

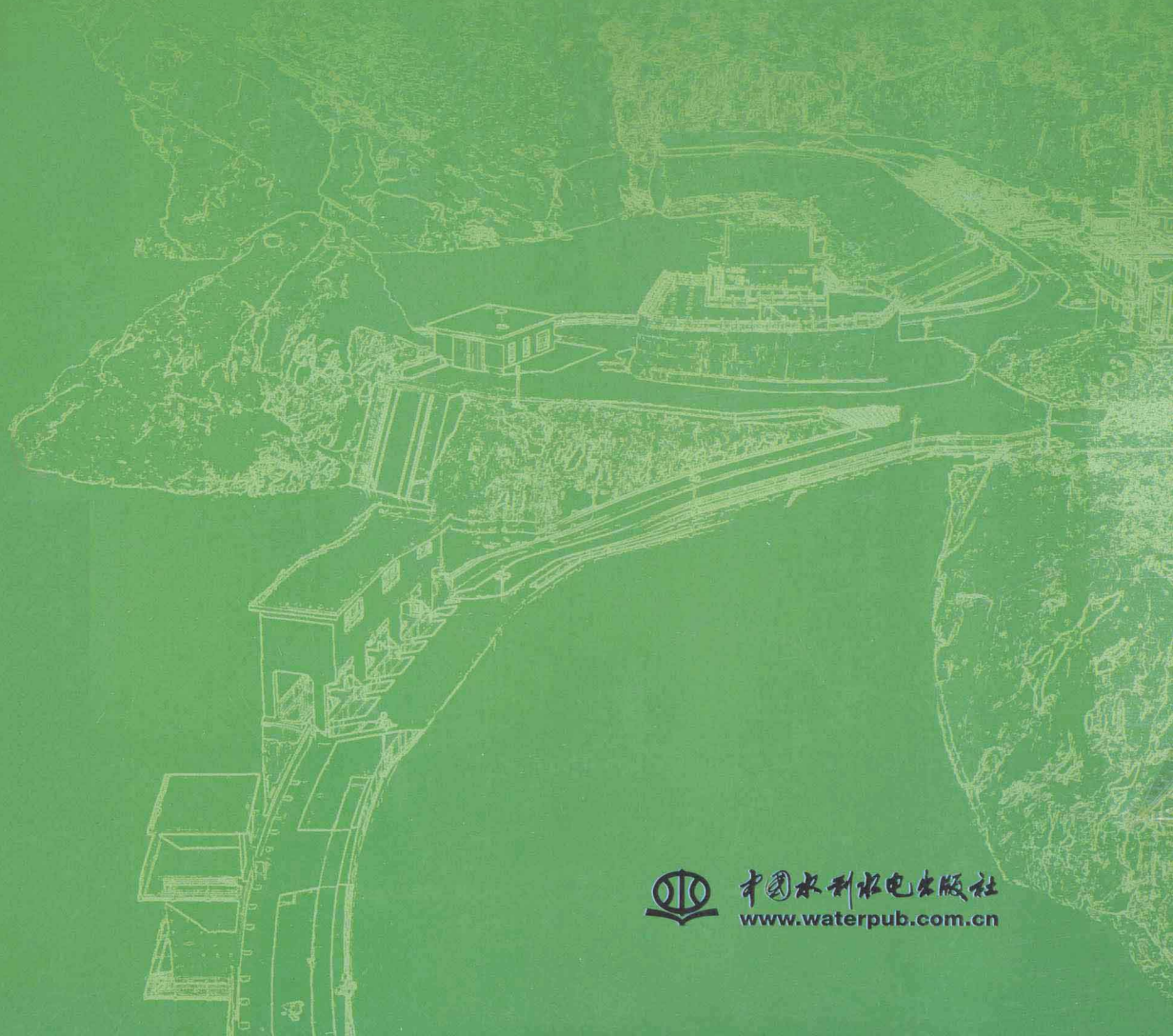


普通高等教育“十二五”规划教材

流体力学

主 编 张凤羽

副主编 程效锐 王秀勇 南军虎



中国水利水电出版社
www.waterpub.com.cn



普通高等教育“十二五”规划教材

流体力学

主 编 张凤羽

副主编 程效锐 王秀勇 南军虎



中国水利水电出版社
www.waterpub.com.cn

内 容 提 要

流体力学是动力工程专业和相关机械专业的技术基础课。本书较系统地介绍流体力学的基本理论及其在工程实际中的应用。全书共分 12 章, 前 7 章介绍流体力学的基础概念和理论, 其中包括流体的物理性质、流体静力学、流体运动学、流体动力学和能量损失、管路计算、相似理论和量纲分析, 这些是机械工程专业应具备的基础知识。后 5 章包括旋涡理论、平面势流及空间势流理论、黏性流体动力学及边界层理论、一元气体流动理论、机翼与叶栅理论。这些是动力工程专业及流体机械专业所应具备的理论基础。

本书可作为动力工程专业本科生的教材, 也可作为与动力工程等相近专业流体力学的参考书, 同时也可供工程技术人员工作或自学时参考。

图书在版编目 (C I P) 数据

流体力学 / 张凤羽主编. — 北京: 中国水利水电出版社, 2013. 11
普通高等教育“十二五”规划教材
ISBN 978-7-5170-1437-9

I. ①流… II. ①张… 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 (2013) 第279630号

书 名	普通高等教育“十二五”规划教材 流体力学
作 者	主编 张凤羽 副主编 程效锐 王秀勇 南军虎
出版发行	中国水利水电出版社 (北京市海淀区玉渊潭南路 1 号 D 座 100038) 网址: www.waterpub.com.cn E-mail: sales@waterpub.com.cn 电话: (010) 68367658 (发行部) 北京科水图书销售中心 (零售) 电话: (010) 88383994、63202643、68545874 全国各地新华书店和相关出版物销售网点
经 售	
排 版	中国水利水电出版社微机排版中心
印 刷	北京嘉恒彩色印刷有限责任公司
规 格	184mm×260mm 16 开本 23.25 印张 551 千字
版 次	2013 年 11 月第 1 版 2013 年 11 月第 1 次印刷
印 数	0001—3000 册
定 价	48.00 元

凡购买我社图书, 如有缺页、倒页、脱页的, 本社发行部负责调换

版权所有·侵权必究

前言

本书是在张凤羽副教授为兰州理工大学能源与动力工学院流体机械及动力工程专业多年讲授流体力学课程编写的流体力学讲义基础上,根据编者多年以来的教学经验以及参考其他教材的先进经验修改、补充完成的。

本教材在编写过程中充分考虑了本学科的系统性、连贯性和适用性,注意加强理论基础和能力的培养,力求概念明确、思路清晰,遵循由易到难、循序渐进的原则。为了便于自学,阐述力学原理时,注意其应用性,进行方程推导时,注意其推导的物理意义。对方程式推导较详细,并结合相关内容,选择典型例题。这将有利于培养学生应用基本原理、基本方法分析解决问题的能力。

本学科是流体机械及动力工程专业的一门技术基础课,要掌握本门课程,无捷径可走,只有勤奋努力,大量练习,才能为后续的专业课打下坚实的理论基础。

本书由张凤羽副教授主编,副主编为程效锐、王秀勇、南军虎,其中第1、2章由南军虎编写,第3、4、5、6章由王秀勇编写,第7、8、9、10章由程效锐编写,第11、12章由张凤羽编写,全书由张凤羽副教授统稿。

凡书中加“*”的内容不必讲授,供读者自由选读。在本书编写过程中,阅读引用了一些相关资料,对其著者深表谢意。对参与本书编写工作的几位研究生史广泰、高杨、钱晨等表示衷心的感谢。

由于编者学识有限,书中难免有错误和不妥之处,望读者批评指正。

编者

2012年5月于兰州

目 录

前言

第 1 章 绪论	1
1.1 流体力学的研究对象及其任务	1
1.2 流体的主要物理性质	2
1.3 流体的黏性	6
* 1.4 表面张力特性	14
1.5 作用在流体上的力	17
习题 1	19
第 2 章 流体静力学	21
2.1 流体静压强及其特性	21
2.2 流体平衡微分方程	23
2.3 流体静力学基本方程	26
2.4 压强的计算基准、度量单位及压强的测量	29
2.5 作用在平面上的液体总压力	34
2.6 作用在曲面上的液体总压力	38
2.7 液体的相对平衡	42
习题 2	48
第 3 章 流体运动学	54
3.1 研究流体运动的两种方法	54
3.2 用欧拉法描述流体运动的基本概念	61
3.3 连续性方程	63
* 3.4 正交曲线坐标系下的连续方程	65
3.5 流体微团的运动分析	68
3.6 有旋运动和无旋运动	73
习题 3	77
第 4 章 流体动力学	81
4.1 理想流体运动微分方程	81
4.2 伯努利积分 欧拉积分 拉格朗日积分	84

4.3 重力作用下的伯努利方程	86
4.4 定常流动总流的动量方程和动量矩方程	93
习题 4	98
第 5 章 流动阻力	104
5.1 能量损失的工程意义及能量损失类型	104
5.2 黏性流体的两种流态及雷诺实验	105
5.3 圆管中的层流运动	108
5.4 圆管紊流运动	111
5.5 尼古拉兹实验	115
5.6 局部损失	123
习题 5	125
第 6 章 孔口管嘴出流管路计算	128
6.1 孔口与管嘴出流	128
6.2 不可压缩流体管路水力计算	134
* 6.3 管网计算	139
6.4 有压管道中的水击	142
习题 6	147
第 7 章 相似理论和量纲分析	152
7.1 相似理论	152
7.2 量纲分析法	160
习题 7	164
第 8 章 旋涡理论	167
8.1 旋涡运动的基本概念	167
8.2 斯托克斯定理	169
* 8.3 旋涡的守恒性	172
8.4 汤姆逊定理 亥姆霍兹定理	174
8.5 旋涡的诱导速度	177
8.6 二元涡流(兰金组合涡)	178
* 8.7 卡门涡街	181
习题 8	182
第 9 章 理想流体的平面势流	186
9.1 平面流动及其流函数	186
9.2 几种基本平面势流	188
9.3 势流叠加原理及应用举例	191
9.4 圆柱体的绕流	199
9.5 复变函数在平面势流中的应用	206

* 9.6	勃拉休斯公式与儒可夫斯基定理	210
* 9.7	镜像法解平面势流问题	213
9.8	轴对称流及其流函数	219
9.9	简单轴对称流速度势函数和流函数	221
9.10	圆球绕流	223
	习题 9	226
第 10 章	黏性流体动力学基础及边界层理论	232
10.1	黏性流体运动微分方程 (纳维—斯托克斯方程)	232
10.2	在简单边界条件下 N—S 方程的应用	237
10.3	边界层的概念	242
10.4	边界层微分方程	244
* 10.5	平板层流边界层的精确解	247
10.6	边界层动量积分方程	251
10.7	平板层流边界层的计算	254
10.8	平板紊流边界层的计算	257
10.9	平板混合边界层的计算	259
10.10	曲面边界层的分离	261
10.11	紊流运动的概述	263
	习题 10	268
第 11 章	一元气体动力学	271
11.1	声速、马赫数	271
11.2	气体一元定常等熵流动基本方程	275
11.3	一元定常等熵流动的特性状态及其状态参数	277
11.4	断面参数之间的关系	280
11.5	变截面管道中定常等熵流动各参数与沿程面积变化的关系	285
11.6	喷管	287
* 11.7	等截面管道中实际流体等温定常流动	295
* 11.8	实际流体等截面管道中绝热流动	302
	习题 11	307
第 12 章	机翼与叶栅理论基础	310
12.1	概述	310
12.2	保角变换法解翼型绕流问题	315
12.3	儒可夫斯基翼型绕流	319
12.4	薄翼理论	326
12.5	有限翼展理论概述	332
* 12.6	有限翼展升力线理论	336
12.7	翼栅理论概述	344

12.8 翼栅中翼型的受力	345
12.9 翼栅的特征方程	349
12.10 奇点分布法解翼栅绕流	356
习题 12	361
参考文献	363

第 1 章 绪 论

1.1 流体力学的研究对象及其任务

1.1.1 流体力学

物质是由原子和分子组成的,在一定外界条件下,根据组成物质的分子间距离大小和相互作用力的强弱不同,物质存在的状态分为气态、液态和固态。

从物质受力和运动的特性来看,物质可分为两大类:一类物质不能承受切应力,在任何微小的切应力作用下都会发生连续不断地变形,只要切应力存在,变形就不断进行,将这种变形称为流动,将这种物质称为流体,其变形速度与切应力的大小有关,气体和液体都具有这样的性质,它们均属于流体;另一种物质是能承受一定的切应力,在切应力作用下,能产生一定程度的变形,当作用力保持不变时,变形也就不再变化,其切应力与变形大小呈一定的比例关系,将这类物质称为固体。流体与固体之间并没有明显的界线,同一物质在不同条件下可以呈现不同的力学特性,即可能呈现流体特征,也可以呈现固体特征,介于流体与固体之间还有其他物质,如弹性体、塑体等。由此可见,流体的主要特征就是具有流动性。

气体分子间距离大,作用力小,在标准状态下分子间的距离大于分子直径的 10 倍,分子间作用力较弱,不能保持一定的形状和体积,并且总是充满它所达到的全部空间,没有自由表面。当外部压力增大时,其体积按一定的规律缩小,具有较大的压缩性,故一般称气体为可压缩流体。

液体与气体相比较分子间距离较小,分子间的平衡距离量级约为 10^{-10} m,分子间相互作用力较大,具有一定的体积,没有一定的形状,并将液体与气体的分界面叫做自由表面。液体在较大压力作用下,能产生极小的变形,可忽略不计,通常将液体视为不可压缩流体。

1.1.2 流体力学的任务

根据研究对象不同,力学可以分为:

(1) 理论力学——研究受力后不发生变形的刚体。

(2) 材料力学——研究受力后可发生微小变形的固体。

(3) 流体力学——研究受力后能发生较大变形的流体。流体力学是研究流体平衡和运动规律,以及这些规律在工程技术中应用的科学,是力学的一个重要分支。

1.1.3 流体力学的发展

流体力学是最古老的科学之一,它是在人类征服自然的长期斗争实践中建立和发展起来的,古代人民从大禹治水、灌溉水渠、输水管道和堤坝建设中总结出的经验为流体力学

的发展奠定了基础。

我国在 14 世纪以前处在世界科学技术的前列,在流体力学方面作出了不可磨灭的贡献。相传 4000 多年前的大禹治水,就已认识到治水必须“顺水之性”。公元前 256~前 210 年间修建的都江堰、郑国渠、灵渠三大水利工程,说明当时对水的规律的认识达到了相当高的水平,尤其是都江堰在规划、设计、施工等方面具有很高的科学性和创造性。东汉初期(约公元 31 年)杜诗制造水排,利用山溪水流作动力带动鼓风机鼓风炼铁,促进了冶金业的发展,其水力装置原理就是近代水轮机的先驱。古代计时工具——铜壶滴漏,就是利用孔口出流使容器的水位变化来计时的。北宋时期在运河上修建的真州复闸与 14 世纪末荷兰修建的同类船闸早 300 多年。明代郑和航海其航海和造船技术是当时世界上最先进的。清朝雍正年间,何梦瑶在《算迪》一书中就提出流量的计算为过流断面的面积乘以断面平均流速的计算方法。当代,我国科学家钱学森的空气动力学理论是火箭发射的理论基础,吴仲华的“三元理论”为计算流体力学及流体机械的设计奠定了理论基础。

上述成就激发了我们的民族自豪感,激励我们努力学习,奋发图强的雄心壮志,为祖国的繁荣富强做出应有的贡献。

1.1.4 连续介质的力学模型

根据流体的物质结构,流体是由分子组成的,分子作随机热运动,且分子间存在着间隙,其间隙比分子的尺度大得多,在某一时刻,流体分子是离散的,流体的物理量不连续地分布于流体所占有的空间。因此从微观上看流体的运动和结构,无论从时间上和空间上都充满着不均匀性、离散性和随机性,是不连续的。

然而,流体力学的任务不是研究微观的分子运动,而是研究流体的宏观属性,流体宏观的机械运动是无数分子总体的力学效果,即大量分子的平均力学性质,如速度、压强、黏性等,在研究流体的宏观运动中,通常取微元的体积——流体微团(又称流体质点)为研究对象。在微观上质点的体积无限大,其中包含大量分子;在宏观上其体积是无限小的,如在工程上 1mm^3 的流体中含有 2.7×10^{16} 个气体分子,含有 3.34×10^{21} 个液体分子,可见分子间的间隙是微不足道的,因此我们假定流体是由连续分布的流体质点组成的连续介质。

将流体视为充满整个空间的连续介质,表征流体性质和运动性质的物理量都是空间点的坐标和时间的连续函数,就可利用连续函数这一数学工具分析和解决流体力学问题。连续介质的假设,不适用于稀薄气体中的飞行物,如 120km 高空分子的自由行程为 1.3m,此时研究问题的尺寸与分子的平均自由行程达到相同的数量级,不能应用这一假设了。

1.2 流体的主要物理性质

流体受力后作机械运动,是由流体本身的物理性质决定的,流体的物理性质是决定流体平衡或运动的内在因素,要研究流体的平衡及运动规律,必须先了解流体的物理性质。

1.2.1 惯性特征

惯性是物体维持原有运动状态能力的性质,它决定于物体的质量,各种不同的物体,

在体积相同的条件下，质量不同，则密度不同。与固体一样，流体也具有惯性，某一流体的惯性大小可由该流体的密度来表示。单位体积所具有的质量称之为密度，以符号 ρ 表示，对于均质流体

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

对于非均质流体

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

式中 ρ ——流体密度， kg/m^3 ；

M ——流体质量， kg ；

V ——流体的体积， m^3 。

密度的倒数称比体积，也叫比容，以 ν 表示：

$$\nu = \frac{1}{\rho} \quad (1-3)$$

比体积表示单位质量流体所具有的体积，单位为 m^3/kg 。

1.2.2 流体的相对密度

某物质的相对密度是指该物质的密度 ρ 与 4°C 时纯水的密度的比值，以 S 表示，则

$$S = \frac{\rho}{\rho_{4^\circ\text{C水}}} \quad (1-4)$$

相对密度 S 无量纲。

1.2.3 压缩性和膨胀性

流体受压后体积缩小、密度增大，把流体的这种性质称为压缩性。流体受热后体积膨胀、密度减小的性质称为流体的膨胀性。因为液体与气体的压缩性和膨胀性差别较大，故分别予以讨论。

1. 液体的压缩性和膨胀性

(1) 液体的压缩性是指在温度不变的条件下，压强增加引起液体体积缩小密度增大的特征，单位压强所引起的相对体积变化率称为压缩系数，用 β_p 表示：

$$\beta_p = -\frac{\frac{dV}{V}}{dp} = -\frac{1}{V} \frac{dV}{dp} \quad (1-5)$$

式中 β_p ——压缩系数， m^2/N ；

V ——液体原来的体积；

dV ——压强增加时液体体积的变化量；

dp ——压强的增值。

式中的负号是因压力升高，液体的体积会减小， dV 与 dp 变化方向相反，为保持压缩系数为正值，故在其前面加上负号。

工程上常用压缩系数的倒数来表征液体的压缩性，称为液体的体积弹性模量，以 E 表示：

$$E = \frac{1}{\beta_p} = -V \frac{dp}{dV} \quad (1-6)$$

式中： E 的单位为 N/m^2 ，显然 β_p 值小， E 值大，液体难以压缩；反之 β_p 值大， E 值小，液体容易压缩。

液体被压缩前后其质量守恒， $M = \rho V = \text{const}$ ，所以

$$dM = \rho dV + V d\rho = 0 \text{ 或 } \frac{d\rho}{\rho} = -\frac{dV}{V}$$

则

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

$$E = \frac{1}{\beta_p} = \rho \frac{dp}{d\rho} \quad (1-8)$$

式 (1-7)、式 (1-8) 是以密度表示压缩性，对于液体 β_p 值很小， E 值很大，其压缩性可忽略不计，只有在特殊情况下，必须考虑压缩膨胀性。

(2) 液体膨胀性是在压强不变的条件下，因温度变化液体体积改变的性质，以液体温度升高一度所引起的体积相对变化率，称为膨胀系数，以 α_v 表示：

$$\alpha_v = \frac{\frac{dV}{V}}{dT} = \frac{1}{V} \frac{dV}{dT} = -\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT} \quad (1-9)$$

式中 α_v ——流体体积膨胀系数， K^{-1} ；

dT ——流体温度增量， K 或 $^{\circ}\text{C}$ ；

V ——流体原来的体积， m^3 ；

dV ——当温度变化时流体体积的变化量， m^3 。

通常液体的 α_v 值很小，在温度变化不大时可以忽略。

2. 气体的压缩性和膨胀性

气体与液体不同，具有显著的压缩性和膨胀性。温度和压强的改变对气体体积变化影响很大，在温度不太低、压强不太高时，气体的密度、压强和温度三者之间的关系服从理想气体状态方程，即

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

式中 p ——气体的绝对压强， N/m^2 ；

ρ ——气体的密度， kg/m^3 ；

ν ——气体的比体积， m^3/kg ；

T ——气体的绝对温度， K ；

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

气体常数 R 值可由标准状态下的参数求得：如在标准状况下（一个大气压、 0°C ）时，空气的状态参数为：

$p_0 = 101325 \text{ N/m}^2$ ， $\nu_0 = 0.773 \text{ m}^3/\text{kg}$ ， $T_0 = 273 \text{ K}$ ，则有

$$R = \frac{p_0 \nu_0}{T_0} = \frac{101325 \times 0.773}{273} = 287.33 [\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})]$$

R 的物理意义：单位质量气体在定压的作用下，温度升高 1°C 时气体体积膨胀所做的功。

气体状态变化的特殊情况：

(1) 等温过程。由于 $T = \text{const}$ ，则状态方程为：

$$pv = RT = \text{const}$$

或

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

对于任一状态：

$$\left. \begin{aligned} pv &= p_0 v_0 & v &= v_0 \frac{p_0}{p} \\ \frac{p}{\rho} &= \frac{p_0}{\rho_0} & \rho &= \rho_0 \frac{p}{p_0} \end{aligned} \right\} \in \quad (1-11)$$

式中 p_0 、 ρ_0 ——标准状态下的压强和密度；

p 、 ρ ——另一状态下的压强和密度。

公式表明在等温状态下单位质量理想气体的体积与压强成反比，而密度与压强成正比。此为波意耳——马略特定律。

(2) 等压过程。由于 $p = \text{const}$ ，则状态方程为：

$$\frac{v}{T} = \frac{R}{p} = \text{const}$$

或

$$\rho T = \frac{p}{R} = \text{const}$$

对于任一状态：

$$\rho_0 T_0 = \rho T \quad \rho = \rho_0 \frac{T_0}{T} \quad (1-12)$$

公式表明在等压状态下密度与温度成反比，而体积与温度成正比。此为盖—吕萨克定律。

(3) 绝热过程。气体状态变化过程中与外界没有热量交换称为绝热过程，此时状态方程为：

$$\frac{p}{\rho^K} = \text{const} \quad (1-13)$$

对于任一状态则有：

$$\frac{p}{\rho^K} = \frac{p_0}{\rho_0^K} \quad \rho = \rho_0 \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{1}{K}} \quad (1-14)$$

式中 ρ ——任一状态下的密度， kg/m^3 ；

p ——任一状态下的压强， N/m^2 ；

ρ_0 ——初始状态下的密度， kg/m^3 ；

p_0 ——初始状态下的压强， N/m^2 ；

K ——绝热指数，对于空气 $K=1.4$ 。

由状态方程

$$p = C \rho^K$$

取对数

$$\ln p = \ln C + K \ln \rho$$

微分

$$\frac{dp}{p} = K \frac{d\rho}{\rho}$$

或

$$\frac{dp}{d\rho} = K \frac{p}{\rho}$$

于是

$$E = \rho \frac{dp}{d\rho} = \rho K \frac{p}{\rho} = Kp \quad (1-15)$$

式(1-15)表明气体的体积弹性模量为绝热指数与压强的乘积。

气体具有明显的压缩性和膨胀性,但在其流速远小于声速时,其压缩性和膨胀性很小可忽略不计,将其按不可压缩流体处理。

【例 1-1】 存放 4m^3 液体的贮液罐,当压力增加 0.5MPa 时,液体体积减少 1L ,求该液体的体积弹性模量。

解: 弹性模量 $E = \frac{1}{\beta_p}$, 而 $\beta_p = -\frac{1}{V} \frac{\Delta V}{\Delta p}$, $E = -\frac{V \Delta p}{\Delta V}$

式中 $V = 4\text{m}^3$, $\Delta p = 0.5 \times 10^6 \text{Pa}$, $\Delta V = -10^{-3} \text{m}^3$, 则

$$E = -\frac{4 \times 0.5 \times 10^6}{10^{-3}} = 2 \times 10^9 (\text{N/m}^2)$$

【例 1-2】 压缩机向气罐充气,绝对压强从 0.1MPa 升到 0.6MPa ,温度从 20°C 升高到 78°C ,问空气体积缩小的百分数为多少。

解: 设原来气体体积为 V_1 , 压强和温度升高后的体积为 V_2 , 由气体状态方程得

$$V_1 = \frac{RT_1}{p_1}, V_2 = \frac{RT_2}{p_2}$$

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{RT_2}{p_2} \frac{p_1}{RT_1} = \frac{p_1 T_2}{p_2 T_1} = \frac{0.1 \times (273 + 78)}{0.6 \times (273 + 20)} = 20\%$$

故气体压缩后的体积为原体积的 20% 。

1.3 流体的黏性

1.3.1 黏性的概念

流体内部质点间或流层间发生相对运动时产生内摩擦力(内力)以反抗相对运动的性质称黏性,此内摩擦力称为黏滞力,在流体力学中流体的黏性十分重要。

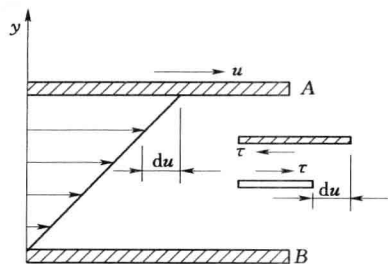


图 1-1 平行平板间的黏性流动

为了说明黏性,我们观察以下现象。如图 1-1 所示,设有两个无限大的平板,上板 A 以速度 u 自左向右运动,下板不动,两板间充满液体。由于液体与固体表面的附着力及液体内部分子间的内聚力,使两板间液体内部的速度分布不同,紧贴上板 A 的液体以上板 A 同样的速度 u 运动,而紧贴下板 B 的液体速度为零,中间的液体速度由上板开始从 u 减小到零,呈线性分布。这表明各流层的速度不同,当快层在慢层上

面滑过时，快层给慢层一个拖力，使慢层加速，反之慢层给快层一个阻力，使快层减速，这是一对作用力和反作用力，分别作用在相邻的两流体层上。我们把这一对产生于流体内部流体层之间的摩擦力称为内摩擦力或称黏滯力。

1.3.2 黏性阻力产生的原因

黏性阻力的实质是流体微观的分子运动的宏观表现，其物理原因就是分子不规则运动的动量交换和分子间的引力所形成的阻力。

1. 分子不规则运动动量交换形成的阻力

当快层相对于慢层以相对速度 du 运动时，则慢层相对于快层以 $-du$ 运动。由于分子不规则运动使各层分子迁移和混杂，如果快层具有 M 质量的流体迁移到慢层，就从快层带走 Mdu 的动量，对慢层以向前的动量形成拖力，使慢层加速。反之如果慢层具有 M 质量的流体迁移到快层中去，从慢层带走了一 Mdu 的动量，该动量对快层以向后的动量形成阻力使快层减速。这就是分子不规则运动动量交换形成的黏性阻力。

2. 分子间的引力所形成的阻力

当流体层没有相对运动时，相邻流体层的分子处于平衡位置，各方向的引力也处于平衡。一旦流体层间有相对运动，平衡便被破坏，分子间的引力表现出来，快层对慢层的引力表现为对慢层的拖力，使慢层加速，而慢层对快层的引力表现为对快层的阻力，使快层减速。这就是分子间引力形成的阻力。

在黏性阻力形成的两个因素中，究竟哪个因素起主导作用，因流体的性质不同而异。

对于气体，其黏性阻力主要是由分子不规则运动动量交换引起的。因为气体分子排列松散，引力小，分子不规则运动剧烈。对于液体主要是由分子间引力引起的，这是由于液体分子排列较紧密，分子间引力大之故。

1.3.3 牛顿内摩擦定律

1687 年，牛顿通过实验确定了求解内摩擦力大小的方法，建立了求解公式。

1. 速度梯度

如图 1-2 所示，在流体内取一微元六面体，其剖面为 $abcd$ ，其 ab 、 cd 代表上、下两个流体层。下层 cd 以速度 u 运动，上层 ab 以速度 $u + du$ 运动，两层间距为 dy ，经时间 dt 之后， cd 移动的距离为 udt ， ab 移动的距离为 $(u + du)dt$ ，也即由 $ab-cd$ 位置移到 $a'b'-c'd'$ 位置，原来矩形变为菱形。由图中关系可知：

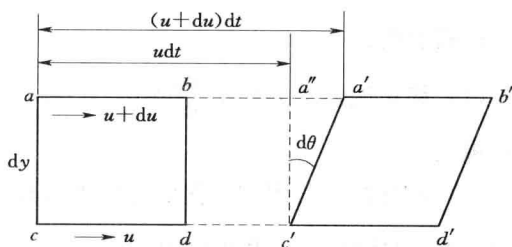


图 1-2 流体微元六面体的变形运动

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

$$du = \frac{a''a'}{dt}$$

由数学可知，速度在其法线方向单位距离上的变化率为速度梯度，即速度 u 对 y 的导数 $\frac{du}{dy}$ ，于是

$$\frac{du}{dy} = \frac{a''a'}{dydt} = \frac{\tan\theta}{dt} = \frac{d\theta}{dt} = \omega \quad (1-16)$$

式中因 $d\theta$ 很小, 故 $\tan\theta \approx d\theta$, 速度梯度的意义为流体剪切变形角速度。

2. 内摩擦定律

内摩擦力 F 与下列因素有关:

(1) 与流体的性质 (种类) 有关。

(2) 与速度梯度 $\frac{du}{dy}$ 成正比。

(3) 与接触面的面积 A 成正比。

(4) 与接触面上的压力大小无关。

内摩擦力的数学表达形式可写作:

$$F = \mu A \frac{du}{dy}$$

单位面积上的内摩擦力即黏性切应力, 以 τ 表示, 则

$$\tau = \frac{F}{A} = \mu \frac{du}{dy} \quad (1-17)$$

若两平板间的速度呈线性分布, 则

$$\tau = \mu \frac{\Delta u}{\Delta y}$$

式中 F ——内摩擦力, N;

τ ——黏性切应力, N/m²;

Δu ——两流层速度差, m/s;

Δy ——两流层间距, m;

μ ——与流体种类、性质、温度、压强有关的比例常数, 称为动力黏滞系数, N · S/m²。

公式表明:

(1) 静止流体中 $u=0$, $\frac{du}{dy}=0$, $F=\tau=0$, 因而在绝对静止或相对静止的流体中黏性不呈现。

(2) 内摩擦力与固体壁面的摩擦力区别: 固体壁面间的摩擦力 $F=fN$, 仅与摩擦系数 f (表面粗糙程度) 及正压力 N 有关, 而与速度梯度 $\frac{du}{dy}$ 及接触面的面积 A 无关。

1.3.4 黏性系数

1. 动力黏性系数 μ

动力黏性系数是直接表示流体黏性大小的。因为 μ 具有动力学量纲 $[L^{-1}T^{-1}M]$, 故称动力黏度, 不同流体有不同的 μ 值, μ 值越大, 黏性越强。其意义为当速度梯度 $\frac{du}{dy}$ 为 1 时, μ 在数值上与接触面上切应力相等 ($\tau = \mu \frac{du}{dy}$), 在国际单位制中其单位为 Pa · s 或

$\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^2$, 绝对单位制 $\frac{\text{达因}}{\text{厘米}^2} \cdot \text{秒} = \text{泊}$

$$1 \text{ 帕} \cdot \text{秒} = \frac{1\text{N}}{\text{m}^2} \cdot \text{s} = \frac{10^5 \text{dyn}}{10^4 \text{cm}^2} \cdot \text{s} = 10 \text{ 泊}$$

$$1 \text{ 厘泊} = 0.01 \text{ 泊}$$

2. 运动黏滞系数 ν

在流体力学计算中经常遇到 $\frac{\mu}{\rho}$ 的比值, 将此定义为运动黏滞系数, 因为它具有运动学量纲 $[\text{L}^2 \text{T}^{-1}]$, 故称运动黏度。即

$$\nu = \frac{\mu}{\rho}$$

在国际单位制中其单位为 $\frac{\text{米}^2}{\text{秒}}$ (m^2/s), 绝对单位制 $\frac{\text{厘米}^2}{\text{秒}} = \text{斯}$

$$1 \text{ 厘斯} = 0.01 \text{ 斯}$$

从表 1-1、表 1-2、表 1-3 可以看出: 在相同条件下, ν 值越大, 反应流体质点相互制约的影响越显著, 则流动性越低。反之, ν 越小, 反应流体质点相互制约的影响越微弱, 则流动性越高。例如, 水的动力黏性系数虽比空气要大得多, 可是水的运动黏性系数只有同温度空气的十分乃至几十分之一, 因此, 水比空气的流动性大些。所以, 运动黏性系数更能反映流体的流动性。

3. 相对黏度 $^{\circ}E$

运动粘性系数与相对黏度的关系为

$$\nu = 0.0731^{\circ}E - \frac{0.0631}{^{\circ}E} (\text{斯})$$

式中 ν ——运动黏滞系数, cm^2/s ;

$^{\circ}E$ ——相对黏度 (恩格勒黏度), $^{\circ}E = \frac{t_1}{t_2}$, 其中 t_1 为 200cm^3 被测液体在一定温度下流经恩格勒黏度计所需时间, t_2 为 200cm^3 蒸馏水在 20°C 时流经恩格勒黏度计所需时间。

常见流体的物理性质值见表 1-1、表 1-2 和表 1-3。

表 1-1 水的物理性质 (在 0.1MPa 压力下)

温度 ($^{\circ}\text{C}$)	密度 $\rho(\text{kg}/\text{m}^3)$	黏性系数 $\mu(10^{-3}\text{Pa} \cdot \text{s})$	运动黏性系数 $\nu(10^{-6}\text{m}^2/\text{s})$	表面张力 $\sigma(\text{N}/\text{m})$	体积弹性系数 $E(10^9\text{N}/\text{m}^2)$
0	999.8	1.792	1.782	0.0756	2.02
5	1000	1.519	1.519	0.0749	2.06
10	999.7	1.308	1.308	0.0742	2.10
15	999.1	1.140	1.141	0.0735	2.15
20	998.2	1.005	1.007	0.0728	2.18
25	997.0	0.894	0.897	0.0720	2.22
30	995.7	0.801	0.804	0.0712	2.25
40	992.2	0.656	0.661	0.0696	2.28