

目 录

绪论.....	(1)
第一章 流体及其主要物理性质.....	(3)
§ 1-1 流体的概念.....	(3)
§ 1-2 在流体上的作用力.....	(4)
§ 1-3 流体的密度和比重.....	(5)
§ 1-4 流体的压缩性和膨胀性.....	(6)
§ 1-5 流体的粘性.....	(8)
§ 1-6 流体的热容量和比热容.....	(12)
第二章 流体静力学.....	(14)
§ 2-1 流体静压强及其特性.....	(14)
§ 2-2 流体静力学平衡微分方程.....	(15)
§ 2-3 在重力场中流体的力平衡.....	(17)
§ 2-4 大气压强、绝对压强、相对压强、真空度.....	(19)
§ 2-5 流体的相对平衡.....	(21)
§ 2-6 静止液体对固体壁面的作用力.....	(24)
第三章 流体动力学.....	(33)
§ 3-1 研究流体运动的两种方法.....	(33)
§ 3-2 流体运动的分类及其描述.....	(35)
§ 3-3 流体的连续性方程.....	(38)
§ 3-4 理想流体的伯努利方程.....	(41)
§ 3-5 实际流体的伯努利方程.....	(45)
§ 3-6 动量方程及其应用.....	(56)
第四章 流体在管道内的流动.....	(62)
§ 4-1 流体的两种流态与雷诺数.....	(62)
§ 4-2 圆管中的层流运动.....	(65)
§ 4-3 圆管内的紊流运动.....	(68)
§ 4-4 局部能量损失.....	(73)
§ 4-5 管路计算.....	(75)
§ 4-6 管中非稳定流动——液压冲击.....	(77)
§ 4-7 量纲分析.....	(81)
第五章 流体的孔口出流及缝隙流动.....	(87)
§ 5-1 孔口出流.....	(87)
§ 5-2 缝隙流动.....	(94)
§ 5-3 气穴现象.....	(106)
第六章 气体动力学基础.....	(109)

§ 3.4	颗粒在匀加速流场中的运动	59
§ 3.5	颗粒在匀加速流场中同时经受重力时的运动	60
§ 3.6	以距离 x 为自变量重新考察 § 3.1—§ 3.3 各例	61
§ 3.7	颗粒在振荡流中的运动	62
§ 3.8	颗粒引射到平直均匀流场后的运动	66
§ 3.9	颗粒在旋转流场中的运动	69
第四章	二相混合介质的平衡热力学性质和平衡声速	75
§ 4.1	平衡体系的热力学关系, 等熵声速与等温声速	76
§ 4.2	二相混合物体系中的密度、比容、内能 和焓, 压强和分压强	81
§ 4.2.1*	关于压强和分压强	82
§ 4.3	无相间传质的二相系的平衡热力学关系和声速	90
§ 4.4	有相变的一元二相系的平衡热力学关系和声速	95
§ 4.5	有相变的二元二相系的平衡热力学关系和声速	99
第五章	一维二相流方程	106
§ 5.1	悬浮体二相流方程 (无相变)	109
§ 5.2	悬浮体二相流方程 (有相变)	117
§ 5.3	悬浮体方程中各相间作用项的物理意义的讨论	129
§ 5.4	一般的二相流一维运动方程组	137
§ 5.5	一维二相流方程组的封闭问题的讨论	144
§ 5.5.1	两相速度平衡的流动	147
§ 5.5.2	ρ_1 和 ρ_2 为常数的流动	155
§ 5.5.3	冻结流动	156
§ 5.5.4	悬浮体二相流	156
§ 5.5.5	无壁面效应的一维二相流	156
第六章	一维二相流方程组的应用	159
§ 6.1	声波的传播——速度、衰减和色散	160
§ 6.1.1	声波的传播速度和衰减	160

绪 论

一、工程流体力学的研究对象

力学是研究物体受力平衡及其运动规律的一门科学。根据所研究物体的性质不同又分为刚体力学、固体力学、流体力学等等。流体力学是以受力后会产生大变形的流体为研究对象,包括了水力学和气体力学两个分支的一门学科,所以流体力学就是一门研究流体的平衡、运动以及与固体相互作用的力学规律的应用科学。

工程流体力学从工程的实用性出发,利用理论流体力学的基本理论,强调分清主次矛盾,以忽略某些次要因素,简化数学分析来得到实用的数学表达式。同时又广泛采用实验数据和经验公式来修正理论公式,以近似满足工程计算的精度要求,因此可以说工程流体力学具有理论联系实际的显著特点。

二、流体力学发展简史

远古古代,人们在生产和生活实践中就了解和掌握了许多流体的力学规律,创造了许多伟大的水利工程,发明了许多流体机械。流体力学形成为一门完整的学科,大致经历了四个阶段。

理论准备阶段 从亚里士多德(Aristotle)提出固体和流体相互作用力的问题,到公元前250年阿基米德(Archimedes)创立液体平衡理论,奠定了流体静力学基础。此后流体力学一直无显著进展,直到17世纪,1650年帕斯卡(Pascal)得到了静压强传递原理,哈根(Hagen)确立了限力与运动速度成二次方比例关系,特别是牛顿(Newton)在1686年提出了流体内摩擦定律,成为现代粘性流体力学的基础。牛顿建立的动力学基本定律和方程,为流体动力学的创立准备了条件。

流体动力学的创建阶段 18世纪首先由伯努利(Bernoulli)在1738年导出了著名的伯努利方程,随后在1755年欧拉(Euler)建立了理想流体的运动微分方程;拉格朗日(Lagrange)在1781年提出势函数概念,建立拉格朗日定理。这些成就为流体力学奠定了可靠的理论基础。

流体力学全面发展阶段 19世纪纳维叶(Navier)和斯托克斯(Stokes)先后提出了粘性流体的运动微分方程。雷诺(Reynold)发现了层流和紊流。气体动力学的建立,以及流体力学一系列重大成就的取得,给流体运动以严格的数学表达式。同时,为克服数学上求解的困难,实验流体力学得到相应发展。

本世纪蓬勃发展阶段 由于生产和社会的需要,促进了气体动力学的蓬勃发展。计算机技术飞速发展,计算流体力学应运而生。

三、流体力学的研究方法

通过观察自然现象、开展科学实验和进行生产实践,获得丰富的资料,然后加以分

析、综合、归纳、演绎，从中找出规律性，这是自然科学一般的研究方法，流体力学的研究方法也基本如此。

为得到流动过程中量的关系，就要从基本的力学定律出发，广泛采用数学工具，经过数学演绎而得出反映流体运动普遍规律的基本方程和计算公式。这种理论分析方法物理概念清晰，数学推理严密，结论精确，能揭示事物的本质，但实际的流动现象非常复杂，即使经过一定简化，有时也难于获得定量的结果，或所得结果与实际相差甚远，这就要借助实验研究来解决问题。实践是检验真理的唯一标准。科学实验使人们对复杂的流动现象的物理本质有了更深刻、更真实、更准确的认识，从而推动流体力学理论进一步的发展。

由于有限元法和有限差分法等计算方法的引入，利用计算机的高运算速度，使计算流体力学成为一个新的分支。计算流体力学不仅能作数值解算，还能作数字模拟，以代替一部分实验研究。

上述三种研究方法各有特点，是相辅相成和互为补充的，解决复杂的流体力学问题需要三者有机结合。

四、课程的性质和地位

工程流体力学是一门技术基础课。它是所有利用流体的工程技术的理论基础之一。在机械工业中液压技术与气动技术已获得广泛应用。它们的具体应用领域主要在以下三个方面：

流体传动 这是利用流体的能量去驱动各种机械的技术。它包括：利用流体动能去驱动机械，如风动工具、风车、液力传动装置等；利用流体位能去驱动机械，如水车等水力机械；利用流体压力能去驱动机械，如各种液压传动和气压传动装置等。

流体控制 这是以流体为能源的一种自动控制技术，其中包括液压（气动）伺服控制技术和射流逻辑控制技术。

流体支承 这是利用有压流体来直接支承机器的运动零部件，以减小运动副的摩擦阻力的一种技术，它包括静压支承和动压支承。

涉及流体利用的部门还有许多，各部门利用流体力学虽都有不同的特殊性，但流体力学中最普遍的规律和最基本的原理对各部门都是适用的。近年来，在医学领域中研究血液循环和呼吸系统也都用到流体力学理论，可见流体力学是自然科学中重要的基础学科之一。学好本课程对今后学习和掌握液压技术和气动技术的有关知识是大有裨益的。

第一章 流体及其主要物理性质

研究流体力学首先要弄清其研究对象——流体是什么。流体的力学规律必然与流体的物理性质密切相关。本章所介绍的流体物理性质（密度、比容、压缩性、膨胀性、粘性、比热等）都是与流体的力学特性关系很密切的性质。

§ 1—1 流体的概念

自然界的物质呈现三种不同的状态[●]：即固体、液体和气体，其中液体和气体统称为流体。流体具有以下一些主要特征。

首先是流体没有确定的几何形状，它的形状完全由盛装流体的容器而定。其次是流体在受切应力作用时，会产生连续不断的变形，所以流体表现出有流动性。再次是流体四周同时受到压应力作用时，它具有弹性的性质，这就是说流体能受压应力。反之，若流体受到拉应力作用，此拉应力不会大于流体分子间的相互作用力。由于流体分子间的相互作用力（内聚力）很小，所以在实际工程中就认为流体是不能承受拉应力的。

气体虽然是流体，也具有流体的共同特征，遵守共同的力学定律，但它与液体相比在以下几个方面存在着较大差异。

从流动性看，液体在容器内能形成一定的自由表面，其体积是确定的。而气体在容器中既无一定的自由表面，也无一定的体积，总是要充满盛装它的整个容器，当容器密闭时气体的体积就是容器的体积。造成这一差别的原因是它们的分子结构不相同。液体与气体都是由大量不断作无规则运动的分子所构成，但气体分子之间距离较大，分子间相互作用力极微弱，分子间的距离很容易改变，其体积能发生较大变化，而液体分子的排列比气体要紧密得多，分子间相互作用力比气体也强得多，分子间的距离不容易改变。

由于分子结构的这一差别使得液体和气体在压缩性和密度上也存在很大差异。当作用在液体上的压力发生变化时，液体的体积变化甚微，通常把液体看作是不可压缩流体，而气体的体积随外界压力的变化会产生较大的变化，因此，气体被认为是可压缩流体。液体的密度比气体的密度要大得多，如水的密度大约是空气密度的1000倍。

由于流体力学只研究流体的宏观运动，因此假设流体是连续的。这就是说，从宏观角度出发，我们假定流体是由无限多个一个紧挨一个的流体质点组成，这种质点之间没有任何间隙的流体叫做连续介质，这种假定称作连续介质假定（也称密性假定）。根据这种假定，流体质点的体积大小与所研究的整个流体的体积相比，或与流体绕过的物体体积大小相比都是微不足道的，但与流体分子体积相比它的体积又是相当大的，其中包含着极多的分子，仍保留着流体的特性。连续介质假定的成立是有条件的，一般用分子自由程

● 这只是一般常识性的分类方法，不包括特定条件下物质的存在形态，如等离子体以及宇宙中的物质特殊形态。

$\bar{l}$ 与物体特征尺寸 L 之比来界定。分子自由程是指分子作热运动时不与周围分子相碰的空间距离。物体的特征尺寸是指在流体中的研究对象的特征几何尺寸,如机翼弦长。当 $\bar{l}/L \leq 0.01$ 时,可认为连续介质假设成立。

在工程流体力学中,仅从宏观角度按连续介质去研究流体质点受外力作用引起的机械运动,可使复杂的问题大大简化,从而可用解析数学去描述这种流体的运动规律,以解决工程实际问题。如果连续介质假设不成立,例如在高空稀薄气流中,由于空气分子间的平均距离大,即分子自由程 $\bar{l}$ 大,连续介质概念就不能使用,也就只能用统计分析法去近似考察其统计平均特性。

从粘性上看,液体的粘度也比气体粘度大得多,也由于分子构成的不同,使得温度变化对粘度的影响在液体和气体中是截然相反的。

§ 1-2 在流体上的作用力

要研究流体的平衡、运动以及与固体相互作用的力学规律,需要对作用在流体上的力作一初步分析。

在运动流体中任取一块体积为 ΔV 的微小流体作为研究对象,设其质量为 Δm 。在重力加速度、离心加速度以及一切加速度的作用下会产生重力、离心力或其他惯性力,这些力统称为质量力。质量力与它所作用的流体质量成正比。单位质量的质量力称为单位质量力,单位质量力数值上就等于加速度,它是一个向量。设单位质量力在坐标轴 x 、 y 、 z 的投影为 X 、 Y 、 Z ,则 X 、 Y 、 Z 就相当于坐标轴 x 、 y 、 z 向的加速度。例如质量为 M 的流体在坐标轴各方向的惯性分力就为

$$F_x = MX \quad F_y = MY \quad F_z = MZ$$

若流体只受到重力作用,且 xy 为一水平面,则单位质量力在 x 、 y 、 z 坐标轴上的投影为

$$X=0 \quad Y=0 \quad Z=-g$$

式中负号表示重力加速度 g 与坐标轴 z 方向相反。

由于流体是连续介质,被研究的流体 Δm 由四周的流体所包围,因此,周围流体必定有一种力 F 作用于 Δm 微小流体的表面 ΔA 上,例如摩擦力、压力等。这些作用力的特点是只与接触表面积有关,而与流体的质量无关,所以称为表面力,单位面积上的表面力通常称为应力,压应力就是压强,工程上简称为压力。

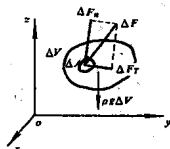


图 1-1

将作用在 ΔA 表面上的合力 ΔF 分解为二个分力:一个沿 ΔA 表面的切线方向的分力 ΔF_t ,称为切向力,一是沿 ΔA 表面的法线方向的分力 ΔF_n ,称为法向力。这种法向力由于流体不能承受拉应力,故只能是压缩力,见图 1-1 所示。在 ΔA 表面上的平均法向应力 p_n 和平均切向应力 τ_m 为

$$p_n = \frac{\Delta F_n}{\Delta A} \quad \tau_m = \frac{\Delta F_t}{\Delta A}$$

将微小面积 ΔA 趋于零为极限,则可得流体内某点处的应力为

$$\left. \begin{aligned} p &= \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta F_n}{\Delta A} = \frac{dF_n}{dA} \\ \tau &= \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta F_\tau}{\Delta A} = \frac{dF_\tau}{dA} \end{aligned} \right\} \quad (1-1)$$

流体内切应力 τ 是由于流体具有粘性在相对运动时发生内摩擦而产生的。当流体相对静止时，切应力 τ 就不再存在，流体表面上只有法向应力。流体表面上的法向压应力，就是周围流体对该流体表面上作用的分布压应力 p 。

在相对静止流体表面上的压应力称为静压强。工程上习惯把压强叫作压力，而把真正的压力叫作总压力。在忽略粘性的被称作理想流体的流体中是不存在切应力的，因此理想流体内的压强和静压强具有相同的性质。

§1-3 流体的密度和比重

流体的惯性力来源于它具有质量。单位体积流体内所含有的质量称为密度，用符号 ρ 表示。设有一均质流体的体积为 V ，所含有的质量为 m ，则其密度为

$$\rho = \frac{m}{V} \quad (1-2)$$

对于非均质流体，要表示其中某一点处的密度，可在该点周围取一微小体积 ΔV ，其质量为 Δm ，因为流体是连续介质，将体积 ΔV 无限缩小，使其趋近于零为极限，则可得该点处的密度

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta m}{\Delta V} = \frac{dm}{dV} \quad (1-3)$$

式中 dV ——非均质流体中某一点处微元体积

dm ——微元体积所含有的质量

密度的倒数称为比重，用符号 V 表示，它是单位质量流体所占的体积，即

$$V = \frac{1}{\rho} \quad (1-4)$$

流体的密度和比重将随着它所在处的压力和温度而变，而压力和温度又都是空间点坐标和时间的函数，即

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

$$V = v(x, y, z, t)$$

由此可见，密度的全微分为

$$d\rho = \frac{\partial \rho}{\partial x} dx + \frac{\partial \rho}{\partial y} dy + \frac{\partial \rho}{\partial z} dz + \frac{\partial \rho}{\partial t} dt \quad (1-5)$$

由于液体的密度随压力和温度的变化改变极小，一般情况下可忽略不计，因此，常令 $\rho = \text{常数}$ ，故 $d\rho = 0$ 。

至于气体，如果忽略分子本身的体积和分子之间的相互作用力，即对完全气体而言，它的密度 ρ ，绝对温度 T ($T = 273 + t$) 及绝对压强之间的关系可用状态方程表示为

$$pV = RT \quad (1-6)$$

或

$$\frac{p}{\rho} = RT$$

式中 R 是气体常数, 不同气体有不同的 R 值, 但气体常数与气体分子量的乘积则是恒定值, 称为通用气体常数。必须指出, R 是有量纲的, 在国际单位制中, R 的单位是 $\text{J/kg} \cdot \text{K}$ (焦耳/公斤·开尔文)。密度 ρ 的单位是 kg/m^3 , 比容 V 的单位是 m^3/kg 。

§ 1—4 流体的压缩性和膨胀性

一、压缩性

流体受压力作用其体积会减小的性质称为可压缩性。流体可压缩性的大小用体积压缩系数 β 来表征。一定体积 V 的流体, 当压力增大 $d p$ 时, 体积减小了 $d V$, 则压缩系数 β 为

$$\beta = -\frac{dV}{V} \frac{1}{dp} = -\frac{1}{V} \frac{dV}{dp} \quad (1-7)$$

式中 dV/V 表示流体的体积相对变化量。式中的负号表示 dV 与 dp 的变化方向相反, 即压力增加时则体积是减小的, 反之, 则体积增大。

压缩系数 β 的倒数称为容积弹性模量, 用符号 K 表示

$$K = \frac{1}{\beta} = -V \frac{dp}{dV} \quad (1-8)$$

流体的压缩系数和容积弹性模量的值都是随压力和温度而变化的。对液体来说, 它们的变化是很小的, 一般忽略不计。关于气体的压缩性问题将在第六章中讨论。

纯液体的压缩系数很小, 即其容积弹性模量很大, 例如压力为 $0.1 \sim 50 \text{ MPa}$ 时, 纯水的平均 K 值约为 $2.1 \times 10^3 \text{ MPa}$, 纯液压油的平均 K 值则在 $1.4 \times 10^3 \sim 2 \times 10^3 \text{ MPa}$ 范围内。如果液体中含有非溶解的气体, 则其容积弹性模量就会有大的降低。设在体积为 V_m 的混气油液中, 气体的体积为 V_g , 则纯油液的体积 $V_l = V_m - V_g$ 。当压力增加 Δp 时, 混气油液的体积减小 ΔV_m , 它应该是气体体积减小 ΔV_g 与纯油液减小体积 ΔV_l 的总和, 即

$$\Delta V_m = \Delta V_g + \Delta V_l$$

把各自的容积弹性模量关系: $K_m = -V_m \Delta p / \Delta V_m$, $K_g = -V_g \Delta p / \Delta V_g$, $K_l = -V_l \Delta p / \Delta V_l$ 代入上式, 可得到

$$\frac{1}{K_m} = \frac{V_g}{V_m} \left(\frac{1}{K_g} \right) + \frac{V_l}{V_m} \left(\frac{1}{K_l} \right) \quad (1-9)$$

在一定压力下, 油液中混有 1% 的气体时, 其容积弹性模量将降低为纯油的 35%; 若混有 4% 的气体时则其容积弹性模量仅为纯油的 12%。由于油液在使用中很难避免不混入气体, 因此工程计算中常取油液的 $K_m = 700 \text{ MPa}$ 。在表 1—1 中给出了混入气体对 K_m 值影响的结果。

液体的可压缩性在液压机械中会产生“液压弹簧效应”。让我们考察一下在刚性密封容器内的液体受力变形情况 (如图 1—2 所示), 当作用在活塞上的外力变化一个 ΔF 时, 由于液体是可压缩的, 活塞便会沿受力方向产生一个位移 Δl , 使容器中的液体受到压缩。当

外力变化 ΔF 消除后, 被压缩的液体就膨胀, 活塞就会反方向位移一个 Δl , 回复到原位。

表 1-1 混入气体对 K_s 的影响

V_0/V_m	K_s (MPa)	V_0/V_m	K_s (MPa)
0	1.8×10^5	0.04	2.70×10^5
0.005	9.50×10^4	0.06	1.53×10^5
0.01	6.42×10^4	0.08	1.17×10^5
0.02	3.91×10^4	0.10	9.50×10^4

这一现象与机械弹簧受力变形的情况极相似, 被称之为“液压弹簧效应”。

液压弹簧刚度可按如下方法计算:

由 (1-8) 式得出

$$dp = -\frac{KdV}{V} = -\frac{KA dl}{V}$$

又有
$$dF = dpA = \frac{KA^2}{V} dl$$

故有
$$K_s = \frac{dF}{dl} = \frac{KA^2}{V} \quad (1-10)$$

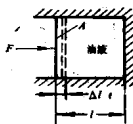


图 1-2

式中 A ——活塞的有效面积

dl ——活塞的微小位移

dF ——活塞上外力的变化量

K_s ——液压弹簧刚度; 其它符号意义同前

在作液压伺服系统动态性能计算和分析液压冲击现象时, 液体的可压缩性就必须加以考虑。“液压弹性效应”还是造成液压传动装置产生低速爬行的一个重要原因。

二、受热膨胀性

流体的膨胀性是指流体温度升高时其体积会增大的性质。膨胀性的大小用体积膨胀系数 α 表示, 即当流体在恒定的压力条件下, 流体增加一个单位温度时, 体积所发生的相对变化量, 故有

$$\alpha = \frac{\frac{dV}{V}}{dT} = \frac{1}{V} \frac{dV}{dt} \left(\frac{1}{^\circ\text{C}} \right) \quad (1-11)$$

式中 dT ——流体温度的增量

$\frac{dV}{V}$ —— dT 温度使流体体积发生的相对变化量

流体的体积膨胀系数也随压力和温度而变化, 但对液压油来说, α 只取决于油液本身而与压力和温度无关, 其数值可参看表 1-2。

由于液体的压缩性和膨胀性都很小, 所以工程上当压力和温度变化不大时, 把液体看

表 1—2 不同密度油液的 α 值

ρ_{15}^*	0.70	0.80	0.85	0.90	0.92
α	8.2×10^{-6}	7.7×10^{-6}	7.2×10^{-6}	6.4×10^{-6}	6.0×10^{-6}

作是既不可压缩, 又不会膨胀的流体。因此, 液体的密度和重度也不随压力和温度而变化, 当作是常数。

§ 1—5 流体的粘性

一、粘性

流体运动时, 作相对运动的内部质点之间会产生内摩擦力以抗阻流体变形的性质, 就是流体的粘性。

在一般流动速度均匀的流体中, 放置一块与流速 v_0 平行的静止薄平板, 然后测量平板某法线 oy 上各点的流体速度, 结果是紧贴平板表面的一层流体速度为零, 沿平板的法线 oy 向外去, 流体速度则由零逐渐增加, 直到离平板某一距离处才接近原来均匀的流体速度 v_0 , 如图 1—3 所示。

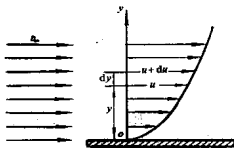


图 1—3

造成这种速度分布的原因, 可以从流体内分子之间的相互作用力来解释。紧贴平板表面上的那一层流体, 由于流体分子与平板表面之间的附着力作用, 使流体完全附着在平板表面上, 因而速度为零。稍往外一层的运动流体, 则受到紧贴板面上的那层流体的摩擦力作用, 使流速大大降低, 这一层流体又影响更外一层流体, 但流体速度降低得稍少一些。如此一层一

层的影响下去, 结果形成如图 1—3 所示的速度分布情况。

由上述实验结果可以看出: 流动较慢的流体层可以阻滞流动较快的流体层流动; 反之, 流动较快的流体层在流动较慢的流体层上滑过时, 则类似于固体间的摩擦过程, 在相对运动的流体层间产生摩擦力, 由于它发生在流体内部, 所以把这种摩擦力叫做内摩擦力。这种摩擦力就是产生在两流体接触表面之间的剪切力, 因此, 流体的粘性又可说是决定流体反抗剪切力的程度的一种性质。流体的粘性大, 就表示流体流动时产生的内摩擦力大, 阻滞流体变形的能力强。

实验还表明, 流体层相对运动时产生的内摩擦力的大小, 与流体粘性的大小和接触面大小以及流速沿法线的变化率 (即速度梯度) 有关。其数学表达式为

$$F_f = \mu A \frac{du}{dy} \quad (1-12)$$

式中 F_f ——流体层相对运动时的内摩擦力

μ ——表征流体粘性的比例系数

A ——流层之间的接触面积

$\frac{du}{dy}$ ——流层相对运动时的速度梯度

速度梯度是一个很重要的概念，其物理意义可表达如下：

在运动流体中取一微小矩形 $ABCD$ （见图 1—4）， AB 层的速度为 u ， CD 层的速度为 $u + du$ ，两层间的垂直距离为 dy ，经过 dt 时间后， A 、 B 、 C 、 D 各点分别运动至 A' 、 B' 、 C' 、 D' 点，由图 1—4 可见

$$ED' = DD' - AA' \\ = (u + du)dt - udt = du dt$$

因此 $du = ED' / dt$

由此得速度梯度

$$\frac{du}{dy} = \frac{ED'}{dy dt} = (\tan d\theta) / dt \approx \frac{d\theta}{dt} \quad (1-13)$$

显然已知 $d\theta$ 是矩形 $ABCD$ 在 dt 时间后的剪切变形角度，这就表明速度梯度实质上就是粘性流体运动时的剪切变形角速度。

内摩擦力 F_f 除以接触面积 A ，即得流体内的切应力 τ

$$\tau = \frac{F_f}{A} = \mu \frac{du}{dy} \quad (1-14)$$

二、粘度

表示流体粘性大小程度的参数称为粘度，流体的粘度有三种表示方法。

1. 动力粘度

又称绝对粘度，以 μ 表示，这就是 (1-12) 式中的粘性比例系数。它直接表示了流体内摩擦力的大小，其物理意义为：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，即

$$|\mu| = \left| \frac{\tau}{du/dy} \right|$$

μ 的国际单位是牛顿秒每平方米 $\left(\frac{N \cdot s}{m^2}\right)$ ，或称帕秒 (Pa·s)。在 C.G.S 制中动力粘度的单位

为泊 (P)，即是达因秒每平方厘米 $\left(\frac{dyn \cdot s}{cm^2}\right)$ 。泊的百分之一为厘泊 (CP)，它们的换算关系如下：

$$1 \text{ CP} = 10^{-2} \text{ P} = 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s} = 10^{-5} \text{ MPa} \cdot \text{s}$$

2. 运动粘度

运动粘度又叫运动粘性系数，以 ν 表示，它是动力粘度 μ 与密度 ρ 的比值，没有什么特殊的物理意义，即

运动粘度的国际单位是平方米每秒(m^2/s),在C.G.S制中则是平方厘米每秒(cm^2/s),称为斯托克斯单位,简称为斯(St)。斯的百分之一为厘斯(cSt),这是一种常用的单位,即有

$$1 \text{ cSt} = 10^{-2} \text{ St} = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$$

我国目前常用以厘斯(cSt)为单位的运动粘度 ν 来表示油液的粘度,普通机械油的牌号也就是该种油液在50℃时的运动粘度(cSt)的平均值。在工程计算中又往往要用Pa·s为单位的动力粘度 μ ,这样,两种粘度之间要作换算,设油液的密度为 ρ ,则有

$$\mu = \rho \nu = \rho (\nu \times 10^{-6}) \text{ Pa}\cdot\text{s}$$

上式中 ν 的单位是厘斯(cSt), ρ 为 kg/m^3 。

3. 相对粘度

相对粘度是以一种被测液体的粘度相对于同温度下水的粘度之比值来表示粘度大小。相对粘度按其测试方法的不同,有多种名称。我国习惯采用一种叫做恩氏粘度的相对粘度,以符号 $^{\circ}E$ 表示。所谓恩氏粘度是指200毫升的液体从恩氏粘度计中流出的时间 t_1 秒,与200毫升蒸馏水在20℃时从恩氏粘度计中流出所需时间 t_2 秒之比,即

$$^{\circ}E = \frac{t_1}{t_2} \quad (1-16)$$

式中 $^{\circ}E$ ——在某标定温度(如20℃或50℃)下的恩氏粘度

t_1 ——200毫升被测液体从恩氏粘度计中流出所需要的时间,秒

t_2 ——200毫升蒸馏水从恩氏粘度计中流出所需要的时间,秒

恩氏粘度计只能用来测定比水粘度大的液体。恩氏粘度与运动粘度的换算关系如下:

$$\nu = 0.0731^{\circ}E - \frac{0.0631}{^{\circ}E} (\text{cm}^2/\text{s}) \quad (1-17)$$

三、温度和压力对粘度的影响

液体的粘度是随温度的增加而减小的,油类液体是最明显的例子;但对气体则相反,气体的粘度是随温度的增加而增加的。这是因为液体的粘性是由于分子之间的相互作用力而引起的,这种作用力由于温度升高引起分子间的距离增大而减小,因而液体的粘度随温度升高而减小,而气体分子之间的相互作用力很小,它的粘性是由于气体分子的热运动,分子之间相互碰撞,引起动量交换而造成的,因此当气体温度升高时,这种热运动加剧,相邻两层气体分子之间的动量交换增加,故而气体的粘度随温度增加而增大。图1-5为水与空气的运动粘度随温度变化的关系曲线。

液体的粘度与温度的关系,可用经验公式表示如下:

$$\mu_t = \mu_0 \left(\frac{t_0}{t} \right)^k \quad (1-18)$$

式中 μ_0 ——在一个大气压下,某一标准温度 t_0 ℃时液体的粘度

μ_t ——在一个大气压下,温度为 t ℃时液体的粘度

k ——根据液体种类而定的常数,对油液来说,一般 $k \approx 2$

上式只能大概地说明液体粘度随温度变化的趋势。表1-3给出了几种液体的粘度随温度变化的数值，图1-6给出了几种国产油粘温关系曲线，供在实际工作中应用时查阅参考。

气体的粘度与温度的关系也可用经验公式表示，例如对空气可用下列公式计算

$$\mu_t = 1.72 \times 10^{-4} (1 + 33 \times 10^{-4} t + 0.07 \times 10^{-4} t^2) \quad (1-19)$$

对于大多数气体，其粘度与温度的关系可用下述公式表示

$$\mu_t = \mu_0 \sqrt{\frac{T}{T_0}} \cdot \frac{1 + \frac{k}{T_0}}{1 + \frac{k}{T}} \quad (1-20)$$

式中 μ_0 ——绝对温度 T_0 时气体的粘度，可由表1-4中查得

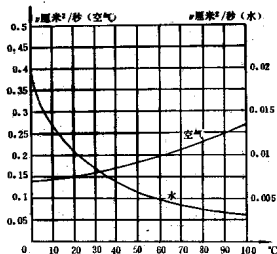


图 1-5

表 1-3 几种液体粘度随温度变化的数值 (厘泊)

液体名称 \ 温度 t (°C)	+70	+50	+20	0	-20	-50
航空汽油 (石油1001—40试95/130)	—	0.54	0.73	0.93	1.26	2.8
2号航空煤油 (石油1006—66)	1.2	1.5	2.5	4.0	8.0	25
10号航空液压油	7.5	10	16	42	130	1250
20号航空润滑油	65	155	1100	10100	—	—
8号航空润滑油	—	8.3	30	—	498	—
酒精	—	—	1.52	—	—	0.5
合成锭子油	—	12—14	<49	—	—	—
13号机械油	—	12—14	<49	—	—	—
舵机液压油	—	7—8	22.4—25.6	67.2—76.8	—	—
水	0.415	0.57	1.01	1.79	—	—

μ_t ——绝对温度 T 时的气体粘度

k ——根据不同气体而定的数值，可由表1-4中查得

流体的粘度与压力的关系，一般来说液体的粘度随压力增加而变大，其关系可用以下公式表示

$$\mu_p = \mu_0 e^{\delta p} \quad (1-21)$$

式中 μ_0 ——压力为一个大气压时液体的粘度

μ_p ——相对压力为 p 时液体的粘度

p ——液体的压力

e ——自然对数的底

δ ——根据液体种类而定的系数，对油来说， $\delta = 0.014 \sim 0.003$

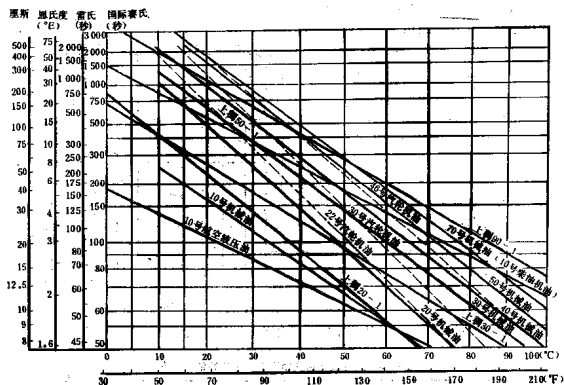


图 1-6

表 1-4 几种气体的 k 值和压强为 760 毫米汞柱温度为 0°C 时的粘度值

气体名称	空气	氮	氧	氢	氦	二氧化碳	一氧化碳
$\mu \times 10^{-4}$ (泊)	1.72	1.67	1.29	0.85	1.88	1.41	1.63
ν (厘斯)	13.3	13.3	13.4	94.5	105.7	7.51	13.1
k	17.26	138	103	83	78.2	274	101

若压力变化不大时 (变化值在 50 个大气压以下), 液体的粘度变化甚微, 实用上可忽略不计。如果压力变化大于 20 MPa 时, 则液体粘度的变化就很可观了, 不允许随意忽略。对气体而言, 其粘度基本与压力无关。

§ 1-6 流体的热容量和比热容

流体与外界发生热交换会使流体的温度发生变化, 热交换对温度的变化率称为流体的热容量, 即流体温度升高或降低 1 度所需交换的热量。单位质量流体的热容量则称为比热容, 设以符号 Q_n 表示热量, q_n 表示单位质量的热量, T 表示绝对温度, 则比热容 c 为

$$c = \frac{d(Q_n/m)}{dT} = \frac{dq_n}{dT} \quad (1-22)$$

因此, 比热的物理意义又可说成是单位质量流体温度变化一个单位所需交换的热量。

由于对流体加热时,加入的热量一方面使流体温度升高而增加流体的内能 i , 另一方面流体受热后可能产生体积膨胀而对外界作功 $p dV$, 故按热力学第一定律可知

$$dq_H = di + p dV \quad (1-23)$$

式中 p —— 流体压强

V —— 流体比容

如果把流体密闭在容器内加热, 加热时保持流体体积不变, 即 $dV=0$, 由此而得的比热容称为定容比热容, 用 c_v 表示

$$c_v = \left(\frac{dq_H}{dT} \right)_v = \frac{di}{dT} \quad (1-24)$$

如果流体加热时保持压强不变, 即 $dp=0$, 由此而得的比热容称为定压比热容, 用 c_p 表示

$$c_p = \left(\frac{dq_H}{dT} \right)_p = \frac{di}{dT} + p \left(\frac{dV}{dT} \right)_p \quad (1-25)$$

对于液体来说, 即使在等压条件下加热, 其体积变化也是非常小的, $p \left(\frac{dV}{dT} \right)_p$ 与 $\frac{di}{dT}$ 比较起来, 前者可以忽略, 因此定压比热容基本上与定容比热容相同, 而不必加以区别, 通常就用符号 c 表示液体的比热容。液压用油的比热容约为 1.9 千焦每千克度 ($\text{kJ/kg} \cdot \text{K}$), 也可用下列经验公式进行运算

$$c = \frac{1.69 + 0.0038 t}{\sqrt{S}} \text{ kJ/kg} \cdot \text{K} \quad (1-26)$$

式中 t —— 液体温度, $^{\circ}\text{C}$

S —— 比重

对于气体, 其定容比热容与定压比热容的数值有较大差别, 由状态方程 $pV=RT$ 可求得等压条件下 $p \left(\frac{dV}{dT} \right)_p = R$, 因此有

$$c_p = \frac{di}{dT} + R = c_v + R \quad (1-27)$$

定压比热容 c_p 与定容比热容 c_v 之比称为绝热指数 k , 即

$$k = c_p / c_v$$

各种气体的比热容和绝热指数的值见第六章表 6-1。

第二章 流体静力学

物质世界是运动的, 因此没有绝对静止的东西, 这里所谓的“静止”, 是指宏观上流体质点之间没有相对运动, 达到了相对的平衡, 至于流体作为一个整体则完全可以同刚体一样地运动。由于流体质点之间没有相对运动, 流体内部并不存在剪切应力, 因此流体内部只有法向的压应力, 即静压强。这一章的主要内容就是要讨论流体在静止状态下的平衡规律和压强分布规律以及流体对固体壁面的作用力等问题。

§ 2—1 流体静压强及其特性

压强(人们又习惯地称它为压力)是流体工程中最重要、最常用的参数, 必须深入地了解它的概念, 掌握它的特性。

由前所述的静压强定义可知, 流体在相对静止时只作用有内法线方向的表面力, 即 $F = F_n$ 。由此可以得到下述结论: 在相对静止或无粘性的流体内部, 压强对某面作用而产生的压力(表面力)必垂直于该面, 这是静压强的一个重要特性, 下面再讨论静压强的第二个重要特性。

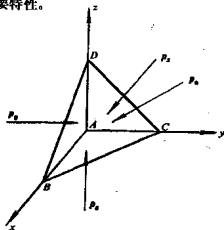


图 2—1

在平衡流体中从某点取一微元四面体 $ABCD$, 设直角坐标原点与 A 点重合。如图 2—1 所示, 四面体各稜边分别与直角坐标三个轴重合, 且各边长为 dx 、 dy 、 dz , 四面体四个面上的压强各为 p_x 、 p_y 、 p_z 和 p_n , 则法向表面力为

$$F_{ix} = \frac{1}{2} p_x dy dz$$

$$F_{iy} = \frac{1}{2} p_y dx dz$$

$$F_{iz} = \frac{1}{2} p_z dx dy$$

$$F_n = p_n dA_n$$

及

式中 dA_n 为 $\triangle ABC$ 的面积。

作用在微元四面体上还有质量力 F_m , 设 x 、 y 、 z 向的单位质量力为 X 、 Y 、 Z , 则质量力的分量为

$$F_{mx} = \frac{1}{6} dx dy dz \rho X$$

$$F_{my} = \frac{1}{6} dx dy dz \rho Y$$

$$F_{ms} = -\frac{1}{6} dx dy dz \rho Z$$

四面体上 x 方向力的平衡为

$$\Sigma F_x = 0$$

即

$$F_{ix} + F_{ms} - F_n \cos(F_n, x) = 0$$

代入各项有

$$\frac{1}{2} p_x dy dz + \frac{1}{6} dx dy dz \rho X - p_n dA_n \cos(F_n, x) = 0$$

当微元四面体体积缩小趋近于 0 点时, dx 、 dy 、 dz 趋近于零, 略去高阶无穷小的质量力, 则上式可以写为

$$\frac{1}{2} p_x dy dz = p_n dA_n \cos(F_n, x)$$

因

$$dA_n \cos(F_n, x) = \frac{1}{2} dy dz$$

代入上式得 $p_x = p_n$ 。同理由 $\Sigma F_y = 0$ 及 $\Sigma F_z = 0$ 得

$$p_y = p_n$$

$$p_z = p_n$$

即

$$p_x = p_y = p_z = p_n \quad (2-1)$$

由于 p_n 的方向是任意取的, 从式(2-1)可得出结论: 从各个方向作用于任意一点的流体静压强大小是相等的, 也就是说相对静止流体内某一点的压强在各个方向都是相等的, 这是静压强的第二个重要特性。根据这一特性可知静压强不是矢量而是标量, 它只决定于空间点的位置, 因此是空间点坐标 x 、 y 、 z 的单值连续函数, 即

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

由此可得静压强的全微分为

$$dp = \frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz \quad (2-2)$$

§ 2-2 流体静力学平衡微分方程

为了研究流体静压强的分布规律, 首先要研究流体处于静止状态下所有力应满足的条件, 即推导其平衡的微分方程式。

在静止流体中取一边长为 dx 、 dy 、 dz 的微元六面体, 其中心点为 $a(x, y, z)$, a 处的静压强为 $p(x, y, z)$, 见图 2-2。

作用在微元六面体上的力有表面力和质量力, 表面力中显然没有摩擦力, 只有作用在六个面上的静压力, 因为压强是空间点坐标轴 x 、 y 、 z 的连续函数, 则可根据坐标位置的不同, 将六面体六个面上的静压强表示出来, 再求出相应的静压力(表面力)。

现仅讨论沿 x 轴方向的静压强表达式, 在离 a 点 $\pm \frac{1}{2} dx$ 处的 b 、 c 点的压强为 $p(x \pm \frac{1}{2} dx, y, z)$, 它可展开成用 $p(x, y, z)$ 表示的泰勒级数, 即

$$p(x \pm \frac{1}{2} dx, y, z) = p(x, y, z) \pm \frac{\partial p(x, y, z)}{\partial x} \frac{dx}{2}$$