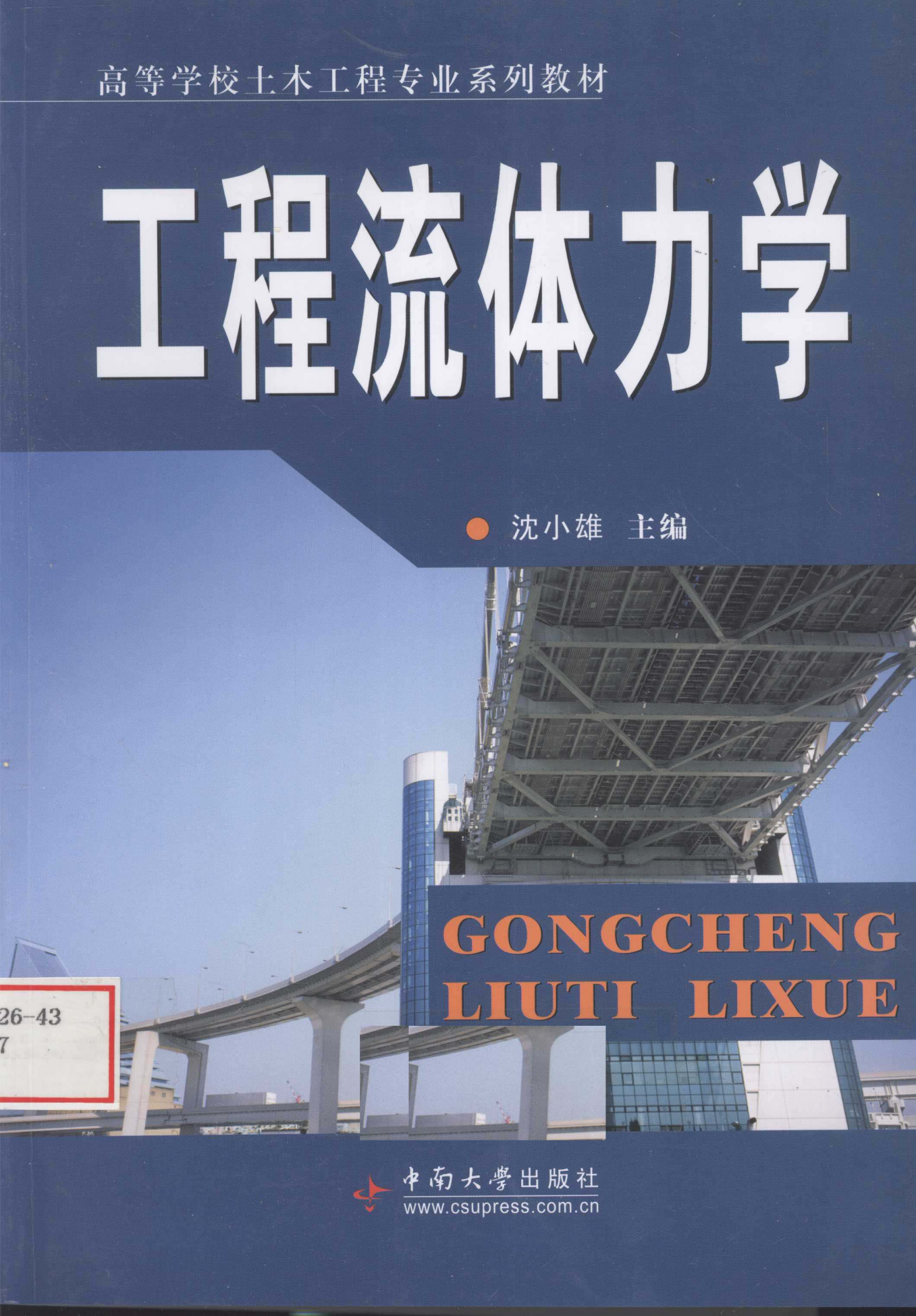


高等学校土木工程专业系列教材

# 工程流体力学

● 沈小雄 主编



GONGCHENG  
LIUTI LIXUE

26-43

7



中南大学出版社

[www.csupress.com.cn](http://www.csupress.com.cn)

# 工程流体力学

主 编 沈小雄  
副主编 王西峰 易 文

中南大学出版社  
[www.csupress.com.cn](http://www.csupress.com.cn)

---

**图书在版编目(CIP)数据**

工程流体力学/沈小雄主编. —长沙:中南大学出版社,2009  
普通高等学校土木工程专业规划教材  
ISBN 978-7-81105-837-6

I. 工... II. 沈... III. 工程力学:流体力学-高等学校-教材  
IV. TB126

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2010)第 000593 号

---

**工程流体力学**

主 编 沈小雄  
副主编 王西峰 易 文

- 
- 责任编辑 刘 辉  
责任印制 文桂武  
出版发行 中南大学出版社  
社址:长沙市麓山南路 邮编:410083  
发行科电话:0731-88876770 传真:0731-88710482  
印 装 长沙利君漾印刷厂

- 
- 开 本 787×1092 1/16 印张 12.25 字数 320 千字  
版 次 2010 年 1 月第 1 版 2010 年 1 月第 1 次印刷  
书 号 ISBN 978-7-81105-837-6  
定 价 25.00 元
- 

图书出现印装问题,请与经销商调换

# 前 言

---

.....

本书是根据高等学校土建类专业流体力学教学基本要求,结合长期的教学实践并吸收国内外相关教材的优点,为土木类专业、给水排水专业编写的少学时的工程流体力学(水力学)教材。全书以恒定不可压缩流体为主要研究对象,系统地阐述了工程流体力学的基本概念、基本理论和基本工程应用。编写过程中,体现加强基础理论、拓宽基础知识面、按大类培养的教学改革思想,力求贯彻“循序渐进”和“少而精”的原则精选教材内容;力求做到概念清晰,重点突出,语言简洁,便于教学和适当反映本学科的发展趋势;力求通过简单的工程应用实例和计算工程问题的训练,达到培养工程应用能力的目的;力求在保留部分传统算法的基础上,以迭代计算法代替传统的图表计算法。

本教材可作为高等院校土木工程、给水排水工程、市政工程、环境工程、地质工程等有关专业的工程流体力学(水力学)课程的教材,也可作为全国注册结构工程师考试的参考书。由于书中包含了土木类各专业所需的内容,在使用时可根据专业要求和学时的多少作必要的取舍。

本教材由长沙理工大学沈小雄主编,湖南科技大学王西峰、中南林业科技大学易文任副主编。参加编写工作的有沈小雄(第1、3、4章),王西峰(第6章),易文(第2章),韩振英(第7、9章),李梦成(第8章),韩智明(第5章)。

由于编者水平所限,教材中若有疏漏或不足之处,恳请读者批评指正。

编者  
2009年9月

## 目 录

第1章 绪论 .....	(1)
1.1 概 述 .....	(1)
1.2 连续介质假设 .....	(1)
1.3 流体的主要物理性质 .....	(2)
1.4 作用在流体上的力 .....	(6)
1.5 流体力学的研究方法 .....	(7)
第2章 流体静力学 .....	(10)
2.1 流体静压强及其特性 .....	(10)
2.2 流体平衡微分方程式 .....	(11)
2.3 流体静力学基本方程 .....	(14)
2.4 作用于平面上的流体总压力 .....	(16)
2.5 作用于曲面上的液体总压力 .....	(19)
2.6 潜体、浮体及平衡 .....	(22)
第3章 流体动力学理论基础 .....	(28)
3.1 描述流体运动的方法 .....	(28)
3.2 流体运动的一些基本概念 .....	(29)
3.3 恒定总流的连续性方程 .....	(33)
3.4 恒定总流的能量方程 .....	(34)
3.5 恒定总流的动量方程 .....	(41)
第4章 因次分析与相似原理 .....	(52)
4.1 因次分析 .....	(52)
4.2 流动相似的理论基础 .....	(56)
4.3 模型实验 .....	(61)
第5章 流动阻力及水头损失 .....	(63)
5.1 流动阻力和水头损失的分类 .....	(63)
5.2 粘性流体运动的两种型态 .....	(66)

5.3	圆管中的层流运动规律	(68)
5.4	紊流概述	(70)
5.5	沿程水头损失系数的变化规律	(76)
5.6	均匀流沿程水头损失的计算	(80)
5.7	局部水头损失	(82)
<b>第6章</b>	<b>孔口、管嘴出流和有压管流</b>	<b>(90)</b>
6.1	孔口、管嘴恒定出流	(90)
6.2	短管水力计算	(95)
6.3	长管的水力计算	(101)
6.4	有压管道中的水击现象	(112)
<b>第7章</b>	<b>明渠恒定流</b>	<b>(121)</b>
7.1	概 述	(121)
7.2	明渠均匀流的特性及水力计算	(122)
7.3	明渠均匀流水力计算中的几个问题	(127)
7.4	明渠恒定非均匀流的基本概念	(130)
7.5	明渠非均匀急变流——水跃与水跌	(138)
7.6	明渠恒定非均匀渐变流的基本微分方程	(144)
7.7	棱柱体渠道中恒定非均匀渐变流水面曲线定性分析	(145)
7.8	棱柱体渠道中恒定非均匀渐变流水面曲线定量计算	(151)
<b>第8章</b>	<b>堰 流</b>	<b>(155)</b>
8.1	堰流的定义及其分类	(155)
8.2	堰流的基本公式	(158)
8.3	堰流的水力计算	(159)
<b>第9章</b>	<b>渗 流</b>	<b>(168)</b>
9.1	渗流的基本概念	(168)
9.2	渗流的基本定律	(169)
9.3	地下水的恒定均匀渗流与非均匀渐变渗流	(172)
9.4	非均匀渐变渗流的浸润曲线	(173)
9.5	井和井群	(176)
<b>参考文献</b>		<b>(184)</b>

# 第1章 绪论

## 1.1 概述

工程流体力学是研究流体平衡和机械运动的力学规律及其在工程中的应用的一门科学。

工程流体力学的研究对象是流体，流体是液体和气体的统称。

流体与固体的主要差别在于它们对外力的抵抗能力不同。固体能保持一定的形状和体积，能抵抗拉力、压力和剪切力。流体由于分子间距离较大，内聚力很小，几乎不能承受拉力；静止的流体不能抵抗剪切力，即使在很小的剪切力作用下，静止流体都将发生连续不断的变形运动，直到剪切力消失为止，这称为流体的易流动性。液体与气体的主要差别在于气体易于压缩，而液体不易压缩。当所讨论的气流流速远小于音速时，气体的密度变化很小，气流的运动规律与液流的相同。

工程流体力学在许多工程问题中都有广泛的应用，在土建工程中也会碰到大量与流体平衡及运动规律有关的工程技术问题。例如：在设计和布置城市工业用水和生活用水的管路系统时，涉及取水口的布置、管路布置、水管直径及水塔高度的计算等一系列工程流体力学的问题；在铁路、公路、桥梁、航道及港口建设中，需要讨论桥涵孔径设计、路基排水、隧道通风及排水等计算问题；在房屋建筑工程中，还会遇到地下水的运动、基础和围堰的渗流、风荷载对构筑物的作用等问题。对于低速气流运动，在实际应用中只要注意气体与液体的物理参数不同，仍可以用工程流体力学的基本理论加以讨论。

## 1.2 连续介质假设

从分子运动的角度看，流体是由许多不连续的、做无规则热运动的分子所组成。例如在标准状态下，每  $1 \text{ mm}^3$  的水，约有  $3.34 \times 10^{19}$  个水分子，分子之间的间距约为  $3 \times 10^{-7} \text{ mm}$ 。因而，流体分子运动的物理量（如流速、压强等）的空间分布和时间过程是不连续的。然而，我们用眼睛看到的大江大河的水流运动是奔腾不息、连续不断的，宏观上明显地呈现出均匀性、连续性和确定性。工程流体力学就是从宏观的角度研究流体的机械运动，而不考虑流体分子的微观运动。

为了描述众多流体分子微观运动的统计平均状况，特引入流体质点的概念。所谓流体质点是指微观上足够大而宏观上又充分小的流体微团。微观上足够大是指流体微团内包含足够的分子，它们的运动物理量的统计平均值是一个稳定的数值；宏观上充分小是指微团的宏观尺寸远远小于所研究问题的特征尺度（如河宽、河长、管道尺度等），使得微团内平均物理量可以看成是均匀分布的，可将它近似地看成是一个几何上没有维度的点。欧拉（Euler, 1753）首先提出了连续介质模型，即把流体看作由无数没有微观运动的质点组成的没有空隙的连续体，并且认为表征流体运动的各物理量（例如密度、速度、压强等）在空间和时间上都

是连续分布和连续变化的。

连续介质模型对于解决一般工程的流体力学问题是可行的,但对于掺气水流、空穴现象等少数特殊问题,连续介质模型已不再适用。

### 1.3 流体的主要物理性质

流体机械运动的规律不仅与作用于流体的外部因素及边界条件有关,还取决于流体本身所具有的物理性质。

#### 1. 惯性、质量与密度

流体与其他任何物体一样具有惯性,惯性是保持物体原有运动状态的性质,改变物体的运动状态,必须克服惯性的作用。表示惯性大小的物理量是质量,流体的质量越大,惯性也越大。单位体积流体所含有的质量称为流体的密度,以符号  $\rho$  表示。密度分布均匀的流体称为均质流体,否则称为非均质流体。实际工程中遇到的流体问题大都是按均质流体对待的。

若某均质流体质量为  $m$ , 体积为  $V$ , 则其密度为  $\rho = \frac{m}{V}$ , 密度的量纲为  $ML^{-3}$ , 国际单位为  $kg/m^3$ 。

流体的密度一般取决于流体的种类、温度和压强。在压强变化不太大时,密度主要随温度而变化(见表 1-1),在水利工程、土木工程中的大多数水力计算问题中,通常视密度为常数,采用在一个标准大气压下,温度为  $4^{\circ}C$  时的蒸馏水密度来计算,此时,  $\rho = 1\ 000\ kg/m^3$ 。

表 1-1 在 1 个标准大气压下不同温度时水和空气的密度 ( $kg/m^3$ )

温度/ $^{\circ}C$	0	10	20	30	40	60	80	100
水	999.8	997.7	998.2	995.7	992.2	983.2	971.8	958.4
空气	1.293	1.248	1.205	1.165	1.128	1.060	1.000	0.946

#### 2. 粘性与粘性系数

静止流体不能承受切应力,如果受到切应力的作用,流体就产生连续变形,表现出流动性。对于运动的流体,当流体质点之间存在着相对运动时,会产生内摩擦力抵抗其相对运动。流体在流动状态下以内摩擦力的形式抵抗其相对运动的能力称为粘性。粘性是流体固有的特性,是流体运动产生能量损失的根源。

内摩擦力、粘性、变形之间的关系可以通过液体沿固体壁面作二元平行直线运动来分析。如图 1-1 所示,流体沿某个固体平面壁作平行的直线运动,设流体质点是有规则地一层一层向前运动而不相互混掺(这种流动状态称为层流运动)。紧靠固体壁面的液体质点由于附着力的作用粘附在壁面上,流速为零。受粘性影响,底层流体流速较小,离开固体边界越远的流层受固壁的约束作用越小,流速越大。现取出一高度为  $dy$  的矩形微元体,设距固体边界为  $y$  处的流速为  $u$ ,在相邻的  $y + dy$  处的流速为  $u + du$ ,由于两相邻流层的流速不同,在两流层之间将成对出现切向阻力,称为内摩擦力  $F$ 。由实验得知

$$F = \eta A \frac{du}{dy} \quad (1-1)$$



式中： $\eta$  为粘性系数或动力粘度。

若以  $\tau = \frac{F}{A}$  表示单位面积上的内摩擦力，即粘性切应力，则

$$\tau = \eta \frac{du}{dy} \quad (1-2)$$

式(1-1)和式(1-2)由牛顿提出后经过大量实验验证，称为牛顿内摩擦定律。 $\frac{du}{dy}$  为流速梯度。

设在瞬时  $t$ ，矩形微元体位于  $ABCD$  处(如图 1-2 所示)，由于该流层的上、下两表面存在着流速差  $du$ ，经过  $dt$  时段，运动到新的位置  $A'B'C'D'$ ，产生了剪切变形(或角变形)， $AB$  边及  $CD$  边都转动了  $d\theta$  角，以  $dt$  除  $d\theta$ ，可得剪切变形速度为  $d\theta/dt$ 。因为  $dt$  为微分时段，角变位  $d\theta$  亦为微量，故可认为  $d\theta \approx \tan(d\theta) = \frac{du \cdot dt}{dy}$ ，则单位时间内所发生的剪切变形为：

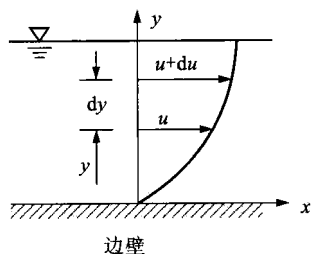


图 1-1 流速分布图

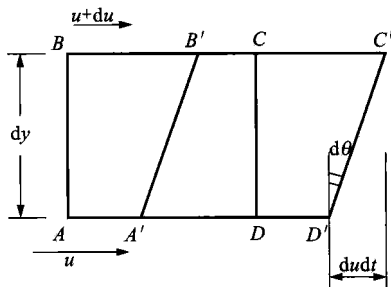


图 1-2 剪切变形示意图

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{du}{dy} \quad (1-3)$$

式(1-3)表明， $\frac{du}{dy}$  既描述了流层之间的相对运动，又是流体的剪切变形速率(角速率)。

故牛顿内摩擦定律也表明流体在作层流运动时，粘性切应力与流体的剪切变形速率成正比。

流体粘度  $\eta$  反映了流体粘性的大小， $\eta$  越大，则粘性越大，流体抵抗剪切变形的能力就越大。 $\eta$  的单位为  $\text{Pa} \cdot \text{s}$ 。 $\eta$  的数值随流体种类不同而不同，并随压强、温度变化而变化。对常见的流体，如水、气体等，粘度随压强的变化不大，一般可忽略不计。温度是影响粘度的主要因素。当温度升高时，液体的粘度减小，气体的粘度增加。产生这一差别的原因是由于液体和气体的微观结构不同，对于液体来说内聚力是产生粘度的主要因素，当温度升高，分子间距离增大，吸引力减小，因而使剪切变形速度所产生的切应力减小，所以粘度减小；对于气体，气体分子间距离大，内聚力很小，所以粘度主要是由气体分子运动动量交换的结果所引起的，温度升高，分子运动加快，动量交换频繁，所以粘度增加。

在工程流体力学中，也将动力粘度与密度的比值定义为运动粘度  $\nu$ ，即  $\nu = \frac{\eta}{\rho}$ 。这一名称来源于它具有运动学的量纲( $\text{L}^2/\text{T}$ )，运动粘度综合反映流体的粘性和惯性( $\rho$ )性质。

对于水,运动粘度可按下列经验公式计算:

$$\nu = \frac{0.01775}{1 + 0.0337t + 0.000221t^2} \quad (1-4)$$

式中,  $t$  为水温, 以 $^{\circ}\text{C}$ 计,  $\nu$  以  $\text{cm}^2/\text{s}$  计。

在一个标准大气压条件下, 不同温度时水和空气的粘度数值分别见表 1-2 和表 1-3。

表 1-2 水的动力粘度与运动粘度

温度/ $^{\circ}\text{C}$	$\eta/(10^{-3}\text{Pa}\cdot\text{s})$	$\nu/(10^{-6}\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1})$	温度/ $^{\circ}\text{C}$	$\eta/(10^{-3}\text{Pa}\cdot\text{s})$	$\nu/(10^{-6}\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1})$
0	1.792	1.792	40	0.653	0.658
5	1.519	1.519	45	0.595	0.601
10	1.307	1.307	50	0.547	0.553
15	1.139	1.139	60	0.466	0.474
20	1.002	1.003	70	0.404	0.413
25	0.890	0.893	80	0.354	0.364
30	0.798	0.800	90	0.315	0.326
35	0.718	0.722	100	0.282	0.294

表 1-3 空气的动力粘度与运动粘度

温度/ $^{\circ}\text{C}$	$\eta/(10^{-3}\text{Pa}\cdot\text{s})$	$\nu/(10^{-6}\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1})$	温度/ $^{\circ}\text{C}$	$\eta/(10^{-3}\text{Pa}\cdot\text{s})$	$\nu/(10^{-6}\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1})$
0	1.71	13.2	80	2.09	20.9
10	1.76	14.1	100	2.18	23.0
20	1.81	15.0	120	2.26	25.2
30	1.86	16.0	140	2.34	27.4
40	1.90	16.8	160	2.43	29.8
60	2.00	18.8	200	2.59	34.6

牛顿内摩擦定律是工程流体力学的重要定律, 适用于流体作层流运动的情况。凡是符合牛顿内摩擦定律的流体称为牛顿流体, 否则为非牛顿流体。牛顿流体与非牛顿流体的切应力与流速梯度的关系如图 1-3 所示。

从图中可知, 在温度不变的条件下, 牛顿流体的  $\tau$  与  $du/dy$  为一斜率不变的直线(直线 A), 说明其剪切应力与剪切变形速度成正比, 当剪切变形速度为零时, 内摩擦切应力也为零。其余的曲线都表示非牛顿流体, 其中对于宾厄姆塑性流体(这类流体包括泥浆、血浆等), 只有当切应力达到某一值时, 才开始剪切变形(直线 B), 但  $\tau$  与  $du/dy$  的关系为线性的; 拟塑性流体(这类流体包括尼龙、橡胶溶液、颜料、油漆等)及膨胀性流体(如生面团, 浓淀粉糊等)的  $\tau$  与  $du/dy$  的关系均是非线性的(曲线 C 和 D)。本书只讨论牛顿流体。

特别需要强调的是：粘性对流体运动的影响十分重要而且极其复杂，它使得研究和分析流体的运动规律变得非常困难。为了简化问题，便于从理论上研究和分析流体的运动，在工程流体力学中引入了“理想流体模型”。理想流体是指无粘性的流体简化模型，即设  $\eta = 0$  的流体。在理想流体的假定下进行理论分析，从理论上求得流体运动规律，借以揭示实际流体运动的规律和趋势，然后再用实验研究检验并修正由于没有考虑粘性所引起的理论分析结果的误差。

### 3. 压缩性和压缩系数

流体不能承受拉力，但可以承受压力。流体受压导致宏观体积减小，密度增大，这种性质称为流体的压缩性。除去压力后流体体积和密度能够恢复原状，这种性质称为流体的弹性。

流体的压缩性以体积压缩系数  $\beta$  度量。若压缩前流体的体积为  $V$ ，压强增加  $dp$  以后，体积减小  $dV$ ，则其体积相对压缩值为  $-dV/V$ 。体积压缩系数定义为

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

$\beta$  单位为  $m^2/N$ 。 $\beta$  越大，表明流体越易压缩。因流体的体积随压强增大而减小， $dV$  与  $dp$  的符号相反，故上式右端有一负号。

流体被压缩时其质量并不改变，故

$$dm = d(\rho V) = \rho dV + Vd\rho = 0$$

因而有

$$\beta = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dp} \quad (1-6)$$

体积压缩系数的倒数定义为体积弹性系数(弹性模量) $E$ ，即

$$E = \frac{1}{\beta} \quad (1-7)$$

$E$  的单位为  $N/m^2$ 。不同种类的流体具有不同的  $\beta$  值和  $E$  值。同一种流体， $\beta$  值和  $E$  值随温度和压强略有变化。

水的压缩性很小，在  $10^\circ\text{C}$  时体积弹性模量  $E \approx 2.10 \times 10^9 \text{N/m}^2$ ，也就是说每增加一个大气压，水体积相对压缩量约为  $1/20\,000$ 。工程上一般都忽略水的压缩性，视水的密度为常数。但在某些特殊情况下，如讨论管道中的水击问题时，由于压强变化很大，需要考虑水的压缩性。

气体的压缩性都很大，但是在气体流速不高，压强变化较小、温度较低场合，气体的压缩性对气流流动的影响可以忽略，则可以不考虑压缩性的影响。例如，在一个标准大气压下，当空气的速度等于  $68 \text{m/s}$  时，密度的相对变化约为  $1\%$ ，在土木工程流体计算中一般可以忽略。

可以忽略压缩性的流体称为不可压缩流体，或者说密度保持为常数的流体为不可压缩流

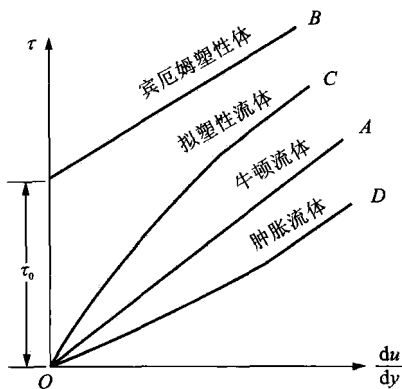


图 1-3 牛顿流体与非牛顿流体

体,由此引入一种简化分析模型,称为“不可压缩流体模型”。

#### 4. 表面张力与表面张力系数

当液体与其他流体或固体接触,出现自由表面时,自由表面上液体分子由于受两侧分子引力不平衡,使自由表面上液体分子受到极其微小的拉力,呈现出收缩的趋势,这种拉力称为表面张力。表面张力的大小,用表面张力系数 $\sigma$ 度量。 $\sigma$ 是指自由表面单位长度上所受的拉力,单位为N/m。 $\sigma$ 的值随流体种类和温度而变化,在20℃时,对于水 $\sigma=0.074$  N/m,对于水银 $\sigma=0.54$  N/m。

表面张力是仅在流体自由表面上存在的局部水力现象,其值很小,一般情况下可忽略不计,仅当研究某些特殊问题时,如水深很小的明渠水流和堰流等,其影响才不能忽略。此外,细口径管子中的流体表面张力的影响十分显著,细玻璃管内的毛细现象使水柱升高或汞柱降低(如图1-4),对液位和压强量测造成误差,有自由表面和较大曲率的小流量运动和微小水滴形成的球状,这些情况下表面张力的影响也必须考虑。

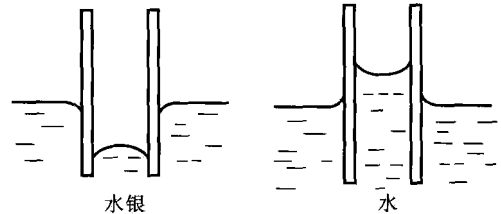


图1-4 毛细现象

#### 5. 汽化压强

液体分子逸出液面,向空间扩散的过程称汽化,液体汽化为蒸汽。汽化的逆过程称凝结,蒸汽凝结为液体。在封闭容器中的液体,汽化与凝结同时存在,当单位时间内汽化的分子数等于凝结的分子数时,宏观的汽化现象亦即停止,此时容器中的蒸汽称饱和蒸汽,相应的液面压强称饱和蒸气压强或汽化压强。液体的汽化压强与温度有关,水的汽化压强列于表1-4。

表1-4 在1个标准大气压下不同温度时水的汽化压强(kPa)

温度/℃	0	10	20	30	40	60	80	100
汽化压强(绝对压强)	0.61	1.23	2.34	4.24	7.38	19.92	47.34	101.33

汽化压强的大小在工程中有实际意义。当水中某处的绝对压强低于当地的汽化压强时,从水中分离出来的气体和汽化的蒸汽,将生成大量的气泡。这些气泡随水流从低压区流向高压区,在高压作用下,气泡突然溃灭,周围的高压水便以极高的速度冲向气泡溃灭点,造成很大的压力且集中在很小的面积上。

综上所述,流体的各种物理特性都不同程度地影响着流体的运动,其中惯性、重力和粘滞性对流体运动有重要的影响,而流体的可压缩性、表面张力只有在一些特殊问题中才需要考虑,请注意区分。

## 1.4 作用在流体上的力

无论是处于静止状态或运动状态的流体,都受到各种力的作用。按作用的方式,作用于

流体上的力可归纳为表面力和质量力两大类。

表面力作用在所研究流体表面且与作用面面积成正比，它是相邻流体或其他介质作用的结果。常用单位面积上所受的表面力，即应力的概念进行分析。通常，表面力与作用面呈任意角度，可以将其分解为与流体表面相垂直的法向力和与流体表面相切的切向力。由于流体不能承受拉力，故法向力只能是压力。若作用在面积为  $A$  的物体表面的压力为  $P$ ，切向力为  $F_s$ ，则平均压应力  $p$  和平均切应力  $\tau$  分别为

$$p = \frac{P}{A} \quad (1-8)$$

$$\tau = \frac{F_s}{A} \quad (1-9)$$

设作用在流体某微小面积  $\Delta A$  上的压力为  $\Delta P$ ，切力为  $\Delta F_s$ ，根据连续介质假设，压应力  $p$ （称为压强）和切应力  $\tau$  分别为

$$p = \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta P}{\Delta A} \quad (1-10)$$

$$\tau = \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta F_s}{\Delta A} \quad (1-11)$$

压强和切应力的单位为 Pa。对于静止流体和理想流体，切向力均为零，即  $\tau = 0$ 。

质量力作用在流体内部每个流体质点上且与流体的质量成正比。重力、惯性力都是质量力。对于某一均质流体，其质量为  $m$ ，作用于其上的总质量力为  $F$ ，则

$$f = \frac{F}{m} \quad (1-12)$$

$f$  称为单位质量力，具有与加速度相同的量纲  $[L/T^2]$ 。设总质量力在直角坐标轴上的投影分别为  $F_x, F_y, F_z$ ，记单位质量力  $f$  在  $x, y, z$  坐标轴上的投影分别为  $f_x, f_y, f_z$ ，则

$$f_x = \frac{F_x}{m}, f_y = \frac{F_y}{m}, f_z = \frac{F_z}{m} \quad (1-13)$$

## 1.5 流体力学的研究方法

工程流体力学的研究方法有理论分析、实验研究和数值模拟三种。这三种方法互为补充，相辅相成。

### 1.5.1 理论分析

理论分析是通过对流体物理性质和流动特性的科学抽象(近似)，抓住影响流体运动的主要因素，提出合理的理论模型。对这样的理论模型，根据机械运动的普遍规律(如质量守恒定律、机械能转化与守恒定律、动量守恒定律、牛顿运动第二定律、热力学定律等)，结合流体运动的特点，建立控制流体运动的方程组，将原来的具体流动问题转化为数学问题，在相应的边界条件和初始条件下求解。理论研究方法的关键在于提出理论模型，并能运用数学方法求出理论结果，达到揭示流体运动规律的目的。理论分析得到的结果，需要受到实践的检验，而且由于数学上的困难，许多实际流动问题还难以精确求解。

### 1.5.2 实验研究方法

工程流体力学是一门理论和实践紧密结合的基础学科,其发展史上有许多通过实验了解水流现象、寻求水流运动规律的例子,如著名的雷诺实验、尼古拉兹实验等,都是由实验得来的。至今,工程中的许多问题,即使能用现代理论分析与数值计算求解的,最终还要借助实验检验和修正。

实验研究在工程流体力学中占有极为重要的地位,实验研究方法是通过具体流体的观测,认识流体运动规律。工程流体力学的实验方法主要有三个方面:一是原型观测,在野外或工程建筑物现场,对流体运动进行直接观测;二是模型实验,以相似理论和因次分析法为指导,在实验室里模拟实际工程的条件,预演或重演流体运动现象,在模型上得出流体的运动规律,再把模型实验成果按照相似关系换算为原型的成果;三是系统实验,在实验室内造成某种边界条件下的流体运动,进行系统观测,从中找出规律。

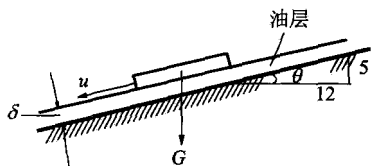
### 1.5.3 数值研究方法

数值方法是在计算机应用的基础上,采用各种离散化方法(有限差分法、有限元法等),建立各种数值模型,通过计算机进行数值计算和数值实验,最终获得定量描述流场的数值解。数值计算方法已能有效、迅速、较为准确地求解工程流体力学中的一些复杂的数学问题。随着计算机技术的发展,这一方法已发展成为一门交叉学科——计算流体力学。

理论分析、模型实验、数值计算三种方法互为补充,相互促进,为工程流体力学理论的飞速发展和解决复杂的工程流体力学问题奠定了基础。

## 思考题

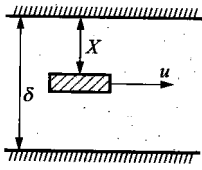
1. 容器中盛有静止液体,此时液体所受到的单位质量力为多少?
2. 假设水的体积模量  $K = 2.2 \times 10^6$  kPa,欲使其体积减小 0.4%,问需要增加多大的压强?
3. 当压强的增量为  $50 \text{ kN/m}^2$ ,某种液体的密度增长 0.02%,试求该液体的体积模量。
4. 如习题图 1-1 所示,平板面积为  $50 \times 50 \text{ cm}^2$ ,厚度为  $1.0 \text{ cm}$ ,质量  $m = 5 \text{ kg}$ ,沿着涂有厚度  $\delta = 1.0 \text{ mm}$  油的斜面向下做等速运动,其速度  $u = 1.0 \text{ m/s}$ ,带动油层的运动速度呈直线分布,油的密度  $\rho = 950 \text{ kg/m}^3$ ,求油的动力粘度和运动粘度。
5. 某种液体充满两平行边界的缝隙  $\delta$  内,液体的动力粘度为  $\eta$ ,有一面积为  $A$  的极薄的平板以速度  $u$  平行于平板移动。 $x$  为平板距上边界的距离(习题图 1-2),求:平板所受的拖力  $T$ (缝隙内的流速按直线分布)。



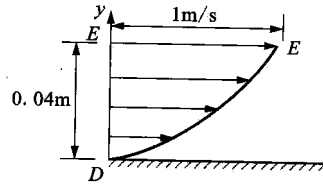
习题图 1-1

6. 水流在平板上运动(习题图 1-3),流速分布曲线  $DE$  为抛物线形, $E$  点为抛物线端点, $E$  点处  $\frac{du}{dy} = 0$ ,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  $A, B, C$ 。  
 $(\tau_0 = 5 \times 10^{-2} \text{ Pa}; \tau|_{y=0.02} = 2.5 \times 10^{-2} \text{ Pa}; \tau|_{y=0.04} = 0)$



习题图 1-2



习题图 1-3

## 第2章 流体静力学

流体静力学研究流体处于静止或相对平衡时的规律及其在工程中的应用。流体的静止状态指流体相对于静止坐标系没有发生相对运动。流体的相对平衡指流体对某参考坐标系无相对运动。流体处于静止或相对平衡状态时，流体之间没有相对运动，粘性作用没有表现出来，因而也没有内摩擦力的作用。本章主要涉及流体的静止状态。

### 2.1 流体静压强及其特性

#### 2.1.1 流体静压强

由于流体不能承受拉力，静止状态时不存在切应力；流体与流体之间、流体与固体之间的相互作用，只有压应力，通常称之为流体静压强，以  $p$  表示。流体静压强  $p$  的单位为  $\text{N}/\text{m}^2$  或  $\text{kN}/\text{m}^2$ ，也可以相应用  $\text{Pa}$  或  $\text{kPa}$  表示。

#### 2.1.2 流体静压强的特征

##### 1. 流体静压强的方向与受压面垂直并指向受压面

取一静止状态的流体，如图 2-1 所示，假想用任意截面  $N-N'$  把它切开成两个部分 [图 2-1(a)]。假如把  $N-N'$  面上面的“Ⅰ”部分拿开，则该部分流体对“Ⅱ”部分产生作用。为了保持平衡，就必须在  $N-N'$  面上加上与“Ⅰ”部分的作用相当的力来代替。设该力为  $P$ ，把  $P$  分解成垂直于作用面和与作用面相切的两个分力 [图 2-1(b)]。因为静止流体不能抵抗切力，切向分力必然破坏平衡，所以  $P$  只能向内垂直于切面(作用面)。

如果  $P_n$  不是指向作用面，而是指向作用面的外法线方向 [图 2-1(c)]，则流体将受到拉力，平衡被破坏。

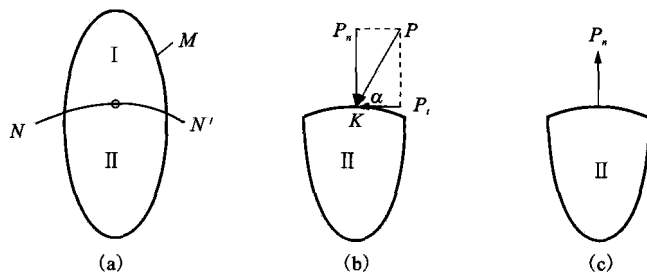


图 2-1 平衡流体的分离

##### 2. 作用于同一点上各方向的流体静压强大小相等

在静止流体内任意取微元四面体  $OABC$  (图 2-2)，其边长分别为  $dx$ ,  $dy$ ,  $dz$ ，且平行于



相应坐标, 斜面  $ABC$  为任意方向。由于静止流体无剪切力, 作用于四面体的表面力只有垂直于各个表面上的压力。设作用于各表面上的流体静压强分别为  $p_x, p_y, p_z, p_n$ , 作用于四面体上的单位质量力为  $f$ , 它在  $x, y, z$  坐标轴上的分量分别为  $f_x, f_y, f_z$ 。根据平衡条件, 四面体处于静止状态时, 各坐标轴方向的作用力之和均分别为零。以  $x$  方向为例, 得

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

式中  $dA_n$  为斜面  $ABC$  的面积,  $\cos(\vec{n}, x)$  表示斜面外法线与  $x$  轴正向夹角的余弦。容易看出,  $dA_n \cos(\vec{n},$

$x) = \frac{1}{2} dy dz$ 。当  $dx, dy, dz$  趋于零, 即四面体缩小到  $O$  点时, 上式中左边第一项为三阶微量, 第二、三项为二阶微量。因此必然有  $p_x = p_n$ 。同理, 在  $y, z$  方向, 可得  $p_y = p_n, p_z = p_n$ 。所以

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

因为  $n$  的方向是任意的, 所以上式说明了流体内同一点流体静压强的大小在各个方向均相等。一般来说, 流体内各点的压强分布是不均匀的, 因此任一点的压强仅是坐标的函数而与作用面的方位无关, 即

$$p = p(x, y, z) \quad (2-2)$$

## 2.2 流体平衡微分方程式

### 2.2.1 流体平衡微分方程——欧拉平衡微分方程

从静止或相对平衡状态的流体中取出一个微元平行六面体, 边长为  $dx, dy, dz$ , 分析作用于六面体上的各种力之间的关系式。

如图 2-3 所示, 设微元六面体中心点  $M$  的坐标为  $M(x, y, z)$ 。作用在中心点上的流体静压强为  $p$ 。考虑到液体中应力变化的连续性, 作用在  $ABCD$  面上形心点  $M'(x - \frac{dx}{2}, y, z)$  的

压强可用泰勒级数表示, 忽略高阶微量后为  $p - \frac{\partial p}{\partial x} \frac{1}{2} dx$ ; 同样, 作用在  $A'B'C'D'$  面上形心点

$M''(x + \frac{dx}{2}, y, z)$  的压强为  $p + \frac{\partial p}{\partial x} \frac{1}{2} dx$ 。

其他面上的压强, 也可以用同样的方法写出。

令  $f_x, f_y, f_z$  分别表示作用于微元六面体在  $x, y, z$  轴上的单位质量力, 则总质量力在  $x, y, z$  方向上分力为:  $\rho f_x dx dy dz, \rho f_y dx dy dz, \rho f_z dx dy dz$ 。

因六面体处于平衡状态, 所以在  $x$  方向上的分力和应该等于 0, 即

$$\left(p - \frac{\partial p}{\partial x} \frac{dx}{2}\right) dy dz - \left(p + \frac{\partial p}{\partial x} \frac{dx}{2}\right) dy dz + \rho f_x dx dy dz = 0$$

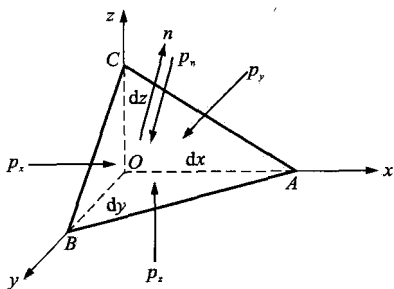


图 2-2 平衡流体中的微元四面体