

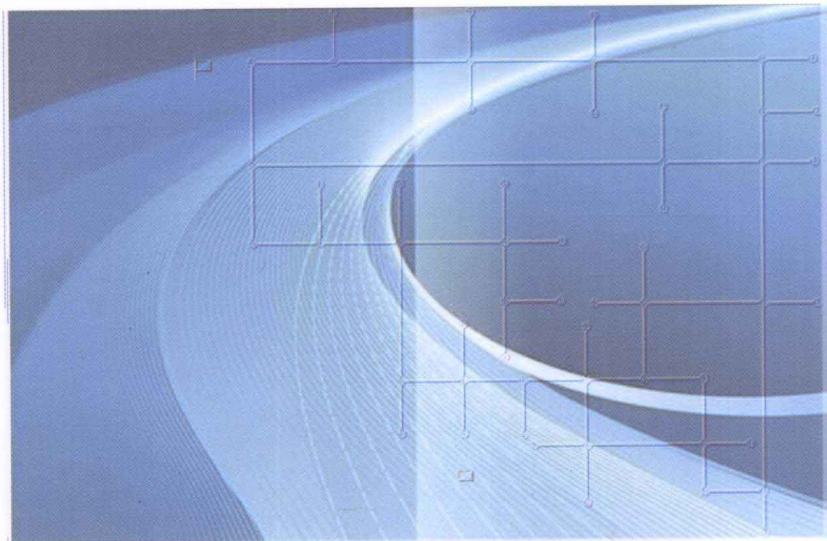


普通高等教育“十二五”规划教材

PUTONG GAODENG JIAOYU "12·5" GUIHUA JIAOCAI

流体力学及输配管网

主编 马庆元 郭继平



冶金工业出版社
Metallurgical Industry Press



普通高等教育“十二五”规划教材

流体力学及输配管网

主 编 马庆元 郭继平
副主编 周卫红

北 京
冶金工业出版社
2011

内 容 提 要

本书是根据全国普通高等学校建筑环境与设备工程专业“流体力学”、“流体输配管网”两门课程的教学大纲进行编写的。全书共分上下两篇,共14章。其中上篇为流体力学;下篇为流体输配管网。每章均编入适量的习题和例题。

与国内同类教材相比,本书更加突出了实用性,对某些复杂的理论推导给予一定的简化;注意尽可能多地联系本专业的工程实际;在上下两篇中使用统一的概念、定义和符号,避免了国内同类教材两门课程中表述不统一的问题。本书内容精练,通俗易懂,有利于学生应用能力的培养。本书为高等学校建筑环境与设备工程专业的教材,还可供环境、动力等专业的师生和工程技术人员参考。

图书在版编目(CIP)数据

流体力学及输配管网/马庆元,郭继平主编. —北京:
冶金工业出版社, 2011. 8
普通高等教育“十二五”规划教材
ISBN 978-7-5024-5643-6

I. ①流… II. ①马… ②郭… III. ①流体力学—
高等学校—教材 ②房屋建筑设备—流体输送—管网—
高等学校—教材 IV. ①O35 ②TU81

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2011)第 159900 号

出 版 人 曹胜利

地 址 北京北河沿大街嵩祝院北巷 39 号,邮编 100009

电 话 (010) 64027926 电子信箱 yjcb@cnmip.com.cn

责任编辑 杨 敏 宋 良 美术编辑 李 新 版式设计 孙跃红

责任校对 王永欣 责任印制 张祺鑫

ISBN 978-7-5024-5643-6

北京印刷一厂印刷;冶金工业出版社发行;各地新华书店经销

2011 年 8 月第 1 版,2011 年 8 月第 1 次印刷

787mm×1092mm 1/16; 25 印张; 601 千字; 388 页

49.00 元

冶金工业出版社发行部 电话:(010)64044283 传真:(010)64027893

冶金书店 地址:北京东四西大街 46 号(100010) 电话:(010)65289081(兼传真)

(本书如有印装质量问题,本社发行部负责退换)

前 言

本书是根据普通高等学校建筑环境与设备工程专业“流体力学”及“流体输配管网”两门课程的教学大纲，为建筑环境与设备工程专业的本科生编写的教材。

本书编者长期从事流体力学、流体输配管网的本科教学工作，主持和参与了许多工程设计，具有较强的实践能力和良好的工程背景。产生编写《流体力学及输配管网》本科生教材的想法源于编者在多年的教学工作中所遇到的问题。目前，国内有关流体力学及流体输配管网的教材较多，由于各教材编写角度不同，工程应用目的存在差异，给教学工作带来一定困难。为了使教学更加具有针对性，突出实用性，编者在“流体力学”和“流体输配管网”两门课程内容进行整合的基础上编写了本教材。

全书的编排如下：上篇为流体力学部分，第一~八章为流体力学的基本原理和基本方法，第九章为流体输送机械的理论基础；下篇为流体输配管网部分，较详细地介绍了与本专业相关的各种流体输配管网的水力计算方法和管网运行工况的分析方法。本教材注重实际应用，阐述清晰，内容体系新颖完整，习题、例题贴近专业实际，有利于应用型人才的培养。

本书由马庆元、郭继平教授担任主编。上篇的第一~四、九章由马庆元教授编写；下篇的第十~十三章由郭继平教授编写；上篇的第五~八章、下篇的第十四章及附录由周卫红老师编写；部分习题、例题由王婷婷、吕子强、王雪梅老师编写。

在编写过程中，王翠、汤满华、马春梅、赵文思、季洪成、马晓伟、刘华、孟令鹏、蒋龙川等同学，参与了本书图表和文字的录入工作，在此向他们表示谢意。

由于编者的学识和经验有限，书中疏漏在所难免，为了有效地推进上述两门课程的整合，恳请广大读者予以斧正。

编 者

2010年9月20日于辽宁鞍山

目 录

上篇 流体力学

第一章 绪论	1
第一节 作用在流体上的力.....	1
第二节 流体的主要力学性质.....	3
第三节 流体运动的描述方法和力学模型	11
习题	13
第二章 流体静力学	15
第一节 流体静压强及其特性	15
第二节 流体静压强的分布规律	17
第三节 压强的计算基准和量度单位	22
第四节 液柱测压计	25
第五节 流体平衡微分方程	28
第六节 液体的相对平衡	31
习题	35
第三章 一元流体动力学基础	38
第一节 恒定流动与非恒定流动	38
第二节 流线和迹线	39
第三节 一元流动模型	40
第四节 连续性方程	41
第五节 恒定元流能量方程	44
第六节 过流断面的压强分布	47
第七节 恒定总流能量方程	50
第八节 能量方程的应用	53
第九节 总水头线和测压管水头线	58
第十节 恒定气流能量方程	59
第十一节 总压线和势压线	62
习题	63

第四章 流动阻力及能量损失	66
第一节 沿程损失和局部损失	66
第二节 层流与紊流流动	67
第三节 圆形直管中的层流流动	71
第四节 紊流运动的特征与紊流阻力	75
第五节 尼古拉兹 (Nikuradse) 实验	80
第六节 工业管道紊流阻力系数的计算公式	82
第七节 非圆管的沿程损失	88
第八节 管道流动的局部损失	90
第九节 减小阻力的措施	100
习题	102
第五章 孔口出流与管嘴出流	106
第一节 孔口出流	106
第二节 管嘴出流	112
习题	115
第六章 气体射流	118
第一节 无限空间淹没紊流射流的特征	118
第二节 圆断面射流的运动分析	123
第三节 平面射流	127
第四节 温差或浓差射流	128
习题	133
第七章 不可压缩流体动力学基础	135
第一节 流体微团运动的分析	135
第二节 有旋流动	139
第三节 不可压缩流体连续性微分方程	142
第四节 以应力表示的黏性流体运动微分方程式	144
第五节 应力和变形速度的关系	146
第六节 纳维 - 斯托克斯 (Navier - Stokes) 方程	148
第七节 理想流体运动微分方程及其积分	152
第八节 流体流动的初始条件和边界条件	154
第九节 不可压缩黏性流体紊流运动的基本方程及封闭条件	156
习题	157
第八章 一元气体动力学基础	158
第一节 理想气体一元恒定流动的运动方程	158

第二节	声速、滞止参数、马赫 (Mach) 数	162
第三节	气体一元恒定流动的连续性方程	168
第四节	管路中的流动	170
	习题	176
第九章	泵与风机的理论基础	177
第一节	离心式泵与风机的基本结构	177
第二节	离心式泵与风机的工作原理与性能参数	181
第三节	离心式泵与风机的基本方程——欧拉方程	183
第四节	泵与风机的损失与效率	188
第五节	性能曲线及叶型对性能的影响	193
第六节	相似律与比转数	198
第七节	其他类型的泵与风机	204
	习题	212
下篇 流体输配管网		
第十章	管路与管网基础	215
第一节	管路与管网	215
第二节	通风空调工程空气输配管网	223
第三节	燃气输配管网	226
第四节	液体输配管网类型与装置	230
	习题	238
第十一章	气体管流水力特征与水力计算	241
第一节	气体管流水力特征	241
第二节	流体输配管网水力计算的基本原理和方法	243
第三节	气体输配管网水力计算	247
	习题	263
第十二章	液体输配管网水力特征与水力计算	265
第一节	闭式液体管网水力特征	265
第二节	闭式液体管网水力计算与压损平衡	270
	习题	285
第十三章	泵、风机与管网系统的匹配	287
第一节	泵、风机在管网系统中的工作点	287
第二节	泵、风机的工况调节	297

第三节	泵与风机的安装位置·····	305
第四节	泵、风机的选用·····	313
	习题·····	320
第十四章	流体输配管网水力工况分析与调节·····	323
第一节	概述·····	323
第二节	枝状管网系统水力工况分析·····	332
第三节	管网系统水力平衡调节·····	342
第四节	环状管网水力计算·····	350
第五节	环状管网的水力工况分析与调节·····	355
第六节	角联管网的流动稳定性及其判别式·····	356
	习题·····	358
附 录	·····	361
附录 1	单位换算表·····	361
附录 2	空气的热物理性质·····	362
附录 3	饱和水的热物理性质·····	363
附录 4	天然气的组成及主要物理性质·····	364
附录 5	焦炉气的组成及主要物理性质·····	364
附录 6	饱和水蒸气的热物理性质·····	365
附录 7	BL 型水泵性能表(摘录)和水泵型号举例·····	366
附录 8	常用通风机用途代号和性能表·····	367
附录 9	常用管材及规格·····	369
附录 10	部分常见管件的局部阻力系数·····	372
附录 11	通风管道统一规格·····	385
附录 12	在自然循环上供下回双管热水供暖系统中, 由于水在管路内冷却而产生的附加压力·····	387
参考文献	·····	388

上篇 流体力学

第一章 绪 论

流体力学及流体输配涉及众多工程领域。流体力学作为流体输配的理论基础,其应用领域更加广泛。例如:研究大气和海洋运动,提供天气和海洋预报的资料;研究飞机、人造卫星、导弹等空间飞行体和舰船、潜艇、鱼雷等水域航行器的运动,以便得到阻力小、稳定性高的最佳物体外形;研究水暖系统、燃气输配系统、通风空调系统,以便获得可靠的管网设计和最佳运行工况;研究流体在化工设备中的流动,以揭示流体在壁面处的传热、传质规律;对流体力学的深入研究还可以为流体输送机械的设计、制造提供理论依据,进而达到提高机械效率、降低能量消耗的目的。除此之外,环境保护、地下水利用、矿物加工、油气田开发、机械润滑等均与流体力学密切相关。

液体和气体,统称为流体。尽管在某些特定的工况下,固体具有流体的某些特性,但是一般来说它仍然不是流体力学的研究范畴。

流体力学是力学的一个分支,它研究流体静止和运动的力学规律。

建筑环境与设备工程专业的各个工程领域,如供热、空气调节、燃气输配、降尘降温等等,都是以流体作为工作介质,通过流体的各种物理作用,对流体的流动有效地加以组织来实现的。学好流体力学,才能对专业范围内的流体力学现象做出合乎实际的定性判断,进行足够精确的定量估计,正确地解决专业范围内流体力学的设计和计算问题,同时正如前面所述,流体力学还是流体输配管网必备的理论基础。

第一节 作用在流体上的力

在研究流体静止和运动的力学规律之前,首先必须分析作用于流体上的力。力是使流体运动状态发生变化的外因。根据力的作用方式不同,可以将作用在流体上的力分为质量力和表面力两类。

一、质量力

质量力是作用在流体的每一个质点(或微团)上,且与流体质量成正比的力。

设在流体中 M 点附近取质量为 Δm 的流体微团,其体积为 ΔV ,作用于该微团的质量力

为 ΔF_B , 则称极限

$$\lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta F_B}{\Delta m} = f$$

为作用于 M 点的单位质量流体的质量力, 简称为单位质量力。以 f 表示。设 ΔF_B 在 x, y, z 坐标轴上的分量分别为 $\Delta F_{B_x}, \Delta F_{B_y}, \Delta F_{B_z}$, 则单位质量力 f 在各轴向的分量可表示为

$$\left. \begin{aligned} X &= \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta F_{B_x}}{\Delta m} \\ Y &= \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta F_{B_y}}{\Delta m} \\ Z &= \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta F_{B_z}}{\Delta m} \end{aligned} \right\} \quad (1-1)$$

即: $f = (X, Y, Z)^T$ 。其中 X, Y, Z 分别为单位质量力 f 在 x, y, z 三个坐标轴上的分量, 称为 (或 y, z) 方向的单位质量力。在国际单位制中, 质量力的单位是牛顿 (N), 则单位质量力的单位是 N/kg。

在大多数场合流体所受的质量力只有重力。由于重力 G 的大小与流体的质量 m 成正比, $G = mg$, 所以在质量力仅为重力的场合, 流体所受的单位质量力的大小等于重力加速度, $G/m = g$ 。在直角坐标系中, 若取 z 轴铅垂向上为正, 重力在各轴向的分量分别以 G_x, G_y, G_z 表示, 则单位质量重力的轴向分量为

$$\left. \begin{aligned} X &= G_x/m = 0 \\ Y &= G_y/m = 0 \\ Z &= G_z/m = -g \end{aligned} \right\} \quad (1-2)$$

即 $(X, Y, Z)^T = (0, 0, -g)^T$ 。

在研究液体相对平衡时, 盛装液体的容器做直线加速运动或旋转运动, 此时容器内的液体受到惯性力的作用, 而且所作用的惯性力的大小与液体的质量成正比, 作用于每个流体质点 (微团) 上, 根据质量力的定义, 显然这种惯性力也是质量力。

二、表面力

与质量力不同, 表面力是作用在所考察流体 (或称分离体) 表面上, 与所作用的表面积大小成正比的力。尽管在流体内部任一对相互接触的表面上, 一部分与另一部分流体之间的表面力大小相等, 方向相反, 相互抵消, 但在流体力学分析问题中, 常常从流体内部取出一个分离体, 研究其受力状态。这时与分离体相接触的周围流体对分离体作用的内力又变成了作用在分离体表面上的外力。总之, 表面力是就所研究的流体系统而言的。它可能是周围同种流体对分离体的作用, 也可能是另一种相邻流体对其作用, 或是与其接触的固体壁面的作用。例如, 敞开容器内的液体, 如把整个液体作为研究系统, 则它仅受到自由表面上大气压强和相接触的容器壁面的作用; 若把与固体壁面接触的自由表面附近的部分液体取作分离体, 则上述三种表面力的作用同时存在。

在研究流体运动时, 正确地分析作用在所考察的流体系统上的表面力是极其重要的。

与讨论质量力时常用单位质量力和单位质量力在 x, y, z 方向分量的表示方法类似, 表面力常以单位表面力和单位表面力沿切向和法向分量来表示。

在流体分离体的表面上,围绕任意点 A 取一面积为 ΔA 的面积微元,一般来说,可将作用在该面积微元上的表面力 ΔF_s 分解为法向分力 ΔP 和切向分力 ΔT 。因为流体内部不能承受拉力,所以法向力只有沿内法线方向的压力。因此,单位面积的表面力,即表面应力可分解为

$$\left. \begin{aligned} \bar{p} &= \frac{\Delta P}{\Delta A} \\ \bar{\tau} &= \frac{\Delta T}{\Delta A} \end{aligned} \right\} \quad (1-3)$$

\bar{p} 称为面积 ΔA 上的平均压强, $\bar{\tau}$ 称为面积 ΔA 上的平均切应力。如果令面积 ΔA 无限缩小至 A 点,则

$$\left. \begin{aligned} p &= \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta P}{\Delta A} \\ \tau &= \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta T}{\Delta A} \end{aligned} \right\} \quad (1-4)$$

p 称为 A 点的压强或法向应力, τ 称为 A 点的切应力。压强和切应力的因次均为 $ML^{-1}T^{-2}$ 。在国际单位制中,压强与切应力的单位是帕斯卡,以 Pa 表示。 $1Pa = 1N/m^2$ 。

显然,单位质量力 f 是空间坐标 x, y, z 和时间 t 的函数,即

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

它是质量力在空间的分布密度;而式(1-4)中的压强 p 和切应力 τ 不仅有赖于空间位置和时间,同时也与作用面的方位有关,因此它是作用面上的分布密度。

第二节 流体的主要力学性质

流体区别于固体的显著特性是流体的流动性。在生产和生活中,有许多流体流动现象,如水在河流中流动,风从门窗流入,燃气从喷孔喷出等等。

和流体比较,固体存在着抗拉、抗压和抗切三方面的能力。如果要将某一固体拉裂、压碎或切断,或使其产生很大变形,必须加以足够的外力,否则是拉不裂、压不碎、切不断的。而流体则不相同,如要分裂、切断水体,几乎不需要什么气力。流体的抗拉能力极弱。流体的抗切能力也很微小,只要受到切力作用,无论切力多么微小,流体都要发生连续变形,各质点间发生相对运动,即流动。流体在切力作用下发生连续变形的性质,称为流体的流动性,正是由于流体具有流动性才使它便于管道、渠道输送,适宜作供热、供冷等工作介质。流体的抗压能力较强,这个特性和流动性相结合,使我们能够利用水压推动水力发电机,利用蒸汽压力推动汽轮发电机,利用液压、气压传动各种机械。

一、流体的惯性

惯性是物体维持原有运动状态能力的性质。因为任何物体的惯性都与其质量成正比,因此单位体积流体的质量,即流体的密度,可以作为流体惯性大小的度量。对于均质流体,

$$\rho = m/V \quad (1-5)$$

式中, ρ 为流体的密度, kg/m^3 ; m 为流体的质量, kg ; V 为该质量流体的体积, m^3 。

流体内部各点密度不完全相同的流体,称为非均质流体。非均质流体中某点的密度为

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta m}{\Delta V} \quad (1-6)$$

式中, ρ 为某点流体的密度, kg/m^3 ; Δm 为微元体 ΔV 内的流体质量, kg ; ΔV 为包含考察点在内的流体微元体积, m^3 。

在一个标准大气压下, 5°C 水的密度为 $1000\text{kg}/\text{m}^3$; 汞的密度为 $13590\text{kg}/\text{m}^3$; 而干空气在温度为 290K , 一个标准大气压时的密度仅为 $1.2\text{kg}/\text{m}^3$ 。由此可以看出不同种类的流体密度差异是十分显著的。

二、流体的压缩性和热胀性

流体受压, 体积缩小, 密度增大的性质, 称为流体的压缩性。流体受热, 体积膨胀, 密度减小的性质, 称为流体的热胀性。

(一) 液体的压缩性和热胀性

液体的压缩性, 一般用压缩系数 α_p 来表示。设某一体积为 V 、密度为 ρ 的流体, 当压强增加 $d p$ 时, 体积减小 $d V$, 密度增大 $d \rho$, 密度增加率为 $d \rho / \rho$, 则 $d \rho / \rho$ 与 $d p$ 的比值, 称为流体的压缩系数, 即

$$\alpha_p = \frac{d \rho / \rho}{d p} \quad (1-7)$$

α_p 值愈大, 则流体的压缩性也愈大。 α_p 的单位为 Pa^{-1} 。

流体被压缩时, 其质量并不改变, 即

$$d m = d(\rho V) = \rho d V + V d \rho = 0$$

所以

$$d \rho / \rho = -d V / V$$

故压缩系数又可表示为

$$\alpha_p = \frac{-d V / V}{d p} \quad (1-8)$$

压缩系数 α_p 的倒数称为流体的弹性模量, 以 E 表示, 即

$$E = \frac{1}{\alpha_p} = d p / \frac{d \rho}{\rho} = \rho \frac{d p}{d \rho} \quad (1-9)$$

式中, E 的单位为 Pa 。

表 1-1 列举了水在 0°C 时, 不同压强下的压缩系数。

表 1-1 水的压缩系数(0°C 时)

(m^2/N)

压强/ kPa	490	980	1960	3920	7840
α_p	0.538×10^{-9}	0.536×10^{-9}	0.531×10^{-9}	0.528×10^{-9}	0.515×10^{-9}

液体的热胀性一般用体积膨胀系数 α_V 来表示。与压缩系数相反, 当温度增加 $d T$ 时, 液体的密度减小率为 $-d \rho / \rho$, 则体积膨胀系数为

$$\alpha_V = -\frac{d \rho / \rho}{d T} \quad (1-10)$$

α_V 值愈大, 则液体的热胀性也愈大。 α_V 的单位为 T^{-1} 。

同理, 体积膨胀系数亦可表示为

$$\alpha_V = \frac{dV}{V} / dT \quad (1-11)$$

表 1-2 给出了水在压强为 101.3kPa(一个大气压)时,不同温度下的密度。

表 1-2 压强为 101.3kPa 时水的密度

温度 /°C	密度 /kg·m ⁻³	温度 /°C	密度 /kg·m ⁻³	温度 /°C	密度 /kg·m ⁻³
0	999.9	15	999.1	60	983.2
1	999.9	20	998.2	65	980.6
2	1000.0	25	997.1	70	977.8
3	1000.0	30	995.7	75	974.9
4	1000.0	35	994.1	80	971.8
5	1000.0	40	992.2	85	968.7
6	1000.0	45	990.2	90	965.3
8	999.9	50	988.1	95	961.9
10	999.7	55	985.7	100	958.4

从表 1-1 及表 1-2 看出:压强每升高一个大气压,水的密度约增加两万分之一。在温度较低时(10~20℃),温度每增加 1℃,水的密度减小约为万分之一点五;在温度较高时(90~100℃),水的密度减小也只有万分之七,这说明水的热胀性和压缩性是很小的,一般情况下可忽略不计。只有在某些特殊情况下,例如水击、热水采暖等问题时,才需要考虑水的压缩性及热胀性。

(二) 气体的压缩性及热胀性

气体与液体不同,具有显著的压缩性和热胀性。温度与压强的变化对气体密度的影响很大。在温度不过低,压强不过高时,气体密度、压强和温度三者之间的关系,服从理想气体状态方程式,即

$$\frac{p}{\rho} = RT \quad (1-12)$$

式中, p 为气体的绝对压强,Pa; T 为气体的热力学温度,K; ρ 为气体的密度,kg/m³; R 为气体常数,单位为 J/(kg·K)。对于空气, $R=287$;对于其他气体,在标准状态下 $R=8314/n$,其中 n 为气体的相对分子质量。

在等温条件下, $T=C_1$ (常数),所以 $RT=\text{常数}$ 。因此,状态方程简化为 $p/\rho=\text{常数}$ 。写成常用形式为

$$\frac{p}{\rho} = \frac{p_1}{\rho_1} \quad (1-13)$$

式中, p_1, ρ_1 为气体在原状况下的压强与密度; p, ρ 是其他情况下的压强及密度。式(1-13)表示在等温条件下压强与密度成正比。也就是说,压强增加,体积缩小,密度增大。根据这个关系,如果把一定量的气体压缩到它的密度增大一倍时,则压强也要增加一倍;相反,如果密度减小,则压强也同比例减小。这一关系与实际气体的压强和密度的变化关系十分吻合。但是,如果把气体压缩,压强增加到极大时,气体的密度则应该变得很大,并且根据公式的关

系,似乎可以计算出在某个压强下,气体可以达到水、汞等的密度。而实际上,这是不可能的,因为气体有一个极限密度,对应的压强称极限压强。若压强超过这个极限压强时,不管这压强有多大,气体的密度再不能压缩得比这个极限密度更大。因此只有当密度远小于极限密度时,式(1-13)与实际气体的情况才是一致的。

在恒压情况下, $p = C_2$ (常数),所以 $\frac{p}{R} = \text{常数}$ 。因此,状态方程简化为 $\rho T = \text{常数}$ 。写成常用的形式为

$$\rho_0 T_0 = \rho T \quad (1-14)$$

式中, ρ_0 是热力学温度 $T_0 = 273.16\text{K} \approx 273\text{K}$ 时的密度; ρ, T 是其他某一情况下的密度和温度。式(1-14)表示在恒压情况下,温度与密度成反比。即温度增加,体积增大,密度减小;反之,温度降低,体积缩小,密度增大。这一规律对各种不同温度下的气体都是适用的,特别是在中等压强范围内,对于空气及其他不易液化的气体,上述规律相当准确。只有在温度降低到气体液化的程度,才有比较明显的误差。

表1-3中,列举了在压强为101.325kPa下,不同温度时的空气密度。

表1-3 压强为101.325kPa下空气的密度

温度 /°C	密度 /kg·m ⁻³	温度 /°C	密度 /kg·m ⁻³	温度 /°C	密度 /kg·m ⁻³
0	1.293	25	1.185	60	1.060
5	1.270	30	1.165	70	1.029
10	1.248	35	1.146	80	1.000
15	1.226	40	1.128	90	0.973
20	1.205	50	1.093	100	0.947

【例1-1】 已知标准状态下焦炉煤气(含甲烷27%,一氧化碳6%,氢气56%,二氧化碳3%,氧气1%,氮气5%,丙烯2%)的平均密度为 0.493kg/m^3 ,求 40°C 时燃气的密度。

【解】 因压强不变,故为恒压情况。用 $\rho T = \rho_0 T_0$ 计算密度。

$$\rho = \frac{\rho_0 T_0}{T} = \frac{0.493 \times 273}{273 + 40} = 0.430\text{kg/m}^3$$

气体虽然具有显著的压缩性和热胀性,但是,在实际工程中,也要具体问题具体分析。我们在分析任何一个具体流动中,主要关心的问题是压缩性是否起显著作用。对于气体速度较低(远小于声速)的情况,在流动过程中压强和温度的变化较小,密度仍然可以视为常数,这种气体称为不可压缩气体。反之,对于气体速度较高(接近或超过声速)的情况,在流动过程中其密度变化很大,此时密度已不能视为常数,故称为可压缩气体。

在供热、通风、空调和供燃气工程中,所遇到的大多数气体流动,速度远小于声速,其密度变化不大(当速度等于 68m/s 时,密度变化为1%;当速度等于 150m/s 时,密度的变化也只有10%),可当做不可压缩流体看待。即使是在供热系统蒸汽输送的情况下,对整个系统来说,密度变化很大,但对系统内各管段来讲,密度变化并不显著,因此对每一管段仍可按不可压缩气体计算,只不过这时不同管段的密度不同罢了。

在实际工程中,有些情况需要考虑气体的压缩性,例如燃气的远距离输送等。

三、流体的黏性

流体内部质点间或流层间因相对运动而产生内摩擦力以反抗相对运动的性质,称为流体的黏性。此内摩擦力称为黏滞力。在流体力学研究中,流体黏性十分重要。

为了说明流体的黏性,现以流体在管中流动为例,见图 1-1。当流体在管中缓慢流动时,紧贴管壁的流体质点,粘附在管壁上,流速为零。位于管轴中心处的流体质点,因离管壁的距离最远,受管壁的影响最小,因而流速最大。介于管壁和管轴中心之间的流体质点,将以不同的速度向右移动,它们的速度将从管壁至管轴中心,由零增加至最大的轴心速度。图 1-1a 就是黏性流体在管中缓慢流动时,流速 u 随垂直于流速方向 y 而变化的关系图,即 $u = f(y)$ 的关系曲线,称为流速分布图。由于是管内流动,我们可以将它形象地想象成为层层嵌套,具有相同轴线的同心圆筒,每个圆筒具有相同的流速,不同圆筒流速不同。这样我们就容易直观地理解各流体层间产生相对运动,从而产生内摩擦力以抗拒相对运动的道理了。在流体流速很低时,内摩擦力(或切力) T 的大小,经过无数次的试验验证有以下规律:

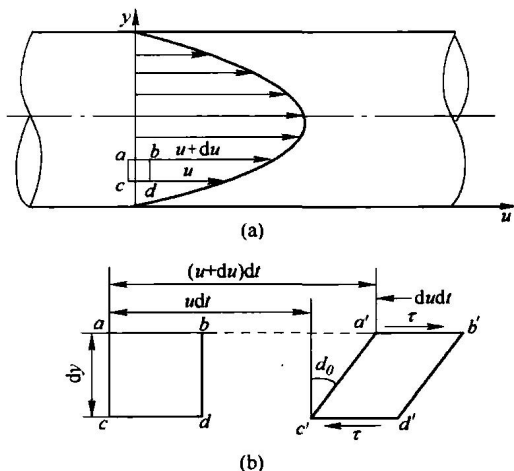


图 1-1 流体质点的直角变形速度

(1) 与两流体层间的速度差(即相对速度) du 成正比,与流层间距离 dy 成反比;

(2) 与相邻流体层的接触面积 A 的大小成正比;

(3) 与流体的种类有关;

(4) 与流体的压力大小无关。

综上所述,内摩擦力的数学表达式为

$$T \propto A \frac{du}{dy}$$

引入比例系数 μ 使上述表达式变成等式,则

$$T = \mu A \frac{du}{dy} \quad (1-15)$$

这就是牛顿(Newton)内摩擦定律。若以 τ 代表单位面积上的内摩擦力,即切应力,则

$$\tau = \frac{T}{A} = \mu \frac{du}{dy} \quad (1-16)$$

式(1-16)就是常用的黏滞力计算公式。现对各项阐述如下:

(1) $\frac{du}{dy}$ 为速度梯度,表示速度沿垂直于速度方向 y 的变化率,单位为 s^{-1} 。为了理解速度梯度的意义,在图 1-1a 中垂直于速度方向的 y 轴上,任取一边长为 dy 的流体微元 $abcd$,如图 1-1b 所示。由于该流体微元下表面的速度 u 小于上表面的速度 $u+du$,经过 dt 时间

间隔后,下表面位移量 $u dt$, 小于上表面的位移量 $(u + du) dt$, 因而小方块 $abcd$ 变形为 $a'b'c'd'$ 。也就是说,两流体层间的垂直连线 ac 及 bd , 在 dt 时间内变化了角度 $d\theta$ 。由于 dt 很小, $d\theta$ 亦很小, 所以

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

移项, 得到

$$\frac{du}{dy} = \frac{d\theta}{dt} \quad (1-17)$$

可见, 速度梯度就是直角变形速度。所谓直角变形速度是指流体微团任意相互垂直的两条线段之间的夹角随时间的变化率, 直角变形速度是在切应力的作用下发生的, 所以, 也称剪切变形速度。由于流体的基本特征是流体的流动性, 在切应力的作用下, 只要有充分的时间让它变形, 它就存在无限变形的可能性, 因而只能用变形速度来描述剪切变形的快慢。因此, 牛顿内摩擦定律也可以表述为: “存在相对运动的相邻流体层间的切应力与剪切变形速度成正比”。

(2) τ 为切应力, 由于是单位面积上的力, 所以切应力与压强具有相同的单位。切应力 τ 不仅有大小, 还有方向。现以图 1-1b 流体微元变形后的 $a'b'c'd'$ 来说明其方向的确定: 与表面 $a'b'$ 相邻的上层流体流速较快, 有带动较慢的 $a'b'$ 层前进的趋势。故作用于 $a'b'$ 面上切应力 τ 的方向与运动方向相同; 与表面 $c'd'$ 相邻的下层流体运动较慢, 有阻碍较快的 $c'd'$ 层前进的趋势, 故作用于 $c'd'$ 面上的切应力 τ 的方向与运动方向相反。对于相邻两个流体层来说, 作用在不同流体层上的切应力, 必然是大小相等, 方向相反。这里顺便指出: 内摩擦力虽是流体抗拒相对运动的性质, 但它不能从根本上制止流动的发生。因此, 流体的流动性, 不会因内摩擦力的存在而消失。当然, 在流体质点间没有相对运动(静止或相对静止状态)时, 也就没有内摩擦力表现出来。

(3) μ 为比例系数, 称为动力黏度, 简称黏度, 单位为 $\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^2$ 或 $\text{Pa} \cdot \text{s}$ 。不同流体有不同的 μ 值, 同一流体的 μ 值愈大, 黏性愈强。 μ 的物理意义可以这样来理解: 当取 $\frac{du}{dy} = 1$ 时, 则 $\tau = \mu$, 即 μ 表征单位速度梯度作用下的切应力, 因此它反映了黏性的动力性质。

在流体力学中, 经常出现 μ/ρ 的比值, 用 ν 表示, 即

$$\nu = \mu/\rho \quad (1-18)$$

ν 的单位为 m^2/s 。 ν 的物理意义, 也可以这样来理解: ν 是单位速度梯度作用下的切应力对单位体积流体作用产生的阻力加速度。这样, 由于在 ν 的因次中没有力的因次, 只有运动学要素, 故称 ν 为运动黏度。流体流动性是运动学的概念, 所以, 衡量流体流动性时, 用 ν 来表示流体的黏性更适合。

表 1-4 给出了不同温度下水的黏度; 表 1-5 列出了标准大气压下, 空气黏度随温度的变化。

从表 1-4 及表 1-5 中还可看出: 水和空气的黏度随温度变化的规律是不同的, 水的黏性随温度升高而减小, 空气的黏性随温度升高而增大。这是因为黏性是分子间的吸引力和分子不规则热运动产生动量交换的结果。温度升高, 分子间吸引力降低, 动量增大; 反之, 温度降低, 分子间吸引力增大, 动量减小。对于液体, 分子间的吸引力是决定性因素, 所以, 液

表 1-4 水的黏度

$t/^\circ\text{C}$	$\mu/10^{-3}\text{Pa}\cdot\text{s}$	$\nu/10^{-6}\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$	$t/^\circ\text{C}$	$\mu/10^{-3}\text{Pa}\cdot\text{s}$	$\nu/10^{-6}\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$
0	1.792	1.792	40	0.656	0.661
5	1.519	1.519	45	0.599	0.605
10	1.308	1.308	50	0.549	0.556
15	1.140	1.140	60	0.469	0.477
20	1.005	1.007	70	0.406	0.415
25	0.894	0.897	80	0.357	0.367
30	0.801	0.804	90	0.317	0.328
35	0.723	0.727	100	0.284	0.296

表 1-5 压强为 101.3kPa 下空气的黏度

$t/^\circ\text{C}$	$\mu/10^{-3}\text{Pa}\cdot\text{s}$	$\nu/10^{-6}\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$	$t/^\circ\text{C}$	$\mu/10^{-3}\text{Pa}\cdot\text{s}$	$\nu/10^{-6}\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$
0	0.0172	13.7	90	0.0216	22.9
10	0.0178	14.7	100	0.0218	23.6
20	0.0183	15.7	120	0.0228	26.2
30	0.0187	16.6	140	0.0236	28.5
40	0.0192	17.6	160	0.0242	30.6
50	0.0196	18.6	180	0.0251	33.2
60	0.0201	19.6	200	0.0259	35.8
70	0.0204	20.5	250	0.0280	42.8
80	0.0210	21.7	300	0.0298	49.9

体的黏性随温度升高而减小;对于气体,分子间的热运动产生动量交换是决定性因素,所以气体的黏性随温度升高而增大。

压强对液体的黏性影响不大,可以认为,液体的动力黏度 μ 只随温度变化。只有当流体压强发生几百个大气压变化时,流体黏度才会有明显变化。

需要指出,并不是所有流体都能满足牛顿内摩擦定律,在流体力学中,通常把能服从牛顿内摩擦定律的流体称为牛顿型流体,如水、空气等。流体流动的切应力不满足牛顿内摩擦定律的流体称为非牛顿型流体,如牛奶、蜂蜜、油脂、泥浆、血液等。本书仅限于研究牛顿流体。对非牛顿流体,可参阅有关的专门著作。

【例 1-2】 一底面积为 $40\text{cm} \times 45\text{cm}$, 高为 1cm 的木块, 质量为 5kg , 沿着涂有润滑油的斜面等速向下运动, 如图 1-2 所示。已知 $v = 1\text{m/s}$, $\delta = 1\text{mm}$, 求润滑油的动力黏度。

【解】 因黏性作用, 黏附在斜面上的润滑油层速度为零, 黏附在木块上的润滑油与木块速度相同, 即 $v = 1\text{m/s}$ 。因此, 润滑油层的速度由零增至 1m/s , 油层间因相对运动产生切应力, 该切应力乘以接触面积, 就是作用于木块上的

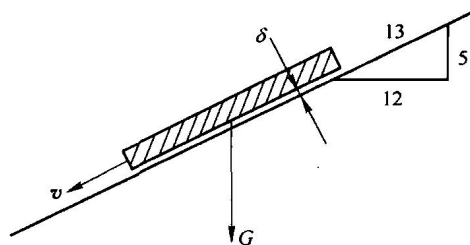


图 1-2 例 1-2 图