

普通高等教育“十一五”规划教材
PUTONG GAODENG JIAOYU SHIYIWU GUIHUA JIAOCAI



SHUILIXUE

水力学

赵 昕 张晓元 编著
赵明登 童汉毅



中国电力出版社
<http://jc.cepp.com.cn>

普通高等教育“十一五”规划教材
PUTONG GAODENG JIAOYU SHIYIWU GUIHUA JIAOCAI



SHUILIXUE

水力学

编著 赵昕 张晓元
赵明登 童汉毅
主审 郑邦民



中国电力出版社

<http://jc.cepp.com.cn>

内 容 提 要

本书为普通高等教育“十一五”规划教材。全书共分十二章，主要内容包括：绪论，水静力学，流体运动及其分类，水动力学基础，流动阻力与水头损失，量纲分析与相似原理，孔口、管嘴出流和恒定有压管流，明槽恒定流动，堰流及闸孔出流，泄水建筑物下游的水流衔接与消能，有压管道和明槽中的非恒定流，渗流。本书采用流体力学的系统控制体方法推导基本方程，介绍了部分计算水力学的方法和程序。书中涉及水力学中的主要词汇采用英文注释的方法。为了帮助读者学习和巩固，每章后均附有习题。

本书可作为高等院校本科水利类各专业、道路与桥梁工程和环境保护等专业的教材，也可作为相关专业教师和研究生的教学参考书。

图书在版编目 (CIP) 数据

水力学/赵昕等编著. —北京：中国电力出版社，2009

普通高等教育“十一五”规划教材

ISBN 978-7-5083-8379-8

I. 水… II. 赵… III. 水力学-高等学校-教材 IV. TV13

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2009) 第 006462 号

中国电力出版社出版、发行

(北京三里河路 6 号 100044 <http://jc.cepp.com.cn>)

汇鑫印务有限公司印刷

各地新华书店经售

*

2009 年 3 月第一版 2009 年 3 月北京第一次印刷

787 毫米×1092 毫米 16 开本 21.75 印张 531 千字

定价 35.00 元

敬告读者

本书封面贴有防伪标签，加热后中心图案消失

本书如有印装质量问题，我社发行部负责退换

版权专有 翻印必究

前 言

为贯彻落实教育部《关于进一步加强高等学校本科教学工作的若干意见》和《教育部关于以就业为导向深化高等职业教育改革的若干意见》的精神，加强教材建设，确保教材质量，中国电力教育协会组织制订了普通高等教育“十一五”教材规划。该规划强调适应不同层次、不同类型院校，满足学科发展和人才培养的需求，坚持专业基础课教材与教学急需的专业教材并重、新编与修订相结合。本书为新编教材。

本书是为高等院校水利类各专业的多学时水力学课程编写的教材，土木工程、环境保护等其他专业可以根据需要对教学内容进行取舍。

本书以传统的一维总流分析方法为主线，这也是工程实践的需要。但是根据 20 世纪末以来水力学学科的发展，以及在 21 世纪的发展趋势，本书中安排了一部分二维、三维流动的内容，包括三维流动的基本微分方程和平面势流等，为学生日后进一步深造提供入门的基础。

本书引入了流体力学的系统控制体方法，并对其进行了适当的简化，用于推导水力学的基本方程，使得推导过程更加系统和简洁。

鉴于计算水力学在工程中的应用日益普及和深入，本书介绍了管网、明槽恒定流水面线、管道和明槽非恒定流的计算方法，并提供了有关的 Fortran 语言计算程序。

由于篇幅所限，同时也是课程教学大纲的安排，本书没有写入波浪理论、水力机械、射流和流动传质、传热等方面的内容。书中带“*”内容为选学内容，可根据实际情况选用。

本书的第一、三、四、五章和第八章由赵昕编写，第二、九章和第十章由张晓元编写，第七章和第十一章由赵明登编写，第六章和第十二章由童汉毅编写。全书由赵昕统稿，由郑邦民主审。为了方便读者学习巩固知识，各章后面都附有习题。

水力学是高等院校水利类各专业的重要专业基础课，本教材在编写过程中，参考了张瑞谨、徐正凡、李炜诸先后主编的几个版本的水力学教材，在很大程度上受惠于前辈的成就。另外，在本书编写过程中，教研室的其他同事也提供了宝贵的意见和建议，在此一并表示衷心的感谢。

由于作者水平有限，书中错误和不当之处在所难免，敬请同行和读者批判指正。

编 者

目 录

前言	
第一章 绪论	1
第一节 流体与连续介质假设.....	1
第二节 流体的主要物理性质.....	2
第三节 作用在流体上的力.....	8
第四节 水力学发展史简介.....	9
习题	10
第二章 水静力学	12
第一节 静水压强及其特性	12
第二节 流体平衡微分方程	13
第三节 重力作用下的液体平衡	15
第四节 几种质量力同时作用下的液体平衡	22
第五节 平面上的静水总压力	26
第六节 曲面上的静水总压力	31
第七节 浮力及浮体与潜体的稳定性	33
习题	37
第三章 流体运动及其分类	45
第一节 描述流体运动的方法	45
第二节 流体运动的若干基本概念	48
第三节 流体微团运动的分析	52
习题	55
第四章 水动力学基础	57
第一节 系统、控制体和输运方程	57
第二节 连续性方程	59
第三节 理想流体的运动微分方程及其积分	61
第四节 粘性流体的运动微分方程	65
第五节 恒定总流的能量方程及其应用	71
第六节 恒定总流的动量方程和动量矩方程	79
第七节 理想流体的平面势流	86
第八节 空化与空蚀	94
习题	95
第五章 流动阻力与水头损失	104
第一节 水头损失与切应力.....	104
第二节 层流与紊流.....	106

第三节	圆管中的层流	109
第四节	紊流的基本理论	111
第五节	沿程水头损失的计算	120
第六节	局部水头损失的计算	125
第七节	边界层理论基础与绕流阻力	130
	习题	137
第六章	量纲分析与相似原理	141
第一节	量纲与量纲和谐原理	141
第二节	量纲分析法	142
第三节	流动相似与相似准则	146
	习题	154
第七章	孔口、管嘴出流和恒定有压管流	156
第一节	概述	156
第二节	孔口出流	157
第三节	管嘴出流	158
第四节	短管水力计算	160
第五节	串联管道与并联管道	170
第六节	枝状管网与环状管网	171
第七节	沿程均匀泄流	176
	习题	177
第八章	明槽恒定流动	181
第一节	明槽与明槽流动	181
第二节	明槽恒定均匀流	183
第三节	明槽恒定渐变流	192
第四节	明槽恒定急变流	200
第五节	明槽恒定渐变流水面曲线的定性分析	208
第六节	明槽恒定渐变流水面曲线的计算	217
	习题	226
第九章	堰流及闸孔出流	231
第一节	堰流的类型及计算公式	232
第二节	薄壁堰溢流	234
第三节	实用堰流的水力计算	237
第四节	宽顶堰流的水力计算	247
第五节	闸孔出流水力计算	252
	习题	258
第十章	泄水建筑物下游的水流衔接与消能	261
第一节	底流型衔接消能的水力计算	262
第二节	挑流消能的水力计算	276
第三节	面流及消能戽消能简介	282

习题	283
第十一章 有压管道和明槽中的非恒定流	285
第一节 水击现象	285
第二节 水击运动的基本微分方程	290
第三节 水击方程的特征差分解	292
第四节 明槽非恒定流特性及分类	298
第五节 明槽非恒定渐变流的基本方程	300
第六节 明槽非恒定渐变流的直接差分解法	302
习题	308
第十二章 渗流	310
第一节 渗流的基本概念	310
第二节 渗流的达西定律	312
第三节 渗流的基本方程式	314
第四节 一元恒定渐变渗流	318
第五节 均质土坝的渗流	327
第六节 水工建筑物透水地基中的二维恒定有压渗流	329
第七节 水电比拟法	335
习题	337
参考文献	340

第一章 绪 论

水力学 (Hydraulics) 是流体力学 (Fluid Mechanics) 的一个重要分支, 它主要研究不可压缩流体 (主要是液体, 也包括某些情况下的气体) 的平衡与流动的规律及其在工程技术领域中的应用。根据流体处于静止状态或流动状态, 水力学又分为水静力学 (Hydrostatics) 和水动力学 (Hydrodynamics) 两大部分, 前者研究静止流体内部的压强分布以及流体与边界之间作用力, 后者研究流体的运动速度、作用力和能量转换规律等。

水力学是水利、土木、给排水、环保、能源、航运、海洋、机械、化工、矿冶等工程技术领域的重要技术基础学科, 这些专业中的流动问题大致包括有压管流、明槽水流、孔口管嘴出流、闸孔出流、堰流、泄水建筑物下游的水流衔接和消能, 渗流, 射流, 船舶, 水波, 以及流动的传质传热等各类流动现象, 以上内容多数将在本书中予以介绍。

本章将介绍流体的主要特征, 流体的主要物理性质和物理参数, 以及作用于流体上的质量力和表面力。

第一节 流体与连续介质假设

一、流体的基本特性

流体 (fluid) 包括液体和气体, 基本特性是易流动性。用力学的语言说, 流体在剪切力的作用下, 不论剪切力多么微小, 将产生持续发展的剪切变形, 这就形成了所看见的流动 (见图 1-1)。因此, 静止的流体一定没有受剪切力作用。

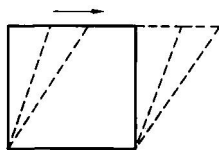


图 1-1 流体的剪切变形

固体 (solid) 则与流体不同, 在一定的作用力下只产生一定的变形, 且能保持一定的形状。

液体 (liquid) 与气体 (gas) 的区别则在于液体能够保持一定的体积, 并且能够形成自由液面, 而气体总是充满它所在的空间。这是因为液体的分子之间有分子力作用, 而气体则没有。

流体另一特性是流体几乎不能承受拉力, 所以作用在流体上的正应力都是压应力。

二、连续介质假设

从微观上看, 液体和气体都是由大量分子所组成的聚集态, 分子之间有空隙, 且分子运动在速度大小和方向上都是随机的。

然而在流体力学和水力学中不关心流体分子尺度上的运动细节, 而是研究流体的宏观运动, 将流体看成一种“连续介质 (continuum)”, 认为: 流体由流体质点 (particle) 连续而没有间隙地组成, 流体质点只占据一个空间几何点, 流体质点上的物理性质和运动要素在空间上和时间内是连续变化的, 这就是所谓“连续介质假设”。

这里所说的流体质点其实是一流体微团 (element), 从宏观尺度看, 它充分小, 以至于可以视为一个质点; 但从微观尺度看, 它却充分大, 能够包含足够多的分子, 以至于可以对

这些分子的运动取统计平均，得到质点的物理量。若单一分子速度为 \vec{u}_k ，则

$$\text{微团平均速度} = \text{质点速度 } \vec{u} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \vec{u}_k \quad (1-1)$$

只要分子数 N 足够大，而且这些分子之间碰撞的频率足够大，可以保证微团中流体分子行为的统计平均值是稳定的，因而质点运动是有确定规律的。在工程中处理的流动问题，这个要求一般都能得到满足。例如在标准状态下，体积为 10^{-6} mm^3 的空气中所含分子数达 2.7×10^{10} ，且在 10^{-6} s 的时间里，空气分子碰撞约 10^{14} 次。如果是液体，微团中的分子数和分子碰撞次数更多。

连续介质假设是流体力学和水力学的基本假设，这样流体质点所具有的物理量可以定义为空间坐标和时间的函数，如流速 (velocity)

$$\vec{u} = \vec{u}(x, y, z, t) \quad (1-2)$$

可以分别取 x 、 y 、 z 方向的速度分量 (velocity components)

$$u_x = u_x(x, y, z, t), u_y = u_y(x, y, z, t), u_z = u_z(x, y, z, t) \quad (1-3)$$

这种空间坐标的函数在数学中称为“场 (field)”，可应用微积分、场论和数理方程等的数学工具进行分析、求解。

连续介质假设的运用是有条件的。对于一些特殊问题，如稀薄气体的流动问题，由于一个宏观上的小体积内所含分子数太少，已经不能用统计方法给出物理量的平均值，连续介质假设就不适用了。

第二节 流体的主要物理性质

一、流体的密度和重度

1. 流体的密度

单位体积流体的质量称为流体的密度 (density)，用符号 ρ 表示，单位 kg/m^3 。若体积为 V 的流体具有质量 m ，则

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

对于变密度的非均质流体，若取流体团的体积为 ΔV ，质量为 Δm ，则质点的密度为

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta m}{\Delta V} \quad (1-5)$$

其中 $\Delta V \rightarrow 0$ 的含义应理解为流体团趋于流体质点。这样密度也是空间坐标和时间的函数

$$\rho = \rho(x, y, z, t) \quad (1-6)$$

流体密度随温度和压强变化。其中液体的密度随温度和压强的变化很微小，而气体的密度随温度和压强的变化比较显著。在一个标准大气压下，不同温度下水和空气的密度见表 1-1 和表 1-2。

表 1-1 水的基本物理参数 (一个标准大气压时)

水温 (°C)	密度 ρ (kg/m ³)	动力粘度 μ (10 ⁻³ Pa·s)	运动粘度 ν (10 ⁻⁶ m ² /s)	体积模量 K (10 ⁹ Pa)	表面张力系数 σ (N/m)
0	999.9	1.792	1.792	2.04	0.0756
5	1000.0	1.519	1.519	2.06	0.0749
10	999.7	1.308	1.308	2.11	0.0742
15	999.1	1.140	1.141	2.14	0.0735
20	998.2	1.005	1.007	2.20	0.0728
25	997.1	0.894	0.897	2.22	0.0720
30	995.7	0.801	0.804	2.23	0.0712
40	992.2	0.656	0.661	2.27	0.0696
50	988.1	0.549	0.556	2.30	0.0679
60	983.2	0.469	0.477	2.28	0.0662
70	977.8	0.406	0.415	2.25	0.0644
80	971.8	0.357	0.367	2.21	0.0626
90	965.3	0.317	0.328	2.16	0.0608
100	958.4	0.284	0.296	2.07	0.0589

表 1-2 空气的基本物理参数 (一个标准大气压时)

温度 (°C)	密度 ρ (kg/m ³)	动力粘度 μ (10 ⁻⁵ Pa·s)	运动粘度 ν (10 ⁻⁵ m ² /s)
-40	1.515	1.49	0.98
-20	1.395	1.61	1.15
0	1.293	1.71	1.32
10	1.248	1.76	1.41
20	1.205	1.81	1.50
30	1.165	1.86	1.60
40	1.128	1.90	1.68
60	1.060	2.00	1.87
80	1.000	2.09	2.09
100	0.946	2.18	2.31
200	0.747	2.58	3.45

2. 流体的重度

水力学中还经常用到**流体重度** (specific weight, 又称容重) 的概念, 定义为

$$\gamma = \rho g \quad (1-7)$$

即
$$\gamma = \frac{mg}{V} = \frac{\text{重量 } G}{V} = \text{单位体积流体的重量 (N/m}^3\text{)}$$

重度是从密度派生出的参数, 计算时用到重力加速度 g 的值, 与纬度有关。北纬 45° 时 $g=9.8065\text{m/s}^2$, 本书在计算中取 $g\approx 9.8\text{m/s}^2$ 。

3. 液体的相对密度

液体的相对密度或比重 (specific gravity) 定义为

$$s = \frac{\rho}{\rho_{\text{水,标准}}} = \frac{\gamma}{\gamma_{\text{水,标准}}} \quad (1-8)$$

其中 $\rho_{\text{水,标准}} = 1000 \text{kg/m}^3$, $\gamma_{\text{水,标准}} \approx 9800 \text{N/m}^3$, 是在标准状态 (一个标准大气压、4°C) 下的水的密度和重度, 水力学中经常近似取该值作为常温、常压下的水的密度和重度。

二、流体的压缩性

流体受压力作用时体积减小、密度增大, 当压力撤除后可恢复原体积, 这种性质称为流体的压缩性 (compressibility), 又称为弹性 (elasticity)。

设流体的原有体积为 V , 当作用于流体的压强增加 dp 时, 体积的增量为 $dV < 0$, 根据虎克定律有

$$dp = K \left(-\frac{dV}{V} \right) \quad (1-9)$$

或

$$-\frac{dV}{V} = \alpha_p dp \quad (1-10)$$

式中: K 为流体的体积弹性模量 (bulk modulus of elasticity), Pa。

K 的倒数为压缩系数 (compression factor), 即

$$\alpha_p = 1/K \quad (1/\text{Pa}) \quad (1-11)$$

$-dV/V$ 为体积相对压缩率 (体积应变), 它等于密度的相对变化率: 由 $V = m/\rho$, 得

$$-\frac{dV}{V} = -\left(-\frac{m}{\rho^2} d\rho \right) / \frac{m}{\rho} = \frac{d\rho}{\rho} \quad (1-12)$$

则有

$$dp = K \frac{d\rho}{\rho}, \quad \frac{d\rho}{\rho} = \alpha_p dp \quad (1-13)$$

由式 (1-10)~式 (1-13) 可见, 体积模量 K 越大, 则压缩系数 α_p 越小, 流体就越难压缩。

查表 1-1 可知, 常温下水的体积模量 $K \approx 2.1 \times 10^9 \text{Pa}$, 则 $\alpha_p \approx 0.48 \times 10^{-9} 1/\text{Pa}$, 压强 p 增加 10^8Pa (约 1000 大气压), 体积仅减少约 5%。因此为了计算的方便, 常可忽略水的压缩性, 取水的密度为常数 (在常温下可取水的密度近似为 1000kg/m^3)。其他液体情况与之类似。

于是可以提出不可压缩流体 (incompressible fluid) 的概念: 不可压缩流体的质点在运动过程中密度不改变。

在水力学里除了水击等少数情况, 都假设流体是不可压缩的, 这虽然是一种为便于分析和计算而采取的理想化处理办法, 但对液体来说在绝大多数情况下是没有问题的。

至于气体, 在气流速度不大于声速的 30% 的情况下, 近似当作不可压缩流体来分析、计算其流动, 也不会产生明显的误差。所以水力学的理论也可以用于低速气流。

三、流体的粘滞性

1. 内摩擦力与牛顿内摩擦定律

流体中发生剪切变形 (shear deformation) 时, 流体层之间有相对运动, 于是在流层之间会产生内摩擦力 (friction) 抵抗剪切变形, 并产生机械能损失。流体内部产生内摩擦力以抵抗剪切变形的性质称为粘滞性 (viscosity)。

图 1-2 中, 速度快的上层流动对下层流动产生内摩擦力 F , 拖曳下层前进, 而速度较慢的下层则产生内摩擦力 F' 阻碍上层的相对运动, 这两个力大小相同, 方向相反。

最早研究流体内摩擦问题的是牛顿, 他提出: 如果两个平板之间隔着厚度为 h 的液体, 其中一个平板相对于另一个平板以速度 U 滑动, 则两者之间的摩擦力 F 与 U 和平板面积 A 成正比, 与 h 成反比, 即

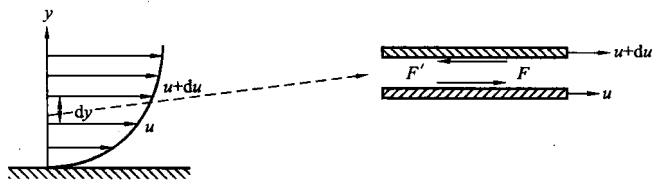


图 1-2 流体层之间的内摩擦力

$$F = \mu A \frac{U}{h} \quad (1-14)$$

在图 1-2 中, 两个流层的距离为 dy , 相对速度为 du , 则有

$$\text{牛顿内摩擦定律} \quad F = \mu A \frac{du}{dy} \quad \text{或} \quad \tau = \mu \frac{du}{dy} \quad (1-15)$$

其中 $\tau = F/A$ 为切应力 (shear stress)。该定律不同于固体之间的摩擦定律, 它说明: 流体的内摩擦力与正压力无关, 而是与横向速度梯度 du/dy 成正比。

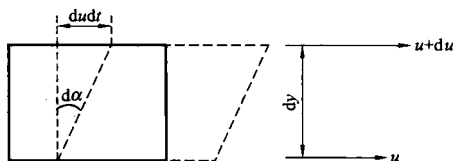


图 1-3 流体微团剪切变形 $d\alpha$ 示意图

du/dy 的物理含义是什么? 如图 1-3 中的矩形流体微元, 由于上、下两边的速度差而发生剪切变形, dt 时间内的剪切变形为

$$d\alpha = \frac{du dt}{dy}$$

所以 $\frac{du}{dy} = \frac{d\alpha}{dt} = \text{剪切变形速率}$ (1-16)

则 $\tau = \mu \frac{d\alpha}{dt}$ (1-17)

即内摩擦力和切应力与流体微团的剪切变形速率成正比。

2. 粘度

式 (1-15) 中的系数 μ 称为粘度或动力粘度 (viscosity, 又称为粘性系数或动力粘性系数), 单位为 $\text{Pa} \cdot \text{s}$, $1 \text{Pa} \cdot \text{s} = 1 \text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^2 = 1 \text{kg}/(\text{m} \cdot \text{s})$, 它是流体粘滞性大小的度量。不同流体的粘度不同, 一般液体的粘度大于气体的。

除 μ 之外, 经常用到的与粘滞性有关的参数还有所谓运动粘度 (kinematic viscosity, 又称运动粘性系数)

$$\nu = \mu/\rho \quad (\text{m}^2/\text{s}) \quad (1-18)$$

μ 的值与压强 p 的关系不明显。对 μ 、 ν 的值影响最大的因素是温度, 但液体与气体的情况不同: 液体的粘滞性产生于分子间作用力, μ 、 ν 随温度升高而减小; 气体的粘滞性产生于分子热运动引起的动量传递, μ 、 ν 随温度升高而增大。水和空气在不同温度下的 μ 、 ν 见表 1-1、表 1-2。水的 ν 值还可以用下面的经验公式计算

$$\nu = \frac{1.775 \times 10^{-6}}{1 + 0.0337t + 0.000221t^2} \quad (\text{m}^2/\text{s}) \quad (1-19)$$

其中水温 t 的单位为 $^{\circ}\text{C}$ 。

例如, 20°C 时, $\mu_{\text{空气}} = 1.81 \times 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s} \ll \mu_{\text{水}} = 1.005 \times 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$, 而 $\nu_{\text{空气}} = 1.5 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s} > \nu_{\text{水}} = 1.007 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, 这说明不能仅根据 ν 值的大小来度量流体的粘滞性。

3. 牛顿流体与非牛顿流体

牛顿流体 (Newtonian fluid) 就是满足牛顿内摩擦定律的流体 (见图 1-4 中的直线 A), 如水、空气、水银、汽油和酒精等。反之则为 **非牛顿流体** (Non-Newtonian fluid), 如泥浆、牙膏、沥青、高分子聚合物溶液等。

图 1-4 中的直线 B 代表 **理想宾汉流体** (如泥浆等), 满足

$$\tau = \tau_0 + \eta \frac{du}{dy} \quad (1-20)$$

其中 τ_0 为屈服应力, 切应力大于 τ_0 时, 宾汉流体才开始流动。

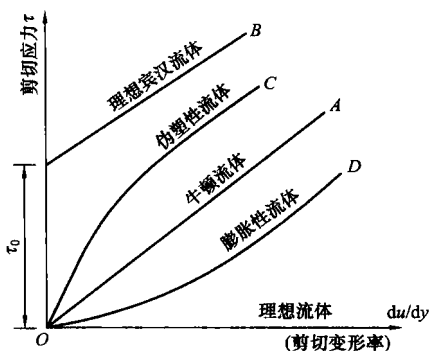


图 1-4 不同流体的 $\tau - du/dy$ 关系曲线

曲线 C、D 有

$$\tau = \eta \left(\frac{du}{dy} \right)^n \quad (1-21)$$

其中: 曲线 C ($n < 1$) 代表 **伪塑性流体** (如高分子溶液); 曲线 D ($n > 1$) 为 **膨胀性流体** (生面团等)。

4. 理想流体

理想流体 (ideal fluid) 就是没有粘滞性的流体, 粘度和切应力为零, 这是一种假想的情况。在后面的章节中将指出, 水力学中为了简化理论推导, 有时会假设流体为理想流体, 推导出的公式与实际情况有差距, 须结合实验数据予以修正才能应用。但在许多情况下, 如果 du/dy 很小, 可以忽略切应力, 将流体近似看成理想流体不会带来很大误差。

【例 1-1】 如图 1-5 所示, 已知壁面附近的流速分布为 $u = u_m \frac{y}{a} \left(2 - \frac{y}{a} \right)$, 试分析其切应力的分布规律。

解 切应力 $\tau = \mu \frac{du}{dy} = 2\mu \frac{u_m}{a} \left(1 - \frac{y}{a} \right)$, 为线性分布。 $y=0$ 时, $u=0$, 而 $\tau = \tau_{\max} = 2\mu \frac{u_m}{a}$; $y=a$ 时, $\frac{du}{dy}=0$, $u = u_{\max} = u_m$, 而 $\tau=0$ 。

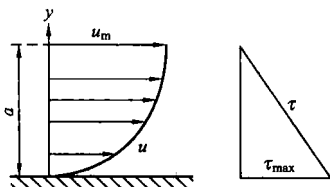


图 1-5 [例 1-1] 图

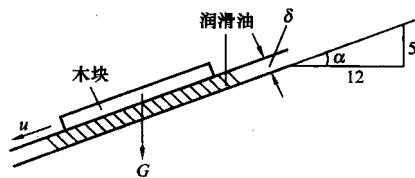


图 1-6 [例 1-2] 图

【例 1-2】 如图 1-6 所示, 某个底面积为 $50 \times 50 \text{ cm}^2$ 的木块, 质量为 5 kg , 沿着涂有润滑油的斜面向下等速运动。已知木块运动速度 $u = 0.25 \text{ m/s}$, 木块底面与斜面之间的油层

厚度 $\delta=1\text{mm}$ ，润滑油的相对密度为 0.92，求油的粘度 μ 和运动粘度 ν 。

解 木块在运动方向上的重力分量与润滑油的摩擦力相平衡，即

$$G\sin\alpha = mg\sin\alpha = F = \mu A \frac{du}{dy}$$

由于油层很薄，可以近似取润滑油中的横向速度梯度 $\frac{du}{dy} = \frac{u}{\delta}$

$$\text{且} \quad \sin\alpha = \frac{5}{\sqrt{12^2 + 5^2}} = \frac{5}{13}$$

$$\text{则} \quad \mu = \frac{5mg\delta}{13Au} = \frac{5 \times 5 \times 9.8 \times 0.001}{13 \times 0.5^2 \times 0.25} = 0.3015 (\text{Pa} \cdot \text{s})$$

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} = \frac{0.3015}{0.92 \times 1000} = 3.278 \times 10^{-4} (\text{m}^2/\text{s})$$

四、液体的表面张力

1. 表面张力

液体的表面张力 (surface tension) 与液体分子之间的内聚力有关。液体分子会受到周围其他分子的分子内聚力作用，在液体内部这些作用力是相互抵消的，但在液面附近很薄一层 (分子内聚力作用范围) 的液体分子所受分子内聚力不平衡，形成向内的拉力，使液面拉紧收缩——这就像气球皮绷紧那样，结果在液面层中形成一种与液体表面相切的张力——表面张力 (见图 1-7)。

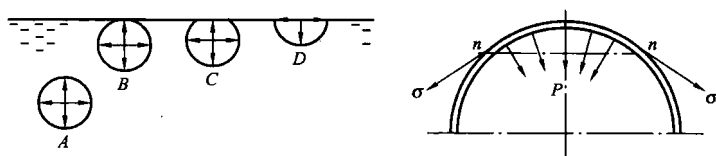


图 1-7 流体表面张力示意图

表面张力的大小可以用表面张力系数 σ 来表示。 σ 即为单位宽度液面上作用的表面张力，单位为 N/m 。不同液体的表面张力系数不同，而且随温度而变化。纯水在不同温度下的表面张力系数见表 1-1。

日常生活中会遇到一些与表面张力有关的现象，如杯中的水可以高出杯口而不外溢，密度大于水的金属硬币置于水的表面而不下沉，某些昆虫可以在水面上行走等，就是因为表面张力的存在使液面具有了一定的承载能力。

2. 毛细管现象

在水平液面与垂直的固体壁面相交处，液面与壁面的夹角 θ (接触角) 不是 90° ，这是因为在接触点附近固体分子的分子力对液体分子的分子力产生了干扰。

例如在水—空气—玻璃三相界面，由于水分子的内聚力小于水对玻璃的附着力，接触角 $\theta < 90^\circ$ [见图 1-8 (a)]，

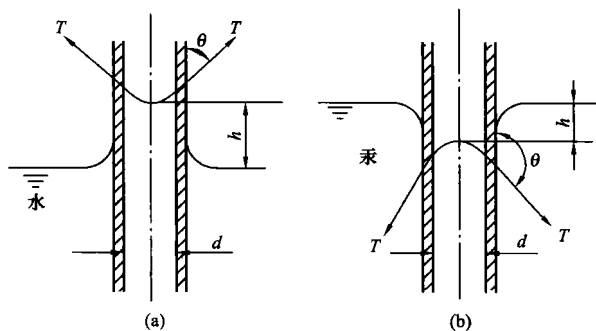


图 1-8 毛细管作用产生的管道中液面升降

水面成凹形, 这时因为有表面张力的存在, 液面受到斜向上方的作用力 T 。如果将一玻璃管插入水中, 玻璃管中的水面将上升, 上升高度

$$h = \frac{4\sigma\cos\theta}{\rho g d} \quad (1-22)$$

与玻璃管直径成反比, 这种现象称为**毛细管现象** (capillarity)。

而在水银—空气—玻璃三相界面, 由于水银分子的内聚力大于水银对玻璃的附着力, 接触角 $\theta > 90^\circ$ [见图 1-8 (b)], 水银液面成凸形, 表面张力形成的拉力 T 斜向下方, 式 (1-22) 计算结果为负, 即毛细管作用使玻璃管中水银液面下降。

20°C 时, 水与玻璃壁面的接触角 $\theta \approx 0^\circ$, $\sigma = 0.0728 \text{ N/m}$, $\rho = 998.2 \text{ kg/m}^3$, 则玻璃管中水面上升高度为 $h = 29.8/d$ (mm) (d 的单位为 mm)。

同样温度下, 水银的 $\sigma = 0.465 \text{ N/m}$, $\rho = 13\,550 \text{ kg/m}^3$, 水银与玻璃壁面的接触角 $\theta \approx 140^\circ$, 则玻璃管中水银液面下降高度 $h = 10.5/d$ (mm) (d 的单位为 mm)。

在利用测压管量测流体压强时, 通常要求测压管的内径不小于 10mm, 以减小由于毛细现象造成液面高度变化形成的测量误差。

毛细管作用还会使地下水沿土壤颗粒间的缝隙上升, 当上升至地表时因水分蒸发将其溶解的矿物质遗留在地表土层而形成盐碱化现象, 是干旱地区农业中的重大问题。

第三节 作用在流体上的力

作用在流体上的力, 根据其性质可以大致分成两类: 质量力和表面力。

一、质量力

质量力 (又称**体积力**, mass force 或 body force), 是直接作用于流体中每个质点上的作用力, 且大小与流体的质量成正比。典型的质量力有重力和惯性力 (inertial force)。

质量为 m 的流体上作用的重力为

$$\vec{G} = m\vec{g} = -mg\vec{k} \quad (z \text{ 轴垂直向上}) \quad (1-23)$$

如果运动参考系为非惯性参考系, \vec{a} 为参考系自身相对于惯性参考系的加速度, 则质量力中还有惯性力

$$\vec{F}_1 = -m\vec{a} \quad (1-24)$$

这样, 总质量力

$$\vec{F} = \vec{G} + \vec{F}_1 = -m(g\vec{k} + \vec{a}) = F_x\vec{i} + F_y\vec{j} + F_z\vec{k} \propto m \quad (1-25)$$

在水力学里, 更方便的是考虑作用于单位质量流体的质量力, 称为**单位质量力**,

$$\vec{f} = \vec{F}/m = f_x\vec{i} + f_y\vec{j} + f_z\vec{k} \quad (1-26)$$

其分量为

$$f_x = F_x/m, \quad f_y = F_y/m, \quad f_z = F_z/m \quad (1-27)$$

例如: 重力 $\vec{f}_G = \vec{G}/m = \vec{g} = -g\vec{k}$, 惯性力 $\vec{f}_1 = \vec{F}_1/m = -\vec{a}$, 两者相加有

$$f_x = -a_x, \quad f_y = -a_y, \quad f_z = -(g + a_z) \quad (1-28)$$

显然, 单位质量力具有加速度的单位, 即 m/s^2 , 所以又称为**质量力加速度**。

二、表面力

表面力 (surface force) 是作用于流体表面上的力, 其大小与作用面积成正比。所谓

“表面”，是指在流体中任取的脱离体 (free body) 的表面，它可以是流体与固体、大气或其他流体的界面，也可以是该脱离体与流体其他部分之间的界面。

如图 1-9 所示，在流体中任选一点 M ，总可以取流体的某一脱离体，使 M 位于脱离体的表面上，因此有表面力作用于该点。围绕点 M 取脱离体表面的面积元 ΔA ，作用有表面力 $\Delta \vec{R}$ ，为矢量，其法向分量为 ΔP ，切向分量为 ΔF ，则单位面积上作用的法向力为压强 (pressure)，即

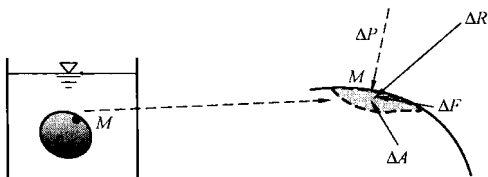


图 1-9 流体表面力示意图

$$p = \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta P}{\Delta A} \quad (1-29)$$

单位面积上作用的切向力为切应力 (shear stress)

$$\tau = \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta F}{\Delta A} \quad (1-30)$$

压强和切应力的单位都是 Pa ($1\text{Pa}=1\text{N}/\text{m}^2$)。

其实，界面通过 M 点的脱离体的取法有无穷多种，它们在 M 点的界面方位有无穷多种可能性，该点的压强和切应力的大小不仅与其位置 (x, y, z) 有关，也与所取界面的方位有关。这个问题将在第二章和第四章中进一步介绍。

第四节 水力学发展史简介

人类对流体流动特别是水流运动规律的认识最早来自水利和航海工程中的实践，都江堰和大运河是我国古代水利工程成就的突出代表。然而从这些工程实践中得到的宝贵的经验，在很长时期里未能上升为水力学的理论。

阿基米德在公元前 3 世纪提出的浮力定律被认为是水力学和流体力学理论的起源。此后直到文艺复兴时期，水力学和流体力学的理论才真正开始蓬勃发展起来。下面列举水力学和流体力学发展史上一些标志性的成果。

15 世纪，达·芬奇 (1452—1519) 归纳出恒定流动的连续性原理。1628 年，卡斯特里 (1577—1644) 重新发现该原理。1647 年，帕斯卡通过现场测量，提出流体静力学的基本关系式。1678 年，牛顿最早提出内摩擦力的计算公式。1732 年，H. 皮托 (1695—1771) 发明了可用于测量流速的皮托管。1738 年，D. 伯努利提出了伯努利方程。1752 年，达朗伯提出了连续性方程。1769 年，谢才建立了谢才公式。1775 年，欧拉建立了理想流体的运动方程，他因此被认为是理论流体力学的奠基人。1781 年拉格朗日引入了流函数的概念，此后他进一步完善了势流的理论。1797 年，文丘里发明了测量流量的文丘里管。

1823 年和 1845 年，纳维尔和斯托克斯各自独立地建立了粘性流体的运动方程。1839 年和 1840 年，哈根和泊肃叶研究了细管中的层流。1856 年，达西通过实验总结出渗流的达西定律。1860 年，亥姆霍兹提出了流体微团的运动分解定理。1883 年，雷诺发现了层流和紊流，他在 1894 年建立了雷诺方程组，提出了雷诺应力的概念。

1904 年，普朗特提出了边界层理论，从此水力学与理论流体力学日趋紧密结合。1912

年,冯·卡门研究了卡门涡街的稳定性。1932年,德莱顿首次用他发明的热线流速仪测量的紊流的脉动速度。1933年,尼古拉兹完成了著名的管道流动和阻力的尼古拉兹实验。1947年,计算机首次被用于流动的数值模拟,从此诞生了计算流体力学和计算水力学。

水力学曾经被认为是一个侧重一维流动分析方法的学科。一维流动的三大方程为连续性方程、能量方程和动量方程,以及这些方程的应用,仍然是我们教材中的主要内容。但如今现代水力学的研究对象包括越来越多的二、三维流动问题,流体力学的理论和研究方法被引入水力学中,理论分析、试验研究和数值计算是现代水力学的三个基本手段,本书介绍的流体力学基本微分方程组、平面势流理论、边界层理论和流动相似原理等内容提供了一些入门的知识。

习 题

1-1 已知 20°C 时海水的密度 $\rho=1.03\text{g}/\text{cm}^3$,试用国际单位制单位(kg/m^3)表示其密度值,并求其相对密度和重度。

1-2 20°C 时水的重度为 $9.789\text{kN}/\text{m}^3$, $\mu=1.005\times 10^{-3}\text{N}\cdot\text{s}/\text{m}^2$,求其运动粘度 ν 。 20°C 时空气的重度 $=11.82\text{N}/\text{m}^3$, $\nu=0.150\text{cm}^2/\text{s}$,求其动力粘度 μ 。

1-3 设水的体积模量 $K=2.19\times 10^9\text{Pa}$,试问压强改变多少时,其体积才可相对压缩1%?

1-4 试根据图1-10所示管道断面流速分布确定作用于脱离体A上下表面的流体切应力的方向。

1-5 如图1-11所示,两距离为 Δ 的平行边界的缝隙内充满动力粘度为 μ 的液体,其中有一面积为A的极薄的平板以速度 u 平行移动, x 为平板距上边界的距离,缝隙内的流速按直线分布。求:拖动平板前进所需的拖力 T 。

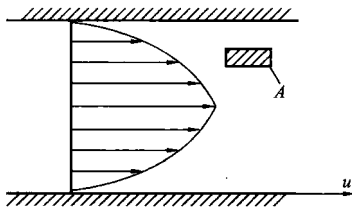


图1-10 题1-4图

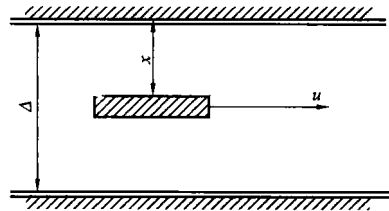


图1-11 题1-5图

1-6 已知活塞的直径 $d=0.14\text{m}$,长度 $l=0.16\text{m}$ 。活塞在汽缸内作往复运动,活塞与汽缸内壁的间隙 $\delta=0.4\text{mm}$,其间充满着 $\mu=0.1\text{Pa}\cdot\text{s}$ 的润滑油。活塞运动速度 $u=1.5\text{m}/\text{s}$,润滑油在间隙中的速度按线性分布。求活塞上所受到的摩擦阻力。

1-7 如图1-12所示,水流在平板上运动,靠近板壁附近的流速呈抛物线分布, E 点处 $du/dy=1.0\text{s}^{-1}$,水的运动粘度 $\nu=1.0\times 10^{-6}\text{m}^2/\text{s}$ 。试求 $y=0, 2, 4\text{cm}$ 处的切应力(提示:先设流速分布 $u=Ay^2+By+C$,利用给出的条件确定待定常数 A, B, C)。

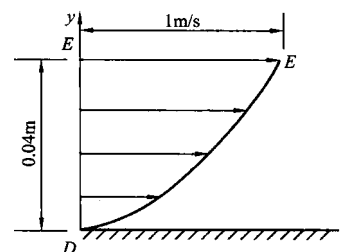


图1-12 题1-7图