共同特点,一般称为流体。流体与固体的主要区别在于它们对外力的抵抗能力不同。固体由于分子间距离很小,内聚力很大,能抵抗一定的拉力、压力和剪切力。而流体由于分子间距离较大,内聚力较小,几乎不能承受拉力;运动的流体具有一定的抗剪切能力,但在静止状态时,只能承受压力,不能承受剪切力,即使在很小的剪切力作用下,静止的流体都将发生变形或流动,这种特性就是流体的易流动性;流体一般也不能承受拉力。流体的易流动性是流体的基本特征。

流体作为自然界中物质的一种形态,其宏观运动遵循物质运动的普遍规律,如质量守恒定律、动量守恒定律和能量守恒定律等。流体力学中的基本定理实质上都是普遍规律在流体运动中的具体体现。

工程流体力学所研究的基础规律主要有两个方面:其一,流体处于平衡状态时,研究作用于流体上各种力之间的关系以及流体平衡时的条件等;其二,流体处于运动状态时,研究作用于流体上的力与运动要素之间的关系以及流体的运动特性与能量转换等。

工程流体力学作为一门技术性学科,在工程实际中有着广泛的应用。如航空航海、天文气象、水利水电、矿业工程、石油化工、生物海洋、机械动力、土建环保、气液输送等方面,都需要运用流体力学解决与流体的运动规律相关的生产技术问题。

流体力学采用理论分析、实验研究、数值计算等研究方法。各种研究方法既自成体系,又相互联系,共同推动流体力学体系不断发展。

理论分析方法针对研究的流体力学问题的主要因素,建立反映问题本质的理论模型,提出合理的初始条件和边界条件,运用数学分析方法求出理论结果,达到揭示流体运动规律的目的。但由于数学方法的局限及实际流体运动的多样性,理论分析方法往往难以研究解决实际问题中复杂的流动问题。

实验研究是通过实验模拟探索流体特性、验证流动规律、分析流动现象,对工程设计方案进行性能预测等。一方面可检验理论分析结果的正确性,另一方面可以找到一些经验性的规律,以满足实际应用的需要。针对实际工程问题,还可通过现场观测方法,通过利用先进的仪器和手段,获得现场资料、数据,经过分析归纳得出实际流动规律。

数值计算方法采用有限差分、有限元、边界元等离散化方法建立各种数值模型,通过计

算机进行数值计算获得定量描述流场的数值解。随着数值方法的发展和计算机运算速度的提高,数值计算方法在流体力学研究中得到了广泛的应用。其优点是能够求解理论分析方法无法解决的复杂流动问题,所需费用和时间也比实验研究要少,同时对于大型问题和特殊流动问题如天气预报等问题,通过适当的概化得到相应的数学模型,再通过数值计算方法求解,从而揭示其运动规律。但数值计算方法同样也有其局限性,它的计算结果是近似的,而且需要得到实验或实践的检验。对复杂流动问题建立准确的数学方程,合理地给出求解问题的初始条件和边界条件,采用适当的数值计算方法均是保证获得可靠结果的重要环节。

第二节 流体连续介质的模型

从微观结构来看,流体是由大量不断做无规则热运动的分子所组成的。例如在标准状态下,1 cm³的体积内,气体的分子数为 2.7×10^{19} 个,水的分子数为 3.3×10^{22} 个。这些离散的分子之间是存在着空隙的,分子之间相互碰撞,交换着动量与能量。从微观角度来看,流体内部的质量分布存在着不连续与不均匀分布的情况,反映流体状况的物理量也会因为分子的随机运动在空间与时间上呈现不连续的情况。

然而,流体力学并不关心个别流体分子运动细节,而是研究流体的宏观运动,即大量分子行为的统计平均特性。流体的宏观流动,用仪器与肉眼观察所见流体的流动是均匀的、连续的,反映流体运动特征的物理量是连续的,并且这些所观察的物理量是确定的且确实存在的。

流体所反映的微观结构与运动在时间与空间上都充满着不均匀性、离散性与随机性,而宏观结构与运动又明显呈现出均匀性、连续性与确定性。

工程流体力学是一门研究流体宏观运动特性与规律的学科。从宏观角度来看,对于所讨论的一些实际工程问题,如各种设备、管道等的特征尺寸,往往远大于流体的分子距与分子自由程;这些实际工程的时间尺度,远大于分子运动的时间尺度;反映这些宏观运动状态的物理量实际是大量分子的运动所贡献的,是大量分子的统计平均值。因此,瑞士学者欧拉(Euler)在 1753 年提出了以连续介质的概念为基础的研究方法,该方法在流体力学的发展上发挥了巨大作用。

连续介质的概念认为流体是由流体质点连续地、没有空隙地充满了流体所在的整个空间的连续介质。在此,作为被研究的流体中最基本要素的流体质点,是指微观上充分大、宏观上充分小的分子团。也就是说,对于质点这个在宏观上非常小的体积内,微观上含有大量的分子,这些分子的运动具有统计平均的特性,使得这个质点所表现的物理量在宏观上是确定的。例如边长 10^{-3} cm 的立方体,在宏观上是非常小的一个点,而在这个体积内,在标准状态下,却包含有 2.69×10^{10} 个气体分子。可见用连续介质的概念作为工程流体力学的基本假设是合理的。

流体连续介质模型假定流体是由连续分布的流体质点所组成,即认为流体所占据的空间完全由没有任何空隙的流体质点所充满,定义在流体质点上的各物理量的变化,在时间与空间上是连续变化的。也就是说,这些物理量是空间坐标与时间的单值连续函数。因此,可以利用以连续函数为基础的高等数学来解决工程流体力学的问题。

需要指出的是,流体连续介质的概念对大部分工程实际问题都是正确的,但对某些特殊

问题,如果所研究的问题的特征尺度接近或小于分子的自由程,连续介质的概念将不再适用。如在高空飞行的火箭、导弹,由于空气稀薄,分子的间距很大,可以与物体的特征尺度相近,虽然能找到可获得稳定平均值的分子团,但显然这个分子团是不能当做质点的。

第三节 流体的主要物理性质

流体具有物体共有的宏观物理性质,也有自身的一些特殊性质。流体的运动形态与运动规律,除了与边界等外部影响因素有关外,还取决于流体本身的物理性质与特征。

一、流体的密度

单位体积的流体所具有的质量称为流体的密度,用 ρ 表示。

对于均质流体,若流体的质量为 m ,体积为 V ,其密度表达式为

$$\rho = \frac{m}{V} \quad (1-1)$$

对于非均质流体,即各点处的密度不相同的流体,其密度表达式为

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta m}{\Delta V} = \frac{dm}{dV} \quad (1-2)$$

式中, $\Delta V \rightarrow 0$ 可理解为流体微团趋于流体质点。此时,密度是定义在流体质点上的。密度的单位是 kg/m^3 。

流体的密度随压强与温度而变化。但对于液体,这种变化一般极其微小,因此液体的密度常可以视为常数。气体的密度随温度和压强的变化比较明显,将在下面流体的压缩性一节中讨论。

在一个标准大气压下,不同温度下空气和水的密度如表 1-1 所示。

表 1-1 不同温度下空气、水的密度 kg/m^3

温度/ $^{\circ}\text{C}$	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
空气	1.293	1.248	1.205	1.163	1.128	1.093	1.060	1.029	1.000	0.973	0.947
水	999.9	999.7	998.2	995.7	992.2	988.1	983.2	977.8	971.8	965.3	958.4

二、流体的黏滞性

1. 流体的黏滞性

流体具有易流动性,观察流体的流动,可以看到不同的流体具有不同的流动特性。如对比水与油两种液体分别进行搅动,使其旋转,可以发现搅动水所用的力比搅动油所用的力要小;当停止搅动时,水停止旋转所用的时间比油的要长。

流体运动时,流体质点之间发生相对运动,质点之间就会产生摩擦阻力抵抗其相对运动。即运动的流体具有一定的抵抗剪切变形的能力,且不同的流体抵抗变形的能力不同,这种特性称为流体黏滞性。上述现象说明油的内部阻碍流体流动的作用力比水大,亦即油的黏滞性大,水的黏滞性小。

流体的黏滞性导致流体在运动过程为克服内摩擦力而做功,是流体运动中机械能量损失的根源。

2. 牛顿内摩擦定律

17 世纪, 牛顿研究了流体的黏滞性。以流体沿一个固体平面做平行的直线流动为例, 如图 1-1(a) 所示。当流体沿固体平面做平行流动时, 紧贴固壁的流体质点黏附在固壁上, 流速为零; 沿与固壁垂直的 y 方向, 流体质点受固壁的影响逐渐减弱, 流速逐渐增加; 当流体质点距固壁较远时, 流体质点受固壁的影响最弱, 流速最大。图 1-1(a) 即为这种流动的流速分布图。由于各层的流速不同, 则各流层间便产生了相对运动, 也就产生了抵抗这个相对运动的切向作用力, 即内摩擦力或黏滞力。这个内摩擦力总是成对出现在两相邻流层接触面上, 并且大小相等、方向相反。如图 1-1(a) 中 $a-a$ 分界面上, 速度较大的流层作用在速度较小的流层上的内摩擦力为 F_a , 其方向与流体流动的方向相同, 使速度较小流层的流体加速; 速度较小的流层作用在速度较大的流层上的内摩擦力为 F'_a , 其方向与流体流动的方向相反, 使速度较大流层的流体减速。

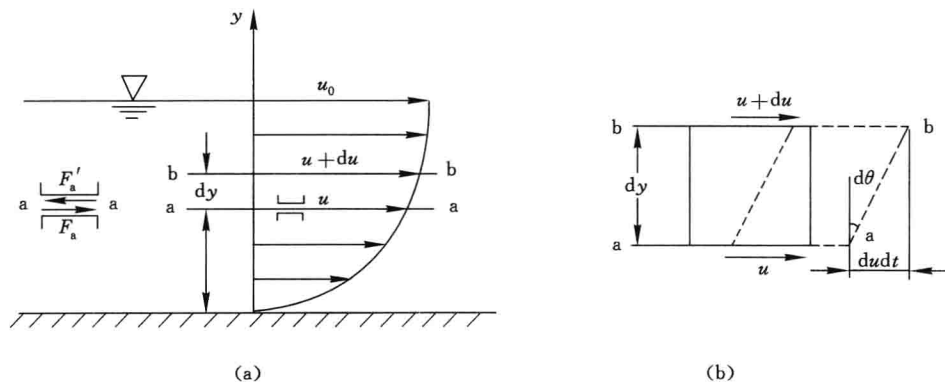


图 1-1 黏性流体变形及内摩擦力示意图

牛顿根据大量的实验研究, 提出了牛顿内摩擦定律, 即认为当流体的流动内部各层间发生相对运动时, 两相邻流层间所产生的内摩擦力 F 的大小与流体的黏滞性、反映相对运动的流速梯度 $\frac{du}{dy}$ 以及接触面面积 A 成正比, 而与接触面上的压力无关。其数学表达式为

$$F = \mu A \frac{du}{dy} \quad (1-3)$$

或

$$\tau = \frac{F}{A} = \mu \frac{du}{dy} \quad (1-4)$$

式中 μ ——表征流体黏滞性大小的比例系数;

τ ——内摩擦切应力或黏滞切应力。

牛顿内摩擦定律表达式(1-3)、式(1-4)是计算黏滞力常用的计算公式。其中反映相对运动的流速梯度 du/dy , 实际表示了流体微团的剪切变形速度。如图 1-1(b) 所示, 从流动的流体中, 取一方形微团(如图中的实线所示), 设 $a-a$ 层的流速为 u , 跨过 dy 微小距离后的 $b-b$ 层流速为 $u + du$ 。经过 dt 时间以后, 该微团到达图示虚线所处的位置, 并且由于流速差的原因, 方形微团发生了剪切变形, $b-b$ 层流体多移动的距离为 $du dt$ 。这时剪切变形量为 $d\theta$, 由于时间 dt 微小, 则 $d\theta$ 也微小。所以由图 1-1(b) 可得

$$d\theta \approx \tan \theta \frac{du}{dy} = \frac{du}{dt}$$

整理得

$$\frac{du}{dy} = \frac{d\theta}{dt} \quad (1-5)$$

可见速度梯度就是流体微团中直角减小的速度,也称剪切变形速度。牛顿内摩擦定律也可以理解为内摩擦力或切应力与剪切变形速度成正比。

式(1-3)、式(1-4)中比例系数 μ 为流体黏滞性的量度,称为黏性系数或黏度。 μ 在国际单位制中的单位是 $\text{Pa} \cdot \text{s}$ 或 $\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^2$,单位中由于含有动力学量纲,一般称为运动黏性系数或动力黏度。

流体的黏滞性的大小还可以用运动黏性系数 ν 来表示, ν 与 μ 的关系是

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (1-6)$$

运动黏性系数 ν 的单位是 m^2/s 。

表 1-2 分别给出了不同温度下水与空气的动力黏性系数 μ 值与运动黏性系数 ν 值。

表 1-2 不同温度下水和空气的黏性系数

温度	水		空气	
	$\mu/(\text{10}^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s})$	$\nu/(\text{10}^{-6} \text{ m}^2/\text{s})$	$\mu/(\text{10}^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s})$	$\nu/(\text{10}^{-6} \text{ m}^2/\text{s})$
0	1.792	1.792	0.017 2	13.7
10	1.308	1.308	0.017 8	14.7
20	1.005	1.007	0.018 3	15.7
30	0.801	0.804	0.018 7	16.6
40	0.656	0.661	0.019 2	17.6
50	0.549	0.556	0.019 6	18.6
60	0.469	0.477	0.020 1	19.6
70	0.406	0.415	0.020 4	20.6
80	0.357	0.367	0.021 0	21.7
90	0.317	0.328	0.021 6	22.9
100	0.284	0.296	0.021 8	23.6

黏性系数 μ 或 ν 值越大,流体的黏滞性作用越强。黏性系数的大小因流体的种类不同而各异,并且随压强与温度的变化而变化。在通常压力下,压强对流体的黏滞性影响很小,可以忽略不计。在高压下,流体的黏滞性随压强升高而变大。温度对流体黏滞性的影响很大,而影响的特性不同。表 1-2 列出了水与空气的黏性系数随温度的变化情况。液体的黏性系数随温度升高而减小,气体的黏性系数则随温度的升高而增大。其原因在于,液体的黏滞性主要来自于分子间的吸引力(内聚力),当温度升高时,分子的间距增大,吸引力减小,因而黏性系数变小;气体的黏滞性主要来自于分子不规则的热运动所产生动量交换,当温度升高时,气体分子的热运动加剧,动量交换更为频繁,因而黏性系数增加。

3. 牛顿流体与非牛顿流体

遵守牛顿内摩擦定律的流体称为牛顿流体,否则称为非牛顿流体。

如图 1-2 所示的切应力 τ 与剪切变形率 $\frac{du}{dy}$ 的关系图中, 牛顿内摩擦定律仅适用于图中 A 线所示的一般流体, 如水、油、空气等。这一类流体在温度不变的情况下, 流体的黏性系数 μ 不变, 在 $\tau-\frac{du}{dy}$ 坐标系中为一条由坐标原点出发、斜率不变的直线, 符合这一规律的流体为牛顿流体。

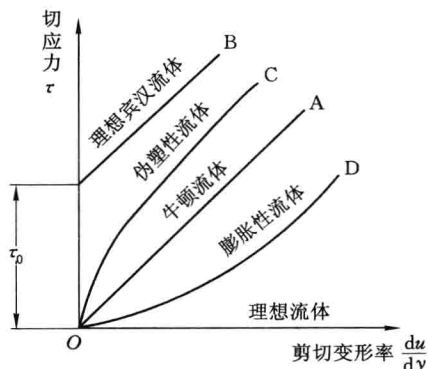


图 1-2 牛顿流体与非牛顿流体特性图

如图 1-2 中 B 线, 当流体中的切应力达到某值(即屈服应力 τ_0)时, 才开始流动, 但切应力与剪切变形率仍为线性关系, 这种流体称为理想宾汉流体, 如泥浆、血浆、牙膏等。如图 1-2 中 C 线, 这类流体的黏性系数随剪切变形率的增加而减小, 称为伪塑性流体, 如尼龙、橡胶、纸浆、水泥浆等。图 1-2 中 D 线, 这类流体的黏性系数随剪切变形率的增加而增加, 称为膨胀性流体, 如生面团、浓淀粉糊等一类流体。对于非牛顿流体在非牛顿流体力学中讨论与研究, 本书只讨论牛顿流体。

4. 理想流体

实际流体都具有黏滞性, 对流体流动的影响极为复杂, 给流体运动的数学描述与处理带来很大的困难。实际工程和某些理论研究中, 为了简化问题, 便于分析, 可以不考虑黏性的影响。理想流体就是没有黏滞性的流体。在分析流体运动时, 可以不考虑流体黏滞性的影响, 将流体的运动看做无黏滞性的理想流体的运动, 得到理想流体流动的规律, 然后再考虑黏滞性的影响加以修正。另外, 对于某些黏滞性比较小的流体, 在某些流动区域内流动时, 可以忽略黏滞性的影响, 近似地作为理想流体来考虑。如远离固体边壁的流动, 其剪切变形速度很小, 切应力予以忽略, 就可将流体按理想流体处理, 而实际紧靠固体壁面的边界层内的流体变形速度很大, 一般不能忽略流体的黏性作用。从研究理论流体入手, 为解决复杂的流动打下基础。

三、流体的压缩性与膨胀性

流体的压缩性是指流体在压力的作用下, 会发生体积压缩变形的特征; 流体的膨胀性是指流体当温度升高时, 会发生体积膨胀增大的特性。

1. 液体的压缩性

液体的压缩性可以用体积压缩系数 β_p 来表示, 其含义是, 在温度不变的条件下, 压强每增加一个单位, 液体体积的相对变化量, 即

$$\beta_p = -\frac{dV}{V} = \frac{d\rho}{\rho} \quad (1-7)$$

式中 V ——液体受压前的体积, m^3 ;

dV ——液体体积的变化量, m^3 ;

$d\rho$ ——液体压强增加量, Pa 。

体积压缩系数 β_p 的单位为 $1/\text{Pa}$ 或 m^2/N 。由于压强增加时, 液体的体积减小, 则 $d\rho$ 为正时, dV 为负, 故在式(1-7)中等号右侧加一负号, 以使体积压缩系数 β_p 保持正值。

表 1-3 给出了 0°C 时水的体积压缩系数 β_p 值, 水的体积压缩系数很小。如常温下的水所受的压强在 $0 \sim 98.07 \times 10^5 \text{ Pa}$ ($0 \sim 100$ 个工程大气压) 内变化时, 其 β_p 的值大约为 $5 \times 10^{-10} \text{ m}^2/\text{N}$ 。这个数值相当于压强改变一个大气压, 液体体积相对压缩量约为二万分之一, 可见体积变化量甚微。

表 1-3 0°C 时水的体积压缩系数 β_p

压强 $\times 10^5 / \text{Pa}$	4.9	9.81	19.61	39.23	78.45	98.07
$\beta_p \times 10^{-9} / (1/\text{Pa})$	0.539	0.537	0.531	0.532	0.515	0.500

液体的压缩性还可以用体积弹性系数 K 来表示, 体积弹性系数 K 是压缩体积系数 β_p 的倒数

$$K = \frac{1}{\beta_p} = -\frac{dp}{dV/V} = \frac{dp}{d\rho/\rho} \quad (1-8)$$

体积弹性系数 K 也称为体积弹性模量。从式(1-8)可见, β_p 越小, 则 K 越大, 而 β_p 越小或 K 值越大, 则液体越不易压缩, $K = \infty$ 就表示绝对不可压缩的刚性物质。 K 的单位是 N/m^2 或 Pa 。

2. 液体的膨胀性

液体的膨胀性可以用体积膨胀系数 β_t 来表示, 其含义是在一定的压强下, 单位温度升高引起的体积变化率, 即

$$\beta_t = \frac{dV/V}{dt} \quad (1-9)$$

式中 dt ——液体温度增加量, $^\circ\text{C}$;

β_t ——体积膨胀系数, $1/^\circ\text{C}$ 。

表 1-4 给出了水的体积膨胀系数 β_t 值。从表 1-4 可见, 水的体积膨胀系数也是很小的。如水在 $0.98 \times 10^5 \text{ Pa}$ (1 个工程大气压) 时, 在常温下 ($10 \sim 20^\circ\text{C}$), 温度每增高 1°C , 水的体积相对增加量仅为万分之一点五; 温度较高时, 也只为万分之七。

3. 气体的压缩性与膨胀性

气体的压缩性要比液体的压缩性大得多, 这是因为气体的密度随着温度与压力的变化将发生显著变化。气体的密度、温度与压力之间的关系可以由物理学、热力学中的完全气体 (物理学中称为理想气体) 状态方程来确定, 即

$$\frac{p}{\rho} = RT \quad \text{或} \quad pV = RT \quad (1-10)$$

表 1-4

水的体积膨胀系数 β_t

压强 $\times 10^5/\text{Pa}$	温 度/ $^{\circ}\text{C}$				
	1~10	10~20	40~50	60~70	90~100
0.98	14×10^{-6}	150×10^{-6}	422×10^{-6}	556×10^{-6}	719×10^{-6}
98	43×10^{-6}	165×10^{-6}	422×10^{-6}	548×10^{-6}	704×10^{-6}
196	72×10^{-6}	183×10^{-6}	426×10^{-6}	539×10^{-6}	—
490	149×10^{-6}	236×10^{-6}	429×10^{-6}	523×10^{-6}	661×10^{-6}
882	229×10^{-6}	289×10^{-6}	437×10^{-6}	514×10^{-6}	621×10^{-6}

式中 p ——气体的绝对压强, Pa;

ρ ——气体的密度, kg/m^3 ;

V ——气体的体积, m^3 ;

T ——气体的热力学温度, K;

R ——气体常数, $\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$, 空气的 $R=287 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ 。

从完全气体状态方程式(1-10)可知,当温度不变时,完全气体的体积与压强成反比。这时如果压强扩大一倍,则体积缩小为原来的一半;当压强不变时,完全气体的体积与温度成正比。可见,气体的压缩性是很大的。

4. 不可压缩流体的假设

一般来说,任何流体,无论是液体还是气体,都是可压缩的。但在许多场合,可以忽略压缩性的影响,认为流体密度是一个不变的常数,这时可以将这种流体称为不可压缩流体。例如,对于在通常压强与温度下的水,若以一个标准大气压下 4°C 时的最大密度 $\rho=1\,000 \text{ kg}/\text{m}^3$ 进行工程计算,其结果是满足精度要求的。但需注意的是,在压强变化过程非常迅速的场合中,如水击过程,就需考虑水的压缩性问题,或者说不能使用不可压缩流体的概念。一般情况下,必须考虑气体的压缩性问题,这时可以将气体称为可压缩气体。但在实际工程中,如果气体在整个流动过程中压强与温度变化很小,使密度变化也很小,这时可以作为不可压缩流体处理;又如气体对物体流动的相对速度比音速小得多时,其密度的变化也很小,这时也可以作为不可压缩流体来处理。

四、表面张力

液体具有尽量缩小其表面的趋势,在宏观上可认为沿液体表面作用有张力,称做表面张力。在液体内部,液体的分子受其四周分子的吸引力作用是对称分布的,相互平衡的。但在液体与气体交界的分界面上,液体分子之间的吸引力不能平衡。对于正处于表面层的液体分子,既要受到表面层上部气体分子的吸引力作用,又要受到表面层下部其他液体分子的吸引力作用,相比之下后者远远大于前者。这样,表面层内的液体分子所受的分子引力构成了一个指向液体内部的合力。简单地说,表面张力就是处于两种不同的流体介质分界面上的分子所受到不平衡的分子吸引力的宏观表象。表面张力不仅产生在液体与气体的分界面上,也产生在液体与固体或两种不同液体的分界面上。

液体表面张力的大小可以用液体表面上单位长度所受的张力即张力系数 σ 来表示, σ 在国际单位制中的单位是 N/m , 方向与作用面相切。 σ 的数值与液体的种类、温度、表面接触情况以及该液体的纯净程度有关。如 20°C 时,空气与水接触的表面的张力系数 σ 值为

0.072 8 N/m, 空气与水银接触的表面的张力系数 σ 值为 0.48 N/m。

由于液体的表面张力很小, 对水流的影响也很小, 故一般情况下不必考虑表面张力的影响。但当液体表面为曲面而且曲率半径很小时, 就需要考虑表面张力的影响。例如微小水滴的形成、曲率很大的薄水舌的破碎等, 其表面张力的影响不可忽略。在管径较小的细管中出现的毛细现象, 同样也是不能忽视表面张力影响的问题。

当细玻璃管插入水中时, 由于水分子之间的分子吸引力(内聚力)小于水与玻璃之间的吸引力(附着力), 水则可以湿润玻璃, 管中的液面呈凹曲面, 表面张力将使管中的液面上升一定的高度 h , 即出现正超高。如果细玻璃管插入水银中时, 由于水银分子之间的内聚力大于水银与玻璃之间的附着力, 使水银不能湿润玻璃, 管中的液面呈凸曲面, 表面张力将使管中的液面下降一定的高度 h , 即出现负超高, 如图 1-3 所示。

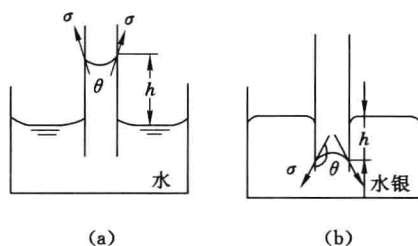


图 1-3 毛细超高现象

根据表面张力与液柱重力相平衡的条件可以导出液柱的超高值 h 。如图 1-3, 有

$$\pi d \sigma \cos \theta = \rho g h \frac{\pi d^2}{4}$$

$$h = \frac{4 \sigma \cos \theta}{\rho g d} = \frac{4 \sigma \cos \theta}{\gamma d} \quad (1-11)$$

解得

式中 d ——细管内径;

θ ——液面与管壁的接触角。

对于温度为 20 °C 的水, 查表 1-1 有, $\rho = 998.2 \text{ kg/m}^3$, $\sigma = 0.0728 \text{ N/m}$, 并已知实验测得水与玻璃的接触角 $\theta = 8^\circ \sim 9^\circ$, 可得 20 °C 时水在细玻璃管中上升的超高值 h 为

$$h = \frac{29.4}{d} \quad (1-12)$$

式中, 高度 h 与细管内径 d 的单位均为 mm。

由式(1-12)可见, 细管内径 d 越小时, 超高值 h 就越大。因此, 用内径较细的玻璃管作为液柱式测压计的工作用管时, 会造成较大的测量误差。一般情况下, 工作用管的内径 $d > 10 \text{ mm}$ 时, 超高带来的误差可以忽略不计。

五、作用在流体上的力

作用在流体上的力按其物理性质可以分为惯性力、重力、弹性力、黏滞力以及表面张力等; 按其作用方式又可以分为质量力与表面力两种。

1. 质量力

质量力是指作用于流体的每一个质点上, 其大小与流体的质量成正比的力。在均质流体中, 因质量与体积成正比, 该质量力必然与流体体积成正比, 所以又称为体积力。由于质

量力无须接触就可以作用于流体的质点上,故也称为远程力。工程流体力学中常遇到的质量力有惯性力与重力。

单位质量的流体所受的质量力称为单位质量力。设作用于质量为 Δm 的流体上的总质量力为 ΔF ,则单位质量力 f 为

$$f = \frac{\Delta F}{\Delta m} = f_x i + f_y j + f_z k = \frac{\Delta F_x}{m} i + \frac{\Delta F_y}{m} j + \frac{\Delta F_z}{m} k \quad (1-13)$$

和的含义是流体微团趋于流体质点。

在直角坐标系中, f 可写成分量形式

$$f = f_x i + f_y j + f_z k$$

式中 f_x, f_y, f_z ——单位质量力 f 的分量, m/s^2 , 与加速度的单位相同。

2. 表面力

表面力是流体内部各部分之间或流体和其他物体之间通过邻接表面作用在流体上的力,其大小与受力作用的表面面积成正比。这种力是由其周围的流体或固体所施加的,并通过与接触面直接接触发生作用,故又称为接触力。表面力按其作用方向可以分解为沿作用面法线方向的分力,称为压力 P ;沿作用面切线方向的分力,称为切力 T 。一般认为流体不能承受拉力,故沿法线方向的分力只有沿内法线方向的压力。

根据表面力是连续分布的特点,可以用单位面积所受的表面力即应力来表示。如图 1-4,作用在面积 ΔA 上压力为 ΔP 、切力为 ΔT 。作用面上某点 A 上的压应力 p 与切应力 τ 可以分别由以下两式定义

$$p = \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta P}{\Delta A} \quad (1-14)$$

$$\tau = \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta T}{\Delta A} \quad (1-15)$$

式中, ΔP 、 ΔT 分别为作用在微小面积 ΔA 上的压力与切力。压应力一般称为压强。压强与切应力的单位为 N/m^2 , 即 Pa 。

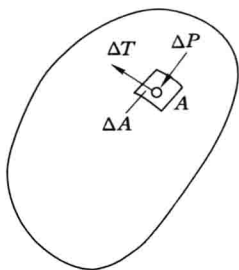


图 1-4 流体受表面力分析

习 题

1-1 空气在 30°C 时的动力黏性系数为 $1.87 \times 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$, 求其运动黏性系数。

1-2 水在 40°C 时的运动黏性系数为 $0.661 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, 求其动力黏性系数。