



高等院校力学教材

Textbook in Mechanics for Higher Education

流体力学基础 (第3版)

王惠民 编著

013061904

035-43
08-3

流体力学基础 (第3版)

王惠民 编著

中国图书馆书刊 CIP 数据核字 (2013) 第 174735 号



地址: <http://www.tup.com.cn>, <http://www.wjbook.com>

051-63

0002-1718

清华大学出版社

北京



1002130310

内 容 简 介

本书为少学时流体力学教材,是1991年版《流体力学基础》的第3版。全书共7章,包括绪论、流体静力学、流体运动学、流体动力学微分形式的基本方程、恒定平面势流、边界层理论基础、流体动力学积分形式的基本方程。每章后有思考题与习题。附录中给出矢量及其运算和正交曲线坐标系中的基本方程,以方便读者查阅。

本书可作为高等工科院校水利、土木类专业及其他相关专业本科生和工程硕士专业学位研究生的流体力学教材,还可供水利、土木、海洋、环境、机械、化工、石油、气象等专业有关教学、科研及工程技术人员参考。

版权所有,侵权必究。侵权举报电话:010-62782989 13701121933

图书在版编目(CIP)数据

流体力学基础/王惠民编著.--3版.--北京:清华大学出版社,2013

ISBN 978-7-302-32978-7

I. ①流… II. ①王… 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147752号

责任编辑:佟丽霞

封面设计:傅瑞学

责任校对:赵丽敏

责任印制:刘海龙

出版发行:清华大学出版社

网 址: <http://www.tup.com.cn>, <http://www.wqbook.com>

地 址:北京清华大学学研大厦A座

邮 编:100084

社总机:010-62770175

邮 购:010-62786544

投稿与读者服务:010-62776969, c-service@tup.tsinghua.edu.cn

质量反馈:010-62772015, zhiliang@tup.tsinghua.edu.cn

印装者:北京市清华园胶印厂

经 销:全国新华书店

开 本:175mm×245mm 印 张:11.75

字 数:230千字

版 次:1991年7月第1版 2013年8月第3版

印 次:2013年8月第1次印刷

印 数:1~3000

定 价:23.00元

前 言

本书自 1991 年 7 月由河海大学出版社出版以来,主要作为本科生和工程硕士专业学位研究生的流体力学教材,也作为研究生流体力学入学考试的主要参考书。《流体力学基础》(第 2 版)于 2005 年 9 月由清华大学出版社出版,至 2011 年 8 月已 4 次印刷,印数达 9000 册。通过多年教学实践,进一步修改及完善,将出版《流体力学基础》(第 3 版)。

本书在写法上做了新的尝试,主要体现在:(1)将“连续介质模型”的理念贯穿于物理量的定义及微分方程的推导中,做到前后呼应;(2)将“流体静力学”单独设章,做到“流体静力学、流体运动学、流体动力学”体系完整;(3)在“流体的粘性与粘度”、“流体运动的基本形式”及“流体动力学基本方程”等部分均增加了新内容,使读者更容易理解有关概念;(4)通过求解二维明渠和圆管的恒定层流精确解,得出流速分布和断面平均流速,进而导出明渠和圆管的沿程水头损失公式,从而将流体力学的二维流动与一维流动有机地结合起来,使篇幅大为减少,且顺理成章;(5)在附录中增加了正交曲线坐标系中的基本方程,方便读者查阅。

本书修订过程中,得到河海大学左东启教授、陈玉璞教授、陈凤兰教授的大力支持与帮助。本书再版过程中,得到清华大学出版社的大力支持与帮助。在此一并感谢。

本书可作为高等工科大学水利、土木类专业及其他有关专业的本科生和工程硕士专业学位研究生的流体力学教材,还可供水利、土木、海洋、环境、机械、化工、石油、气象等专业有关教学、科研及工程技术人员参考。

限于编者水平,书中会有不妥之处,敬请批评和指正。

王惠民

2012 年 12 月

第1版序

近年来问世的流体力学、水力学教科书、参考书很多,这是学术发展、出版事业兴旺的表现。这些书籍内容丰富,各有专长,但大多卷帙浩繁,学生不易细读全书、切实消化。现在越来越多的工科专业开设流体力学课程,但学时有限,又不能不讲授各专业所需的专门应用内容,对基本理论部分难以安排足够的篇幅和时间,特别是不少专业加设了流体力学选修课,常感到缺少适宜的教材。本书在这方面填补了空白。

编写这类教材往往遇到一些难以解决的矛盾:既要成一系统,又不能内容庞杂;篇幅很少,又不能浓缩挤压;要简捷通俗,又必须概念严谨。本书妥当地处理了这些问题,选材精当,处处可看出编者曾对若干较经典的流体力学教科书进行过较深的钻研、比较和选择。首先简要讲述了流体的基本特性和研究流体运动的基本理论模型,然后逐步导出流体运动的基本方程,再以实例说明应用求解的方法,循序渐进,不枝不蔓,前后照应,避免重复。

本书重视学生的基本训练,在推出方程后,接着讲述求解的方法。在第3章“积分形式的基本方程”中介绍了“系统”的概念,在第2章和第4章中采用了矢量和张量,帮助读者熟悉更有力的数学表达方式和运算工具。在每章附有大量习题,如果读者按章完成这些练习,将能正确掌握流体力学的基本理论,而为今后进一步深入研究各种专门流体力学打下坚实的基础。

总之,这是一本切合需要的、具有特色的教科书和参考书。

希望这本书能很快地修订再版,进一步提高;也希望能有更多的正确阐述基本理论的简明短小的教材不断出版。

左东启

1990年7月28日

第 1 版前言

现有的流体力学教科书大都适用于多学时的教学,对少学时的教学则不便使用。针对这一实际情况,作者曾编写了少学时的流体力学基础讲义,并在两个不同专业使用多次。为了适应当前的教学需要,在上述讲义基础上,经改写而成此书。

本书可作为高等工业院校水利类专业及其他有关专业的少学时(18~36 学时)流体力学基础教材,也可作为大专相近专业的教学参考书,还可供水利、土木、环保、机械、化工、石油、气象等专业有关工程技术人员参考。

全书共 6 章,包括绪论、流体运动学、积分形式的基本方程、微分形式的基本方程、恒定平面势流以及边界层理论初步,并有习题和附录。本书 1、2、4 章为必学部分,其余 3 章可根据不同专业,不同讲课学时酌情取舍。

本书编写过程中,得到河海大学左东启教授的悉心指导、陈玉璞教授的热情帮助,以及何定达副教授的大力支持,特此一并致谢。

限于编者水平,书中尚有许多不足之处,缺点和错误在所难免,敬请批评和指正。

王惠民

1990 年 6 月

目 录

第 1 章 绪论	1
1.1 流体的定义及流体力学的任务	1
1.2 连续介质模型	2
1.3 流体的流动性、粘性与压缩性	4
1.4 流体的分类	9
思考题与习题	9
第 2 章 流体静力学	11
2.1 静止流体中一点处的应力状态	11
2.2 流体静压强及其特性	12
2.3 流体静力学基本方程	13
2.4 若干概念	16
2.5 静水压强分布及静水总压力的计算	19
思考题与习题	23
第 3 章 流体运动学	29
3.1 两种描述流体运动的方法	29
3.2 流线与迹线	32
3.3 流体运动的基本形式	36
3.4 有旋运动与无旋运动	44

3.5 速度环量与斯托克斯定理	48
思考题与习题	49
第4章 流体动力学微分形式的基本方程	52
4.1 连续性方程与流函数	52
4.2 运动微分方程及有关概念	56
4.3 N-S 方程组求解的分析	71
4.4 层流精确解举例	71
4.5 蠕动流方程	78
4.6 雷诺方程	79
4.7 欧拉方程及其积分	85
思考题与习题	89
第5章 恒定平面势流	92
5.1 速度势函数	92
5.2 不可压缩流体恒定平面势流	93
5.3 基本的恒定平面势流	93
5.4 势流的叠加	96
5.5 绕圆柱流动	100
思考题与习题	104
第6章 边界层理论基础	106
6.1 边界层的概念	106
6.2 边界层的基本特征及边界层厚度	108
6.3 边界层方程	111
6.4 平板边界层的计算	115
6.5 边界层分离与绕流阻力	121
思考题与习题	127
第7章 流体动力学积分形式的基本方程	128
7.1 有关概念	128
7.2 推求系统随体导数的公式	130
7.3 连续性方程	132
7.4 动量方程	135

7.5 能量方程	138
7.6 水头损失	142
思考题与习题	151
附录 A 矢量及其运算	154
A.1 矢量概念	154
A.2 矢量计算	155
A.3 矢量微分算符及其运算	156
附录 B 正交曲线坐标系中的基本方程	159
B.1 正交曲线坐标系	159
B.2 正交曲线坐标系中的梯度、散度、旋度	161
B.3 圆柱坐标系中的基本方程	162
B.4 球坐标系中的基本方程	164
名词索引	168
人名索引	173
参考文献	175

第1章

绪论

既不消血毒不干位且，强固其精，绪干位。代论论补路，固位干位由量固位
补补高个楚寅得来固位固位，故云强固补干位个新交得干补补得楚果成，故云固
要云补补高交得干代补高伏固，要云出天且，补补固其补，楚其补强补强，故云

作为流体力学的基础,本章介绍了一些基本概念,包括:流体的定义,流体力学的任务,连续介质模型,流体的流动性、粘性与压缩性等;给出了流体主要物理性质的定义;阐明了流体的四种分类:牛顿流体与非牛顿流体,均质流体与非均质流体,不可压缩流体与可压缩流体,粘性流体与理想流体。本章还强调指出,连续介质模型前提下的物理量定义有别于通常的定义。

1.1 流体的定义及流体力学的任务

流体是液体与气体的总称。液体与气体的种类繁多,例如水、油和空气就是常见的流体。流体涉及面很广,流体力学的应用范围也很广。

流体力学作为力学的一个分支,研究在各种力的作用下,流体处于静止和宏观运动状态时的规律以及流体与固体边界间发生相对运动时的相互作用。主要包括:①管道、明渠中的流体运动,例如,管、渠中的水流,输油管中油的运动,排气管中气的运动等。研究流体与管壁、渠壁之间的相互作用问题,计算过流量及壁面阻力等。②物体在流体中的运动以及流体绕过物体的运动,例如,船在水中航行,飞机在天空中飞行,水流绕过桥墩和风绕过建筑物运动等。研究流体与物体之间的相互作用问题,计算阻力和速度等。③水的动力作用,例如,水力冲刷问题,波浪作用问题等。④水力机械,例如,水轮机和水泵等。当然,除运动情形外,还要研究处于静止状态下的流体与

固体边界间的相互作用问题,例如,为水工、港工等建筑物的设计提供水压力载荷。

可见,只要涉及流体运动、流体与固体边界间的相互作用问题,就要以流体力学为基础。正因为如此,流体力学在航空、航海、水利、土木、石油、气象和环境等方面得到了广泛的应用。

1.2 连续介质模型

物质是由分子组成的,流体也不例外。分子之间存在间距,且分子不停地作不规则运动。如果我们着眼于研究每个分子的微观运动,并通过它们来研究整个流体的运动,那将是极其复杂、极其困难的,且无此必要,因为流体力学研究流体的宏观运动。

究竟应该怎样研究流体的运动?欧拉(Euler L.)于1753年提出了连续介质模型,从而解决了这一问题。欧拉把微观上由无数分子组成的流体,在宏观上视作由大量**流体质点**组成的连续介质。连续介质模型示意图如图1-1所示。 a 为流体质点的长度尺度。流体质点具有宏观小、微观大的特点。一方面,从宏观上看,流体质点的长度尺度 a 充分小,远远小于所论问题的特征长度尺度(如圆管直径、明渠水深等),研究流体力学问题时,可忽略流体质点的尺度,将该流体质点视作没有大小的几何点,这样可与确定的空间点坐标相对应,从而使问题简化;另一方面,但从微观上看,流体质点的长度尺度 a 又充分大,远远大于分子间距(对于液体 $l_L=10^{-8}\text{cm}$,对于气体 $l_G=10^{-7}\text{cm}$)及气体分子平均自由程($l_M=10^{-6}\text{cm}$)。若将 l_L, l_G, l_M 统一记作 l ,作为分子间距的一个长度尺度,则有 $a \gg l$ 。这表明流体质点内包含众多的分子。因此,该流体质点的宏观性质,可用其包含的众多分子微观性质的统计平均值来描述。由于流体质点连续分布在给定的流动空间,则**流体性质**(如密度、压强等)也逐点连续分布在该流动空间。于是,可用连续函数描述流体的运动,用高等数学原理和方法来求解流体力学问题。

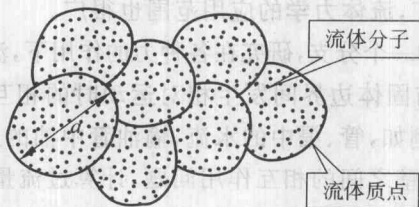


图 1-1 连续介质模型示意图

为了给出连续介质模型下流体密度 ρ 的定义表达式,在流体内部取一流体单元(简称流体元),流体元是由很多流体质点组成的,其形状可视所论问题而选取,如四

面体、六面体、立方体等,这里选取任意形状的流体元。依据连续介质模型概念,可将流体密度 ρ 定义为

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

式中: ΔV 为流体元的体积; Δm 为该流体元的质量; V^* 为流体质点的体积。必须指出,取过大或过小的 V^* 或 a , 如 $a > 10\text{cm}$ 或 $a < 10^{-6}\text{cm}$, 所得出的 ρ 并不能反映流体该处的密度值。因为过大的 V^* , 会导致该处的 ρ 受到周围密度变化的影响; 过小的 V^* , 会导致 V^* 内分子太少(例如, $a = 10^{-6}\text{cm}$ 时, V^* 内仅有 27 个分子), 分子的随机运动会引起该处 ρ 的脉动。通常取 a 为某一中间值, 例如取 $a = 10^{-3}\text{cm}$, 对于立方体形状的流体元 $V^* = 10^{-9}\text{cm}^3$, 在标准状态下 V^* 内约含 2.7×10^{10} 个气体分子或约含 3×10^{13} 个水分子, 在这种情况下, 可以得出该处确定的统计平均密度值。平均密度 $\bar{\rho}$ 随 V^* 的变化如图 1-2 所示。可见式(1-1)所定义的密度 ρ 是有意义的。还应进一步指出, 流体力学着眼于研究流体的宏观运动。从宏观角度, 可忽略流体质点的体积 V^* 。因为当 $a = 10^{-3}\text{cm}$ 时, $V^* = 10^{-9}\text{cm}^3$, 显然宏观上 V^* 已足够小(同时还应记得 V^* 微观上又足够大)。于是, 可将式(1-1)改写为

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

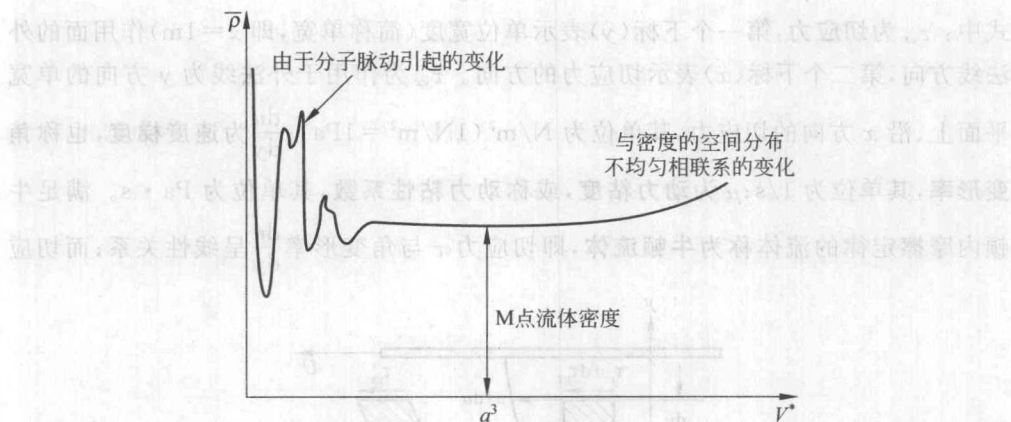


图 1-2 平均密度 $\bar{\rho}$ 随 V^* 的变化

连续介质模型是流体力学根本性的假定。依据这一假定, 可将微观问题化为宏观问题来处理。对一般的流体力学问题, 连续介质模型均能成立。然而, 对于某些特殊问题, 例如稀薄气体动力学, 由于分子间距很大, 可与物体的特征长度相比拟, 此时连续介质模型已不再适用。

1.3 流体的流动性、粘性与压缩性

1. 流动性

静止流体在切应力作用下,发生连续变形的特性称为**流动性**。只要受到切应力作用,无论切应力多么小,静止流体都会连续地变形,即流体的一部分相对另一部分运动,或称为流体运动。而固体静止时仍可承受切应力。因此,流动性是流体与固体的主要区别标志,也是液体和气体被统称为流体的重要依据。

2. 粘性与粘度

静止流体不能承受切应力,如果受到切应力作用,流体就会连续变形,表现出流动性;而流体一旦运动,流体内部就具有抵抗剪切变形的特性,以内摩擦力形式抗拒流层之间的相对运动,这就是**粘性**。流体的粘性可通过**牛顿(Newton)内摩擦定律**予以定义(见图 1-3),其表达式为

$$\tau_{yx} = \mu \frac{du}{dy} \quad (1-3)$$

式中: τ_{yx} 为**切应力**,第一个下标(y)表示单位宽度(简称单宽,即 $z=1\text{m}$)作用面的外法线方向,第二个下标(x)表示切应力的方向。 τ_{yx} 为作用于外法线为 y 方向的单宽平面上、沿 x 方向的切应力,其单位为 N/m^2 ($1\text{N/m}^2 = 1\text{Pa}$); $\frac{du}{dy}$ 为**速度梯度**,也称**角变形率**,其单位为 $1/\text{s}$; μ 为**动力粘度**,或称**动力粘性系数**,其单位为 $\text{Pa} \cdot \text{s}$ 。满足牛顿内摩擦定律的流体称为**牛顿流体**,即切应力 τ 与角变形率 $\frac{du}{dy}$ 呈线性关系;而切应

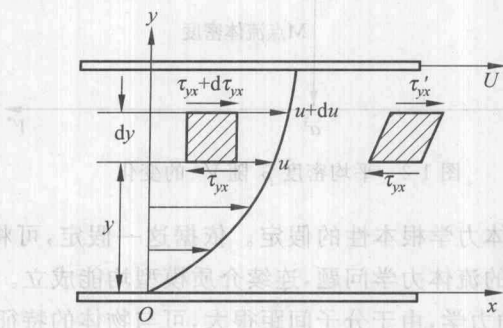


图 1-3 平行平板间的抛物线速度分布及正的切应力引起矩形流体元的变形

力 τ 与角变形率 $\frac{du}{dy}$ 呈非线性关系的流体称为非牛顿流体,如图 1-4 所示。

下面对图 1-3 作进一步说明。图中示出平行平板间的粘性流体平行流动的速度分布,呈抛物线分布(参见 4.4 节中平行平板间二维恒定层流运动)。采用直角坐标系,因为仅有 x 方向的速度分量 u_x ,且其仅为 y 的函数,为简便起见,将其写成 $u_x = u = u(y)$ 。将 y 轴取作单宽过流断面,在 y 处速度为 u ;在 $y + dy$ 处,利用泰勒(Taylor)级数展开式并略去二阶以上的高阶小量,得出速度为 $u + \frac{du}{dy}dy = u + du$ 。由图可见, $du >$

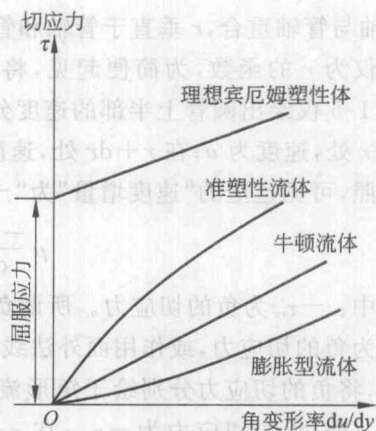


图 1-4 牛顿流体与非牛顿流体

0,即 du 为正值。由于 μ 和 dy 均为正值,则由式(1-3)求得的切应力 τ_{yx} 也为正值。这表明 τ_{yx} 为正的切应力。所谓正的切应力是指作用面外法线方向为正、切应力方向也为正的切应力,或作用面外法线方向为负、切应力方向也为负的切应力。根据这一规定,将正的切应力分别绘于矩形流体元上、下两个单宽作用面上,形成一对正的切应力。在 y 处,正的切应力为 τ_{yx} ;在 $y + dy$ 处,同理利用泰勒级数展开式得出正的切应力为 $\tau'_{yx} = \tau_{yx} + \frac{d\tau_{yx}}{dy}dy = \tau_{yx} + d\tau_{yx}$ 。由于速度呈抛物线分布,属于非线性分布, $\tau'_{yx} \neq \tau_{yx}$ (顺便指出:当速度呈三角形分布时,属于线性分布, $\tau'_{yx} = \tau_{yx}$)。在 τ_{yx} 和 τ'_{yx} 一对正的切应力作用下,图中矩形流体元会产生如图 1-3 所示的剪切变形。

现对负的切应力作一说明。图 1-5 示出圆管中粘性流体平行流动的速度分布,呈回转抛物面分布(参见本书 4.4 等直径圆管恒定层流运动)。采用圆柱坐标系,取

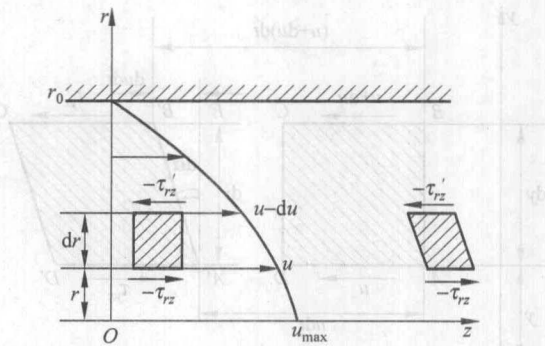


图 1-5 圆管上半部回转抛物面速度分布及负的切应力引起矩形流体元的变形

z 轴与管轴重合, r 垂直于管轴和管壁, θ 沿周向。因为仅有 z 方向的速度分量 u_z , 且其仅为 r 的函数, 为简便起见, 将其写成 $u_z = u = u(r)$ 。由于这是轴对称流动, 在图 1-5 仅绘出圆管上半部的速度分布。在管轴: $r=0, u=u_{\max}$; 在管壁: $r=r_0, u=0$ 。在 r 处, 速度为 u ; 在 $r+dr$ 处, 速度为 $u+du$ (注意: 将 du 看作 $|du|$)。与图 1-3 相对照, 可见这里的“速度增量”为“ $+du$ ”, 而 μ 和 dr 均为正值, 则得出

$$\mu \frac{du}{dr} = -\mu \frac{du}{dr} = -\tau_{rz}$$

式中: $-\tau_{rz}$ 为负的切应力。所谓负的切应力是指作用面外法线方向为正、切应力方向为负的切应力, 或作用面外法线方向为负、切应力方向为正的切应力。根据这一规定, 将负的切应力分别绘于矩形流体元上、下两个作用面上, 形成一对负的切应力。在 r 处, 负的切应力为 $-\tau_{rz}$; 在 $r+dr$ 处, 利用泰勒级数展开式得出负的切应力为 $-\tau'_{rz} = -\tau_{rz} + \frac{d(-\tau_{rz})}{dr}dr = -\tau_{rz} - d\tau_{rz} = -(\tau_{rz} + d\tau_{rz})$ 。由于回转抛物面为非线性速度分布, 则 $-\tau'_{rz} \neq -\tau_{rz}$ 。在这对负的切应力作用下, 矩形流体元发生了如图 1-5 所示的剪切变形, 显然与图 1-3 的剪切变形相反。

为了说明 $\frac{du}{dy}$ 的含义, 再对图 1-3 中的矩形流体元 $ABCD$ 的运动作一分析。由于该流体元上、下单宽表面的流体质点具有不同的速度, 在 dt 时段后, 流体元 $ABCD$ 发生变形, 成为 $A'B'C'D'$, 如图 1-6 所示。显然 $BB' = (u+du)dt$ 表示具有 $(u+du)$ 速度的 B 点在 dt 时段内的位移; $AA' = udt$ 表示具有 u 速度的 A 点在 dt 时段内的位移; $EB' = BB' - AA' = du dt$ 。于是, 由直角三角形 $A'EB'$ 得出

$$\frac{EB'}{A'E} = \frac{du dt}{dy} = \tan(d\alpha) \approx d\alpha$$

则 $\frac{du}{dy} = \frac{d\alpha}{dt}$ 表示单位时间的角变形, 即为角变形率。

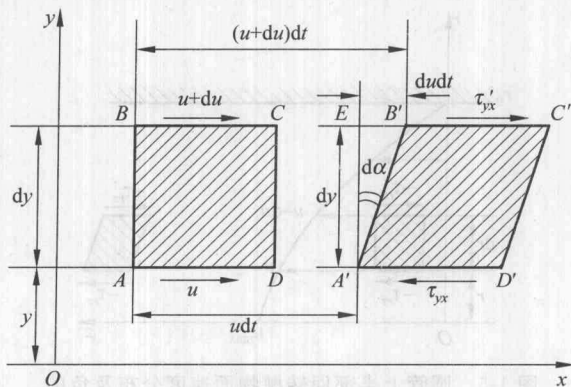


图 1-6 角变形率定义图

需要指出,动力粘度 μ 是流体的主要物理性质之一,它与流体所处的运动状态无关。实验表明, μ 是温度 T 和压强 p 的函数。除气压很高的情形外,一般 p 的影响很小, μ 主要与温度 T 有关。实验进一步表明,液体 μ 值随温度 T 的升高而减小;气体 μ 值则随 T 的升高而增大,如图 1-7 所示。产生这一差别的原因主要是由于液体和气体动力粘度 μ 的微观起因不同:液体的 μ 主要取决于液体分子间的相互吸引,吸引力越大则 μ 值越大。当温度升高时,液体分子的动量加大,使液体分子间的相互吸引力降低,从而导致液体 μ 值随温度升高而减小;而气体的 μ 值主要取决于气体分子间的动量交换,动量交换越激烈则 μ 值越大。当温度升高时,气体分子的运动速度加快,使气体分子间的动量交换更加激烈,从而导致气体 μ 值随 T 的升高而增大。

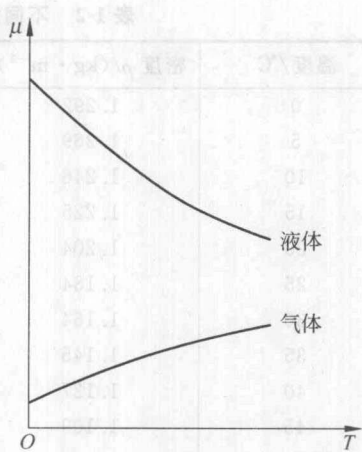


图 1-7 液体和气体的动力粘度 μ 随温度 T 变化示意图

此外,温度对液体 μ 值的影响要比气体更为明显。表 1-1 和表 1-2 分别列出不同温度时水和空气的主要物理性质。由表中数据可见,当温度从 15℃ 升高到 50℃ 时,水的 μ 值从 $1.139 \times 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ 减小到 $0.547 \times 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$,相对减小值约为 52%;而空气的 μ 值从 $1.802 \times 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ 增大到 $1.963 \times 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$,相对增大值约为 9%。

表 1-1 不同温度时水的主要物理性质数值表

温度/℃	容重 $\rho_g/(\text{kN} \cdot \text{m}^{-3})$	密度 $\rho/(\text{kg} \cdot \text{m}^{-3})$	动力粘度 $\mu/(10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s})$	运动粘度 $\nu/(10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1})$	体积模量 $K/(10^9 \text{ Pa})$
0	9.805	999.8	1.781	1.785	2.02
5	9.807	1000.0	1.518	1.519	2.06
10	9.804	999.7	1.307	1.306	2.10
15	9.798	999.1	1.139	1.139	2.15
20	9.789	998.2	1.002	1.003	2.18
25	9.777	997.0	0.890	0.893	2.22
30	9.764	995.7	0.798	0.800	2.25
40	9.730	992.2	0.653	0.658	2.28
50	9.689	988.0	0.547	0.553	2.29
60	9.642	983.2	0.466	0.474	2.28
70	9.589	977.8	0.404	0.413	2.25
80	9.530	971.8	0.354	0.364	2.20
90	9.466	965.3	0.315	0.326	2.14
100	9.399	958.4	0.282	0.294	2.07

表 1-2 不同温度时空气的主要物理性质数值表

温度/℃	密度 $\rho/(\text{kg} \cdot \text{m}^{-3})$	动力粘度 $\mu/(10^{-5} \text{Pa} \cdot \text{s})$	运动粘度 $\nu/(10^{-5} \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1})$
0	1.292	1.729	1.338
5	1.269	1.754	1.382
10	1.246	1.778	1.426
15	1.225	1.802	1.470
20	1.204	1.825	1.516
25	1.184	1.849	1.562
30	1.164	1.872	1.608
35	1.145	1.895	1.655
40	1.127	1.918	1.702
45	1.109	1.941	1.750
50	1.092	1.963	1.798
60	1.059	2.008	1.896
70	1.028	2.052	1.995
80	0.9994	2.096	2.097
90	0.9718	2.139	2.201
100	0.9458	2.181	2.306

将动力粘度 μ 与密度 ρ 之比定义为运动粘度,或称运动粘性系数,因它具有运动学量纲而得名,其表达式为

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

式中: ν 为运动粘度,单位为 m^2/s 。

3. 压缩性与体积压缩率

流体不能承受拉力,可以承受压力。流体受到压力作用后体积或密度发生变化的特性称为压缩性。

通常采用体积压缩率 K_T 表示流体的压缩性。如图 1-8 所示,当体积为 V 的流体受到压强增量 $d p$ 作用后,流体体积被压缩变为 V' ,则流体体积的压缩值为 $d V = V' - V < 0$,相对压缩值为 $d V / V < 0$ 。为此,将体积压缩率定义为流体体积的相对压缩值与压强增量之比:

$$K_T = -\frac{d V / V}{d p} \quad (1-5)$$

由于 $d V / V$ 与 $d p$ 符号相反,故上式带有“-”号。 K_T 值越大,表示流体越容易压缩。 K_T 的单位为 m^2/N , $d p$ 的单位为 N/m^2 。

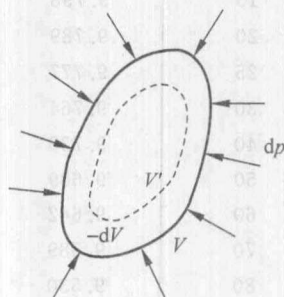


图 1-8 压缩性示意图