

中等专业学校教材



工程流体力学

西安电力学校 常石明 主编



前 言

工程流体力学是电厂热能动力、电厂集控、热力设备运行及其相近专业的一门重要的专业基础课。本书是根据1990年能源部热能动力教学研究会流体力学课程组制定的中等专业学校电厂热能等专业流体力学教材编写大纲编写的。

在编写过程中，我们努力按照三轮教材建设的指导思想，力图使编写的教材突出中专教材的特色；具有明显的专业针对性和实用性；防止出现偏深、偏多、偏难的倾向；贯彻少而精原则；注重物理概念的阐述、注重理论与电力生产实际的联系；注意培养学生独立获得知识和分析问题的能力。

本教材的绪论、第一章、第四章及第五章由西安电力学校常石明编写；第二章及第三章由长春电力学校王敏生编写。常石明担任主编。泉州电力学校阮天恩担任主审。

在教材的编写和修改过程中，主审人及兄弟学校参加书稿抽检会的各位老师都曾对书稿提出过许多宝贵的意见。我们在此表示由衷的感谢！

限于我们的水平，书中可能有不妥和谬误之处。恳切希望读者批评指正，以便今后修订。

编 者

1992年10月

目 录

前 言	
绪 论	1
第一节 课程概述	1
第二节 流体力学的发展概况	2
第一章 流体的基本物理性质	3
第一节 流体的连续介质假定及流体的物理量	3
第二节 流体的易流动性	4
第三节 流体的压缩性和膨胀性	4
第四节 流体的粘滞性	8
思考题	14
习题	14
第二章 流体静力学	16
第一节 作用在流体上的力	16
第二节 流体静压力及其特性	16
第三节 流体静力学基本方程式	19
第四节 流体静压力的表示方法	21
第五节 流体静力学基本方程式的意义	24
第六节 等压面及连通器	27
第七节 液柱式测压计	30
第八节 液体的相对平衡	34
第九节 作用在平面壁上的液体总压力	39
第十节 作用在曲面壁上的液体总压力	43
思考题	47
习题	48
第三章 流体动力学	51
第一节 研究流体运动的方法及流动的分类	55
第二节 流体动力学的基本概念	56
第三节 一元稳定流动的连续性方程式	61
第四节 一元稳定流动的能量方程式及其意义	62
第五节 能量方程式的应用	67
第六节 动量方程式及动量矩方程式	77
思考题	82
习题	83
第四章 流动阻力及管道水力计算	88
第一节 流体的两种流动状态	88

第二节	圆管中的层流运动	93
第三节	圆管中的紊流运动	97
第四节	圆管紊流的沿程能量损失的计算	99
第五节	局部能量损失计算	103
第六节	总能量损失计算及减小流动阻力的措施	108
第七节	管道中两相流动能量损失的计算	112
第八节	管道水力计算	115
第九节	管道系统特性曲线	122
第十节	水击	124
思考题		128
习题		129
第五章	二元绕流及激波基础	134
第一节	涡线、涡束及旋涡强度	134
第二节	速度环量及斯托克斯定理	136
第三节	旋涡定理	140
第四节	附面层	142
第五节	流体与叶栅间的作用力	146
第六节	音速、马赫数	151
第七节	气体流动的基本方程式	154
第八节	弱扰动在气流中的传播	156
第九节	超音速气流绕外凸壁面的流动	158
第十节	超音速气流绕内凹壁面的流动——激波的形成	160
第十一节	激波绝热过程及激波波阻	161
思考题		164
习题		165

绪 论

第一节 课 程 概 述

自然界中的各种物质一般以三种形态——气态、液态、固态——存在于宇宙间。通常将气态、液态的物质称为流体。

工程流体力学是研究流体平衡、运动规律及其在工程中应用的一门宏观力学。它研究流体平衡时，压力的分布规律以及流体流过通道或绕过物体时速度分布、压力分布、能量损失和流体与固态物体间的相互作用力。流体力学在许多行业中都得到广泛的应用。如水利工程的堤坝、闸门设计，造船工业的船体设计，航空工业中各种飞机、飞行器的设计，化学工业、石油工业中流体的输送、抽吸，冶金工业中对气体在炉内的流动、液态金属在炉内、模具内流动的研究，人工心脏等医疗器械的设计都要利用流体力学的原理。在电力工业中的火电站、水电站、原子能电站、地热电站等各类电站的工作介质都是流体，所有动力设备的设计也都是人们对流体流动规律的应用。这样看来，流体力学是许多行业都必须研究的一门重要学科。

中等专业学校的电厂热能动力专业、电厂集控专业及热力设备运行专业是为电力工业培养德、智、体、美全面发展，适应社会主义现代化建设需要，从事电力生产及管理方面的中等技术人员。只有掌握了流体在各种热力设备中的流动规律，才能掌握这些设备的工作原理、性能和运行规律，使其在电厂生产中充分发挥设备的效益，更好地为社会主义的四个现代化服务。流体力学是这些专业的专业基础课程之一。所以，学好这门课程极为重要。

流体力学的研究方法有实验方法和分析方法两种。这两种方法是相辅相成的。用分析方法所得结果需要通过实验来验证，而实验的进行又需要用分析所得的理论来指导。只有这两种方法结合在一起，才便于解决流体力学的问题。在学习本课程时，应着重掌握流体力学的基本概念、基本理论、基本的计算方法和实验技能，为学好后续课程，为从事电力生产打下坚实的基础。

为了便于学习，本教材共分五章。第一章流体的基本物理性质，讲述与流体力学有关的几个主要物理性质。第二章流体静力学，讲述不可压缩流体处于静止（包括相对静止）状态遵守的基本规律及其应用。第三章流体动力学，讲述不可压缩流体稳定流动中遵守的基本规律及其应用。第四章流动阻力及管道水力计算，讲述流动阻力产生的原因、分类、计算和管道的水力计算方法，并对水击现象作简要介绍。第五章二元绕流及激波基础，主要讲述理想流体二元绕流的基本知识，弱扰动在可压缩流体中的传播特征，激波的形成及激波波阻的基本概念。本书每章之后都附有思考题和习题，用以帮助学员明确、加深对所学概念、理论的理解，培养分析和计算能力。

第二节 流体力学的发展概况

流体力学和其它一切学科一样都是人类在生产实践过程中建立和发展起来的,它的发展也是和社会生产力的发展相适应的。只要社会生产力得到了解放,就必然会促进生产的发展;随着生产的发展又必然推动科学技术的发展。在流体力学这门学科的发展过程中,有许多科学家(如阿基米德、帕斯卡、牛顿、伯努利、欧拉、雷诺、儒可夫斯基等)在总结劳动人民长期实践的基础上进行了艰辛的研究工作,取得了创造性的成果,为流体力学的发展作出了重大的贡献。

在远古时代,人们与自然进行斗争的时候,就开始了与洪水的斗争。例如,在公元前2286~2278年,我国的大禹治水。公元前256~251年,我国的李冰父子在前人治水的基础上,访查水脉,因地制宜,因势利导,率领民工基本上完成了都江堰排、灌水利工程,使成都平原2200多年以来受益卓著。由于与自然斗争的需要和实践,人们积累了不少关于流体方面的知识。不过这些知识都只是停留在一般经验基础上,还没有能进行系统的总结与提高。直到公元前250年,古希腊学者阿基米德写出了流体力学方面的第一篇科学著作——《论浮体》。但在此后的近17个世纪中,由于中世纪农奴制度对生产力的束缚,流体力学也和其它学科一样,没有得到新的发展。直到15~17世纪随着农奴制度的解体,流体力学才开始有了新的发展。但在这期间它还没有发展成为一门独立的学科。

18~19世纪,由于欧洲资本主义的兴起,生产力得到进一步解放,特别是欧洲的产业革命大大促进了科学技术的发展。在这期间,开始应用数学分析的方法来研究流体运动。伯努利应用动能定理得出了反映流体所处位置、运动速度及压力之间关系的伯努利方程式。欧拉得出了反映流体运动速度、压力及外力之间微分关系的运动微分方程式,奠定了古典流体力学的基础。在古典流体力学的研究中,由于实际流动现象很复杂,故常将实际现象简化和提出一系列假设,然后再利用数学分析方法得出研究结果。因为这些简化和假设不能完全符合实际情况,使所得结论与实际情况总有不同程度的差别,因而古典流体力学不能圆满地解决因生产的发展所提出的大量流体力学问题。人们不得不另找办法来解决问题,即利用实验的方法得出一些经验数据与经验公式来修正理论分析的误差,使工程实际问题得到圆满的解决。在这期间的很长一段时间里,对于流体的研究形成了两个分支,一个分支是偏重于理论分析的理论流体力学,另一个分支是偏重于实验研究的实用水力学。虽然这两个分支都获得了比较大的成就,但由于理论与实验研究的“分家”,流体力学的发展受到了一定程度的影响。直到19世纪后期,特别是本世纪以来,随着航空、化工、石油等工业的飞速发展,使流体力学进入了一个新时期。理论流体力学与实用水力学相结合,使流体力学发展成为一门完善的应用科学。本世纪60年代以后,由于电子计算机的出现与不断更新,使得过去无法计算的许多问题得以很快解决。同时,迅速发展的不同学科之间的相互渗透,以及一些新技术(如航空航天技术)的出现,又对流体力学提出了许多新的课题,使得工程流体力学朝着更新的阶段发展。

第一章 流体的基本物理性质

流体的平衡、运动规律固然与外界因素对它的影响有关，更重要的是取决于流体本身内在的物理性质。所以，在研究流体力学问题前，必须对流体的物理性质有一定的了解。流体的基本物理性质有：易流动性、压缩性、膨胀性和粘滞性等。

在研究流体的平衡、运动问题时，若把所有的因素都考虑进来，往往因问题过分复杂，难以进行研究。因此，我们将忽略其次要因素，抓住主要因素，并加以理想化。下面将要提到的连续介质假定，它是流体力学中的一个非常重要的假定。

本章主要讨论的就是连续介质假定及上述流体的基本物理性质。

第一节 流体的连续介质假定及流体的物理量

一、连续介质假定

分子物理学知识告诉我们，无论是液体还是气体都是由分子所组成的。分子之间有间隙，分子又总是不停地作着杂乱无规则的热运动。如果要逐个考虑这种微观分子的瞬时运动及间隙，再从每个分子的运动出发去掌握流体平衡和运动规律是极端困难的。这是因为每一个分子的运动都极为复杂，而且即便是很小体积的流体所包含的分子数目也很可观。要列出这些分子的运动方程式几乎是不可能的。

1753年瑞士数学家、理论流体动力学创始人欧拉建议采用连续介质这一概念来进行流体力学的研究。他建议将流体看成是一种假想的由无限多流体质点所组成的无间隙的，且具有流体的一切基本力学性质的连续介质。

将流体看作这种连续介质是可能的。因为，流体力学所研究的是宏观流体在外力（如重力、压力差等）的作用下引起的宏观机械运动，而不是流体的微观运动。宏观流体总是具有一定的体积。流体质点是由许许多多多个流体分子组成的流体微团。虽然质点体积相对于流动空间非常小而可忽略不计，但由于它含有大量的分子，故流体质点的体积对于分子的间距和分子运动的平均自由行程的尺寸来说却是非常大的。例如，在标准状态（温度为 0°C ，压力为 101325N/m^2 ）下，每立方毫米的空气约有 2.7×10^{16} 个分子，水约有 3×10^{21} 个分子。可见分子的间距和分子运动的平均自由行程是极其微小的。这些数值与机械运动的距离相比较，是微不足道的。所以，在对流体进行宏观研究时，就可以把流体看成是连续的，即没有间隙，也没有分子运动的介质。

由于将流体看作连续介质，就可以使流体力学撇开流体内部复杂的分子运动。同时，流体的各物理量也都是连续变化的了。因而可以应用连续函数得出的一系列数学成果来解决流体力学中的各类问题。

在解决大部分工程技术问题中，把流体作为连续介质看待都是正确的。但研究物体在

非常稀薄气体中的飞行、高真空技术及激波等问题时,由于分子间隙已不可忽略或气流物理量的不连续变化,而不能再将流体看作连续介质。

二、流体的物理量

根据连续介质假定,存放流体的容器中及流体运动场所中的每一点都被相应的流体质点所占据。所以,流体力学中所说的空间任意点的物理量(例如:温度、压力、密度、流动速度、摩擦切应力、内能等),就是占据该点的流体质点的物理量。

由于在任意时刻、空间任意点上的流体质点的物理量都具有确定的数值。因此,各物理量是空间点的位置坐标 (x, y, z) 及时间 (t) 的连续函数。如密度

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

流动速度 $u = u(x, y, z, t)$

压力 $p = p(x, y, z, t)$

第二节 流体的易流动性

流体对外力的抵抗能力与固体对外力的抵抗能力不同。固体能抵抗一定数量的拉力、压力和剪切力。当固体受到外力的作用时,通常仅发生较小的变形以抵抗外力的作用。只要外力保持不变,固体的变形也不再变化。流体则不同,它不能承受拉力,任何微小的剪切力作用,都可使流体的形状发生显著的变化。只要剪切力继续作用,流体就将继续变形(就是流体的流动)。当外力停止作用时,变形也就随即停止。流体的这种性质称为流体的易流动性。正是由于流体具有易流动性,在发电厂中才能借助于外力的作用,通过管道、渠道等通道将各种流体输送到指定的地点。

因为气体的分子分布比液体要“松散”得多,分子间的吸引力是微不足道的。所以,在相同的外界条件下,气体比液体更易流动。气体能够充满容器的整个空间。液体不能充满容器的整个空间,而是具有一定的体积。当液体和气体接触时,便会出现液体与气体间的分界面。这种分界面称为液体的自由表面(简称为液面)。

第三节 流体的压缩性和膨胀性

在外力作用下,流体的体积可以改变的特性称为压缩性。流体的体积随温度而变化的特性称为膨胀性。由于气体分子间的引力比液体的小的多,因此气体和液体的这两种特性差别很大。

一、液体的压缩性和膨胀性

液体压缩性的大小,通常用压缩系数 κ 表示。压缩系数反映在温度不变的情况下,压力每升高 1 N/m^2 时,引起液体体积的相对减小量,即

$$\kappa = - \frac{\frac{\Delta V}{V}}{\Delta p} \quad (1.1)$$

式中 Δp ——作用在液体上的压力增加量, N/m^2 ;

V ——液体原有体积, m^3 ;

ΔV ——液体体积的相对减小量, m^3 ;

κ ——压缩系数, m^2/N 。

因为 ΔV 与 Δp 异号, 为了使 κ 保持正值, 故在压力系数的定义式中添加了一个负号。

流体力学中也常用压缩系数的倒数——弹性系数 E_0 来表示液体体积随压力的变化情况, 即

$$E_0 = \frac{1}{\kappa} \quad (1-2)$$

不同液体的 κ 的数值不同。压缩系数值越小, 表明液体越难被压缩。表1-1中列出了水的压缩系数值。

表 1-1 水的压缩系数 κ ($\times 10^{-9} \text{ m}^2/\text{N}$)

温 度	压 力	4.905 $\times 10^5$ (N/m^2)	9.81 $\times 10^5$ (N/m^2)	19.62 $\times 10^5$ (N/m^2)	39.24 $\times 10^5$ (N/m^2)	78.48 $\times 10^5$ (N/m^2)
		5(at) ①	10(at)	20(at)	40(at)	80(at)
273 (K)	0 (°C)	0.5399	0.5371	0.5315	0.5233	0.5154
283 (K)	10 (°C)	0.5233	0.5179	0.5077	0.4978	0.4813
293 (K)	20 (°C)	0.5154	0.5052	0.4953	0.4813	0.4603

① 以前工程上常用工程大气压(at)作为压力的计量单位, $1 \text{ at} = 98100 \text{ N/m}^2$ 。

从表1-1可以看出: $0 \sim 20^\circ\text{C}$ 的水, 在压力为 $4.905 \times 10^5 \text{ N/m}^2$ 时, 压力每增加 $0.981 \times 10^5 \text{ N/m}^2$ (即1at), 其体积的相对减小量约为万分之零点五。因 $-\frac{\Delta V}{V} = \frac{\Delta p}{\rho}$ ●, 故其密度的相对增加量也约为万分之零点五。从表1-1中还可看出: 随着压力值的提高, κ 的值还在减小。所以, 水的压缩性是很小的。由有关资料中还可看出, 其它液体的压缩性也是很小的。

液体膨胀性的大小, 用膨胀系数 α_v 来表示。膨胀系数反映在压力不变的情况下, 温度每升高1 K引起液体体积的相对增加量, 即

$$\alpha_v = \frac{\frac{\Delta V}{V}}{\Delta T} \quad (1-3)$$

式中 ΔT ——温度增加量, K;

$\frac{\Delta V}{V}$ ——液体体积的相对增加量;

α_v ——膨胀系数, K^{-1} 。

● 因为密度 ρ 等于质量 M 与体积 V 的比值, 即 $\rho = \frac{M}{V}$, 所以, $\Delta \rho = -\frac{M \Delta V}{V^2}$, 故 $\frac{\Delta \rho}{\rho} = -\frac{\Delta V}{V}$ 。

由实验测得，液体的膨胀系数 α_v 的值也是非常小的。例如，水在 $0.981 \times 10^5 \text{ N/m}^2$ 的压力作用下，膨胀系数的值只有万分之几。

二、气体的压缩性和膨胀性

气体的体积随压力、温度的变化情况，可由压力、体积、温度三者在变化时的相互关系反映。根据物理课中已学过的气体状态方程可知：对于理想气体，当温度不变时，体积与压力成反比；当压力不变时，体积与温度成正比。而实际气体在压力不太大、温度不太低的情况下，都近似地符合状态方程。由此可见，气体的体积随压力或温度变化的变化量是很大的。值得注意的是，当气体的压力或温度变化很小时，其体积的变化量也是很小的。例如，用气体状态方程式求得：若气体压力由 98100 N/m^2 等温地升高到 99081 N/m^2 （即由1个工程大气压升高到1.01个工程大气压，也就是压力增加了100个毫米水柱），其体积减小量约仅为1%；若气体温度由 239 K 等压地升高了 1 K ，其体积增加量也仅为4%。再例如，当气流流速低于 70 m/s 时，若突然受阻使压力升高，所引起的体积变化量也小于2%。

综上所述可知，液体及压力、温度变化不大，流速不高（流速值小于 100 m/s ）的气体压缩性和膨胀性都很小。在流体力学中，为了简化问题便于研究，常常忽略液体及上述情况下气体体积的变化量。因此，其密度也是不变的，可以看作常数。这种密度可看作常数的流体称为不可压缩流体。显然，不可压缩流体是一种假想的流体。反之，流体的压缩性、膨胀性不能忽略时，其密度也就不能看作常数，这种流体称为可压缩流体。

在对电厂中的汽、水、风、烟等管道系统作水力计算时，将各种流体都看作是压缩流体，计算结果的相对误差都小于允许值。但在解决压力管道中的水击、水下爆破、气体的比容变化大或流速较高的流动等问题中，由于流体体积的变化已不容忽略，而不能将流体看作是不可压缩流体。否则，计算所得结果与事实不符。

为了便于今后的计算，现将工程中几种常见流体（在标准大气压下）的密度值列于表1-2中。

表 1-2 常见流体的密度值

名 称	汽 油	重 油	酒 精	水 银	蒸 馏 水	空 气
温度 ($^{\circ}\text{C}$)	15~20	15	15~18	0	4	0
密度 (kg/m^3)	700~750	900~950	790	13600	1000	1.293

例 1-1 在厚壁容器中受到压缩的液体，当压力为 $1 \times 10^6 \text{ N/m}^2$ 时，其体积为 1000 cm^3 ；当压力增加到 $5 \times 10^6 \text{ N/m}^2$ 时，其体积减小到 998 cm^3 ，求该液体的压缩系数及弹性系数。

解

（1）由已知条件知，液体压力的增加量 $\Delta p = 4 \times 10^6 \text{ N/m}^2$ ；因压力增加引起液体体积的变化量 $\Delta V = -2 \text{ cm}^3$ 。

将以上各值及液体原有体积 $V = 1000 \text{ cm}^3$ 都代入式（1-1）中得

$$\kappa = \frac{-\Delta V}{V} \frac{1}{\Delta p} = \frac{2}{1000} \frac{1}{4 \times 10^6} = 5 \times 10^{-10} \text{ (m}^2/\text{N)}$$

(2) 将 κ 值代入式(1-2)中得

$$E_0 = \frac{1}{\kappa} = \frac{1}{5 \times 10^{-10}} = 2 \times 10^9 \text{ (N/m}^2\text{)}$$

例 1-2 某电厂检修后要对一根直径 $d = 300\text{ mm}$ 、长度 $L = 50\text{ m}$ 的管道进行耐压实验。在大气压力($p_a = 98100\text{ N/m}^2$)下,将管内灌满了水,问要使管中压力达到 5003100 N/m^2 时,需向管道中再灌入多少体积的水?(水的 κ 值为 $5 \times 10^{-10}\text{ m}^2/\text{N}$)

解 由式(1-1)可知,液体体积的变化量为

$$\Delta V = -\kappa V \Delta p$$

因管中的水原有体积:

$$V = \frac{\pi d^2}{4} L = \frac{3.14 \times 0.3^2}{4} \times 50 = 3.53 \text{ (m}^3\text{)}$$

管中压力增加量:

$$\Delta p = 5003100 - 98100 = 4905000 \text{ (N/m}^2\text{)}$$

则由于管中压力增加使水体积的变化量为

$$\Delta V = -5 \times 10^{-10} \times 3.53 \times 4905000 = -0.0087 \text{ (m}^3\text{)}$$

为使管中压力增加到 5003100 N/m^2 ,需向管中再灌入 0.0087 m^3 的水。

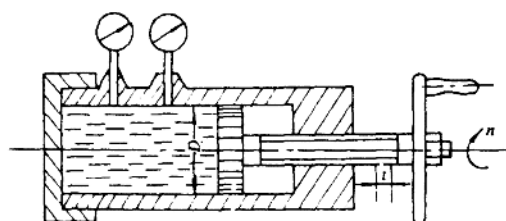


图 1-1 压力表校验器

例 1-3 图1-1为压力表校验器的示意图,其中充满了压缩系数 $\kappa = 4.84 \times 10^{-10}\text{ m}^2/\text{N}$ 的油。用密封良好的活塞旋进来改变油的压力,以造成校验压力表所需的压力。活塞直径 $D = 1\text{ cm}$,螺距 $t = 2\text{ mm}$ 。在大气压力 $p_a = 98100\text{ N/m}^2$ 时,油的体积 $V = 200\text{ cm}^3$ 。问校验器造成大气压力的101倍的压力时,手轮需旋进多少圈?

解 由式(1-1)知,油体积的减小量 ΔV 与压力升高值 Δp 、油原有体积 V 及油的压缩系数 κ 间的关系为

$$\Delta V = -\kappa \Delta p V$$

另外,油体积的减小量 ΔV 与手轮旋进圈数 n 、螺距 t 及活塞直径 D 间的关系为

$$\Delta V = -\frac{\pi}{4} D^2 t n$$

所以

$$\kappa \Delta p V = \frac{\pi}{4} D^2 t n$$

则

$$n = \frac{4 \kappa \Delta p V}{\pi D^2 t}$$

将各已知量代入上式,求得所需手轮旋进圈数为

$$n = \frac{4 \times 4.84 \times 10^{-10} \times 100 \times 98100 \times 200 \times 10^{-6}}{3.14 \times 0.01^2 \times 0.002} \approx 6 \text{ (圈)}$$

由以上两个例题看出, 虽然液体的压缩性很小, 但利用液体的压缩性可以简便地解决一些工程实际问题。

第四节 流体的粘滞性

在流体的各种物理性质中, 最重要的是流体的粘滞性。

一、流体粘滞性的概念及牛顿内摩擦定律

当流体内部发生相对运动时, 流体产生内摩擦力 (或称粘滞力) 以阻滞相对运动的物理性质, 称为流体的粘滞性。自然界中的流体都具有粘滞性。

为了便于理解流体的粘滞性, 我们来观察牛顿平板试验。图1-2是平板试验的示意图。

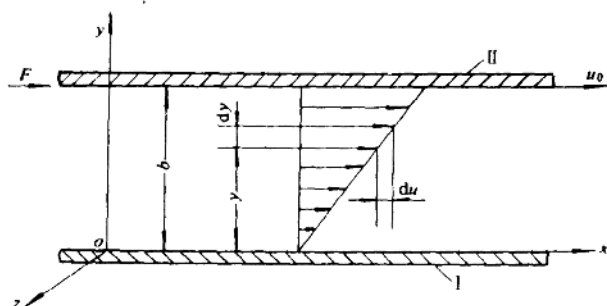


图 1-2 牛顿平板试验

有两块相距较近 (距离为 b) 的平行平板 I、II。平板间充满了流体。平板的面积 A 是足够大的, 以致可以忽略平板四周边界对试验的影响。试验中平板 I 固定不动, 平板 II 在切向力 F 的作用下以速度 u_0 沿 x 方向作等速直线运动。

由实验发现, 平板间的流体流动具有以下的特点:

(1) 与平板 II 接触的流体粘附在平板 II 上, 并以速度 u_0 随板 II 一起沿 x 方向作等速直线运动。与平板 I 接触的流体粘附在板 I 上, 静止不动。两板间的流体以自上而下逐渐减小的速度沿 x 方向运动, 其速度呈线性分布, 即

$$u = \frac{u_0}{b} y$$

(2) 板间流体的运动可以看作是由许多流速不同的薄流层所组成的。由于在相邻的流层之间存在有相对运动, 因而在流层之间产生了内摩擦力 T , 以阻滞相对运动。也就是说, 运动快的流层对运动慢的流层有一个拖力, 使慢层加速; 运动慢的流层对运动快的流层则有一个与拖力大小相等、方向相反的阻力, 使快层减速。拖力和阻力就是流层间的摩擦力。牛顿得出 $\frac{T}{A}$ 与 $\frac{u_0}{b}$ 成正比, 即

$$\frac{T}{A} \propto \frac{u_0}{b}$$

也就是说层间的内摩擦切应力 τ 的数值与比值 $\frac{u_0}{b}$ 成正比,

即
$$\tau \propto \frac{u_0}{b}$$

将正比关系式改写为等式为

$$\frac{T}{A} = \mu \frac{u_0}{b}$$

或
$$\tau = \mu \frac{u_0}{b} \quad (1-4)$$

式中 μ ——比例系数, 称为动力粘度, $\text{Pa} \cdot \text{s}$ 。

进一步试验证明, 当流体作任意层流^①运动时, 也具有以上的层间流体运动的特点。在图1-3所示的圆管层流运动中, 处于 y 位置、中心距离为 dy 的两相邻薄流层, 若下流层的流速为 u , 上流层的流速为 $u + du$, 流层间的内摩擦力 T 为

$$T = \pm \mu A \frac{du}{dy} \quad (1-5)$$

内摩擦切应力 τ 为

$$\tau = \pm \mu \frac{du}{dy} \quad (1-6)$$

式中 $\frac{du}{dy}$ ——流体的速度梯度, $1/\text{s}$;

A ——流体层间的接触面积, m^2 。

为使 T 、 τ 永为正值, 在式中加入正、负号。当 $\frac{du}{dy} > 0$ 时, 取正号; 而当 $\frac{du}{dy} < 0$ 时, 取负号。

式(1-5)或式(1-6)是牛顿于1686年总结得出的, 称为牛顿内摩擦定律。

速度梯度的大小表示速度在其法线方向的变化率。在工程计算中, 速度梯度的数值可由速度分布函数在该点的一阶导数求得。为了更进一步理解速度梯度的物理意义, 假想在图1-3所示的流动流体中, 取出一块如图1-4所示的断面为 $abcd$ 的流体微团。设上、下两个边间的距离为 dy , 处于 ab 边上各流体质点的运动速度为 u , 处于 cd 边上各流体质点的运动速度为 $u + du$ 。由于运动速度的不同, 经过微小时段 dt 后, 流体微团上的 a 、 b 、 c 、 d 各点分别运动到 a' 、 b' 、 c' 、 d' 处。由图1-4可得

$$c''c' = cc' - aa' = (u + du)dt - udt = du dt$$

即
$$du = \frac{c''c'}{dt}$$

① 层流的概念将在第四章中讨论。

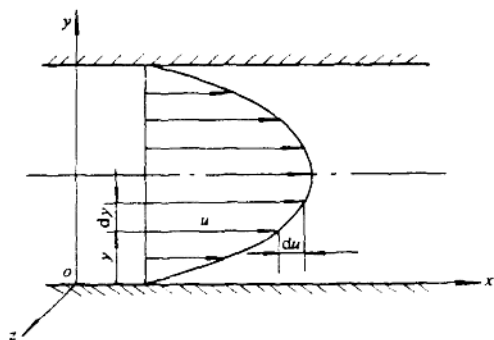


图 1-3 圆管中的层流运动

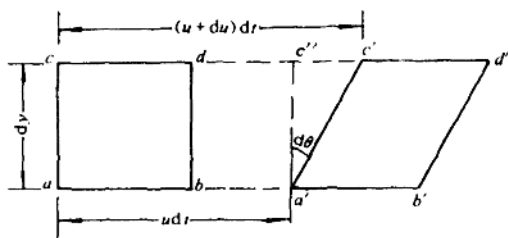


图 1-4 流体微团的变形

由数学知识已经知道速度在其法线方向单位长度的变化量，就是速度 u 对 y 的一阶导数 $\frac{du}{dy}$ ，即

$$\frac{du}{dy} = \frac{c''c'}{dt dy} \quad (1-7)$$

另外，我们再来看流体微团的角变形情况。因为 dt 是微小时段，所以流体微团的变化角度 $d\theta$ 必定是一个微小角度，

则
$$d\theta \approx \tan d\theta$$

从图 1-4 看出：

$$\tan d\theta = \frac{c''c'}{dy}$$

故 dt 时段内的角度变形速度 $\frac{d\theta}{dt}$ 为

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{c''c'}{dt dy} \quad (1-8)$$

比较式 (1-7) 与式 (1-8)，可以得出：速度梯度反映了流体微团的角变形速度，即

$$\frac{du}{dy} = \frac{d\theta}{dt} \quad (1-9)$$

二、粘度

流体力学中常用动力粘度 μ 反映流体粘滞性的大小。动力粘度与流体的种类及其温度有很大的关系，而几乎与压力的大小无关。气体与液体的动力粘度随温度的变化规律不一样。液体的 μ 值随温度的升高而减小；气体的 μ 值随温度的升高而增大。这是因为流体的内摩擦力是由于流体分子之间的相互吸引及分子运动中的动量交换而产生的。液体分子距离小，分子引力大，而分子的不规则运动较弱。分子间的吸引力是产生液体内摩擦力的主要原因。当液体温度升高时，分子距增大，吸引力减小，使其粘滞性减小。而气体却不同，气体分子距大，吸引力小，不规则的分子运动极为强烈。分子运动中的动量交换是气体产生内摩擦力的主要原因。当气体温度升高时，分子的不规则运动更为强烈，因而气体

的粘滞性也就提高了。

动力粘度可由式 (1-5) 导出, 其单位为

$$[\mu] = \text{N} \cdot \text{s} / \text{m}^2$$

在流体力学中, 动力粘度 μ 经常与流体的密度 ρ 组合在一起, 以 $\frac{\mu}{\rho}$ 的形式出现。为简便起见, 将这个比值称为运动粘度, 并用 ν 表示, 即

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (1-10)$$

运动粘度的单位是:

$$[\nu] = \text{m}^2 / \text{s}$$

表1-3、表1-4列出了水及空气的粘度值, 以备查用。

表 1-3 水的粘度表

温度 (°C)	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
粘度											
$\mu \times 10^3 \text{ (Pa} \cdot \text{s)}$	1.792	1.308	1.005	0.801	0.656	0.549	0.469	0.406	0.357	0.317	0.284
$\nu \times 10^6 \text{ (m}^2 / \text{s)}$	1.792	1.308	1.007	0.801	0.661	0.556	0.477	0.415	0.356	0.328	0.296

表 1-4 空气的粘度表

温度 (°C)	-50	-20	0	20	40	60	80	100	200	300
粘度										
$\mu \times 10^6 \text{ (Pa} \cdot \text{s)}$	14.61	16.28	17.09	18.08	19.01	19.97	20.88	21.79	25.82	24.46
$\nu \times 10^6 \text{ (m}^2 / \text{s)}$	9.54	11.79	13.20	15.00	16.90	18.80	20.90	23.00	31.60	48.10

水的动力粘度可近似由下述经验公式计算:

$$\mu = \frac{\mu_0}{1 + 0.0337t + 0.000221t^2} \quad (1-11)$$

式中 μ_0 —— 水在 0 °C 时的动力粘度, Pa · s;

t —— 水温, °C。

气体的动力粘度可近似由下述经验公式计算:

$$\mu = \mu_0 \frac{273 + C}{T + C} \left(\frac{T}{273} \right)^{3/2} \quad (1-12)$$

式中 μ_0 —— 气体在 0 °C 时的动力粘度, Pa · s;

T —— 气体温度, K;

C —— 依气体种类而定的常数。如空气的 $C = 111$, 水蒸气的 $C = 961$ 。

由于流体的粘度不能直接测得, 一般都是通过测量与流体粘滞性有关的其它物理量,

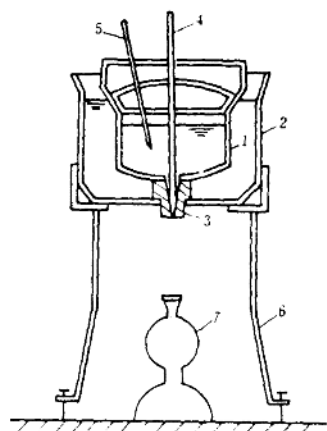


图 1-5 恩格勒粘度计

1—贮液罐；2—水
箱；3—泄流通道；4—木质针阀；
5—温度计；6—支架；7—长颈瓶

测定时，迅速提起针阀 4，使待测液体经过通道 3 流入长颈瓶 7 中。测定 200cm^3 待测液体流出所需的时间 t ，并用同样的方法测定出 20°C 的 200cm^3 蒸馏水流出所需的时间 t_0 。待测液体在指定温度下的运动粘度用下述经验公式计算：

$$\nu = 0.0731 \times 10^{-4} E - \frac{0.0631 \times 10^{-4}}{E} \quad (1-13)$$

式中 ν ——运动粘度， m^2/s ；

E ——恩格勒度， $E = \frac{t}{t_0}$ 。

例 1-4 如图 1-6 所示，上、下两个直径 d 相同的圆盘，圆盘间的间隙为 δ ，间隙中充满了粘度为 μ 的液体。将下盘固定，使上盘以角速度 ω 旋转。求使圆盘旋转所需力矩 M 与圆盘直径 d 、间隙 δ 、角速度 ω 及液体动力粘度 μ 间的关系。

若直径 $d = 200\text{mm}$ ，间隙 $\delta = 0.13\text{mm}$ ，圆盘转数 $n = 420\text{r}/\text{min}$ ，测得力矩 $M = 7.44\text{N}\cdot\text{m}$ 。求间隙中液体的动力粘度 μ 是多少？

解

(1) 设间隙中液体的运动速度按直线规律变化，并忽略盘边缘的影响。

因线速度 u 与半径 r 及角速度 ω 成正比，则速度梯度为

$$\frac{du}{dy} = \frac{r\omega}{\delta}$$

依公式 (1-5) 可知，圆盘中半径为 r 、宽度为 dr 的环状微元面积 dA (其值等于 $2\pi r dr$)

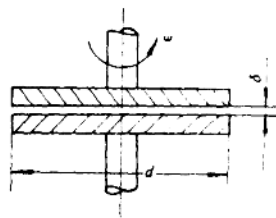


图 1-6 例 1-4 附图

上的内摩擦力 dT 为

$$dT = \mu dA \frac{du}{dy}$$

即

$$dT = 2\mu\pi r dr \frac{r\omega}{\delta}$$

圆盘旋转消耗的摩擦力矩为

$$dM = dT r$$

故使圆盘旋转所需力矩:

$$M = \int_0^{d/2} dM = \int_0^{d/2} 2\mu\pi r dr \frac{r\omega}{\delta} r = \frac{2\mu\pi\omega}{\delta} \int_0^{d/2} r^3 dr$$

即

$$M = \frac{\mu\omega\pi}{32\delta} d^4$$

(2) 因转数 n 与旋转角速度 ω 间的关系为

$$\omega = \frac{2\pi n}{60}$$

则

$$M = \frac{\mu\pi}{32\delta} d^4 \frac{2\pi n}{60}$$

将 M 、 d 、 δ 及 n 各已知量代入上式,求得盘间液体的动力粘度为

$$\mu = \frac{32\delta \times 60 M}{2\pi^2 n d^4} = \frac{32 \times 0.13 \times 60 \times 7.44}{2 \times 3.14^2 \times 420 \times 0.2^4} = 0.14 \text{ (Pa} \cdot \text{s)}$$

例 1-5 直径 $D=5\text{cm}$ 的轴在轴承中空载旋转,如图1-7所示。轴与轴瓦的间隙中充以 $\mu=0.019\text{Pa} \cdot \text{s}$ 的润滑油。轴与轴瓦同心。径向间隙 $\delta=0.005\text{cm}$,轴瓦长度 $L=7.6\text{cm}$ 。求当转数 $n=4000\text{r/min}$ 时所需要的力矩 M 。

解 当径向间隙 δ 与轴径 D 之比足够小,并忽略轴承两端的影响时,轴与轴承间的相对运动同图1-2所示的两块平板间的相对运动类似,就可应用式(1-4)求轴承间的摩擦力:

$$T = \mu \frac{u_0}{\delta} A$$

其中

$$u_0 = \frac{\pi D n}{60}, \quad A = \pi D L$$

力矩 M 与摩擦力 T 间的关系为: $M = T \frac{D}{2}$

将各已知量代入后求得:

$$M = \frac{\mu \pi^2 D^3 n L}{2\delta \times 60} = \frac{0.019 \times 3.14^2 \times 0.05^3 \times 4000 \times 0.076}{2 \times 0.005 \times 10^{-2} \times 60} = 1.19 \text{ (N} \cdot \text{m)}$$

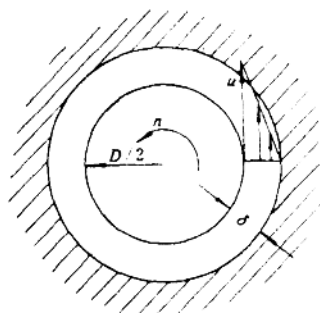


图 1-7 例 1-5附图