



高等院校力学教材
Textbook in Mechanics for Higher Education

流体力学 (第2版)

陈玉璞 王惠民 主编

清华大学出版社

0351.2
20-2

013039213



高等院校力学教材
Textbook in Mechanics for Higher Education

流体力学 (第2版)

陈玉璞 王惠民 主编



清华大学出版社
北京



北航 C1647794

0 351.2 -

20-2

015000010

内 容 简 介

本书主要介绍：流体的力学性质与流体运动的基本概念，流体运动的基本方程，涡量与环量的一般原理，均质不可压缩黏性流体的运动，不可压缩流体的无旋运动，层流边界层，紊流理论基础，紊流边界层，圆管紊流与明渠紊流，自由紊流与非均质流体中的紊流。每章末均附有习题，书末列出矢量分析若干公式与指标表示法、笛卡儿张量基础、正交曲线坐标三个附录，以及名词索引。

本书突出物理概念和力学原理，阐释明确，论证严谨，叙述深入浅出，文字精练流畅。体系上以不可压缩黏性流动为主线，内容上着重不可压缩实际流体的动力学，同时，新版教材反映了作者多年讲授流体力学课程的积累与特色。

本书可作为水利、水电、水运、治河、环境、海洋、流体机械、工程力学等专业的研究生和本科生的专业基础课教材，也可供主要以不可压缩流体为工作对象的科技人员参考。

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

流体动力学/陈玉璞,王惠民主编.—2版.—北京:清华大学出版社,2013.4

(高等院校力学教材)

ISBN 978-7-302-30734-1

I. ①流… II. ①陈… ②王… III. ①流体动力学 IV. ①O351.2

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2012)第 283984 号

责任编辑：佟丽霞 赵从棉

封面设计：常雪影

责任校对：王淑云

责任印制：李红英

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：北京鑫海金澳胶印有限公司

经 销：全国新华书店

开 本：185mm×260mm 印 张：21.5 字 数：520 千字

版 次：1990 年 6 月第 1 版 2013 年 4 月第 2 版 印 次：2013 年 4 月第 1 次印刷

印 数：1~3000

定 价：39.80 元

再版前言

FOREWORD

本书自 1990 年 6 月出版以来,主要作为研究生和本科生的流体力学教材。经过 20 多年的教学实践,不断地修改及完善,已达到修订和再版的要求。

本书的修订,仍坚持:突出物理概念和力学原理,阐释明确,论证严谨,叙述深入浅出,文字精练流畅。体系上以不可压缩黏性流动为主线,内容上着重不可压缩实际流体的动力学,尤其关注标志近代流体力学发展的两个重要部分——紊流和边界层。对全书各章均进行了认真修订和改写,精简了一些内容与篇幅,去掉了“无旋运动的某些性质”、“二维柱体上有环量绕流的阻力与升力”等内容,增加了“相对运动方程”、“圆管紊流与明渠紊流”、“紊流的数值模拟”及典型例题等内容。同时,新版教材反映了作者多年讲授流体力学课程的积累与特色。修订后的《流体力学》,结构更加合理,内容更加丰富,体现了流体力学的新进展。

本书是在第 1 版基础上修订完成的。具体分工为:陈玉璞,第 1、2、4、9 章;王泽,第 3 章;张淑君,第 5 章;王惠民,第 6、8、10 章及名词索引;王佳鹤,第 7 章;张志军,附录。全书由陈玉璞、王惠民修订统编。

本书再版过程中,得到河海大学研究生院和清华大学出版社的大力支持和帮助,在此一并致谢。

限于编者水平,缺点、错误在所难免,欢迎批评指正。

编者

2013 年 1 月于河海大学

本书的前身是河海大学的流体动力学讲义,主要为水利、水电、环境、流体机械、治河、海岸、港口及航道等工程专业和工程力学、工程水文专业的研究生和需要流体力学知识较多的高年级本科生编写。河海大学各专业共十一届研究生和工程力学专业两届本科生的教学实践证明,本书的内容、体系和叙述方法是可行的,且效果良好。在总结经验的基础上,充实调整内容,拓宽服务对象,完善体系,发扬特色,数易其稿,始成本书。

本书在内容上着重不可压缩实际流体的动力学,间或涉及某些可压缩流动问题,也是为了更好地阐明不可压缩流动的基本原理。在体系上打破了先理想流体、后黏性流体并且重前者、轻后者的惯常安排,以不可压缩黏性流动为主线,把理想流体看作一定条件下和一定范围内对黏性流体的近似;在读者对不可压缩黏性流动的主要性质和一般解法有通盘了解后,再展开无黏性流动特别是势流理论的叙述。显然,仅当对实际流动中黏性的作用和可以忽略黏性的条件与范围有所认识以后,才谈得上对无黏流理论特别是势流理论的正确理解与实际应用。本书这样安排,一方面符合近代流体力学在内容构成和研究方法上的特点;另一方面既可减免重复,节省学时,又能使读者脉络清楚、概念明确、易于掌握。考虑到当前我国部分工程研究人员不顾条件和范围,动辄套用势流解法和其他张冠李戴的流行弊病,我们认为,按此体系组织教学,尤为必要。

流体力学必然涉及对大学生甚至研究生来说都显得较多、较艰深的数学内容,但是以各种流动问题的数学解法作为教学重点,无疑是与本课程的性质、任务不相符合的。因此本书力图把重点放在流动现象、实验事实的描绘和力学概念、力学原理的阐释上,同时对如何把力学问题化为数学问题,和怎样运用数学方法和数学技巧,也给予适当的注意。

我们在撰写过程中注意遵循理论联系实际的原则。对于从实际流动问题中抽象提炼出力学概念和原理,以及这些概念、原理和实际情况的对比、联系这两个方面,都予以重视。并且注意加强与水力学的联系,例如把三维分析所得的结论通过一维处理简化成常见的水力学公式,又如对读者已经熟知的水力学解法,运用流体力学原理来分析其理论依据等。

本书用 2/5 以上的篇幅讨论了标志近代流体力学发展的两个重要部分——紊流和边界层。对其中一些属于学科发展前沿或实用价值较大的内容,如紊流统计理论和模式理论、紊流边界层结构和解法、紊动扩散与离散,浮射流理论基础等,也进行了一定的讨论。

设想读者已具备理论力学、水力学(或初等流体力学)、数理方程、线性代数、复变函数、矢量计算和概率论等方面的基本知识。为便于查考,附录列有矢量分析的常用公式。至于

笛卡儿张量与正交曲线坐标,仅在附录中列出基础内容,略去数学推导。如读者从未学过,教师可结合正文需要,适当利用附录进行补充讲授。

各章撰写分工为:第一、二、四、九章,陈玉璞;第三章,陈玉璞、赵文绮;第五章,赵文绮;第六、八章,辽阳王惠民;第七章,咸阳王惠民;附录及全部绘图,张志军。全书由陈玉璞修订统编。

全国高等学校水利水电专业教学委员会主任委员左东启教授和武汉水利电力学院徐正凡教授对书稿进行了全面审查,并提供了许多宝贵的改进意见;河海大学领导、研究生部和教研室同事对本书出版给予了支持;刘润生副教授为提高本书质量作了不少努力,谨向他们致以衷心的感谢。

限于水平,缺点、错误在所难免,欢迎批评指正。

陈玉璞

1989年12月于河海大学

第 1 章 流体的力学性质与流体运动的基本概念	1
1.1 流体力学的研究对象与流体的连续介质模型	1
1.2 作用于流体的力	3
1.3 流体的流动性与黏性	5
1.4 流体压缩性	7
1.5 描述流体运动的两种方法	8
1.6 迹线与流线	13
1.7 流体微团运动分析	16
1.8 流动分类	19
习题	21
第 2 章 流体运动的基本方程	23
2.1 系统法与控制体积法	23
2.2 连续性方程	26
2.3 运动流体中的应力场	28
2.4 应力张量与应变率张量的主要性质	31
2.5 动量方程与动量矩方程	33
2.6 应力形式的运动微分方程与静力平衡方程	35
2.7 牛顿流体的变形律——本构方程	38
2.8 纳维-斯托克斯方程与欧拉方程	41
2.9 能量方程	43
2.10 流体中的分子输运过程	48
习题	50
第 3 章 涡量与环量的一般原理	53
3.1 涡量场	53
3.2 涡量输运方程	56

3.3	速度环量及其随体变化率	58
3.4	流动非正压及质量力无势时旋涡的产生	60
3.5	流体黏性对旋涡形成与变化的作用	62
3.6	环量守恒定理及其推论	65
3.7	速度势函数与无旋运动守恒定理	66
3.8	涡量场诱致无旋速度场	68
3.9	涡系与涡层	71
	习题	73
第4章	均质不可压缩黏性流体的运动	76
4.1	均质不可压缩黏性流动的完整方程组及求解的一般分析	77
4.2	不可压缩黏性流动的无量纲特征数	80
4.3	恒定平行直线运动	84
4.4	非恒定平行直线运动	88
4.5	同心圆流动	94
4.6	不可压缩流体二维流动的流函数	98
4.7	线性化的蠕动流	101
4.8	无黏性流动	107
4.9	边界层流动	111
	习题	115
第5章	不可压缩流体的无旋运动	118
5.1	无旋运动的基本方程与一般解法	118
5.2	基本平面势流及其叠加	122
5.3	绕圆柱的无环量及有环量流动	130
5.4	镜像法	135
5.5	奇点叠加法解轴对称的无旋运动	141
5.6	分离变量法解轴对称的无旋运动	145
5.7	非恒定流与附加质量	146
	习题	149
第6章	层流边界层	152
6.1	边界层基本特征及边界层厚度	152
6.2	二维不可压缩黏性流体的层流边界层微分方程	155
6.3	二维恒定层流边界层的精确解	158
6.4	楔形柱体层流边界层($U=Cx^m$ 情形)	166
6.5	边界层微分方程组化为常微分方程式的条件	169
6.6	层流边界层积分形式的动量方程和能量方程	172
6.7	二维不可压缩流体层流边界层的近似解法	173

习题	178
第 7 章 紊流理论基础	180
7.1 概述	180
7.2 层流的稳定性及层流向紊流的转捩	184
7.3 雷诺方程	190
7.4 紊流能量方程	193
7.5 紊流统计理论及紊流尺度	197
7.6 紊流的半经验理论	215
7.7 紊流的数值模拟	219
习题	230
第 8 章 紊流边界层	232
8.1 紊流边界层基本方程	232
8.2 平板紊流边界层的近似解法	235
8.3 外流速度为 $U(x)$ 情形的近似解法	238
8.4 紊流边界层的结构	241
8.5 边界层分离与绕流阻力	243
习题	250
第 9 章 圆管紊流与明渠紊流	251
9.1 壁面紊流的分层特征	251
9.2 圆管紊流的流速分布	256
9.3 圆管紊流的阻力	261
9.4 明渠紊流的流速分布	263
9.5 明渠紊流的断面平均流速与阻力系数	267
9.6 圆管紊流与明渠紊流的紊动特性	269
习题	276
第 10 章 自由紊流与非均质流体中的紊流	277
10.1 自由紊流	277
10.2 紊动射流	279
10.3 尾流	283
10.4 混合层	286
10.5 紊动扩散的欧拉分析法	287
10.6 紊动扩散的拉格朗日分析法	289
10.7 剪切紊流中的离散	293
10.8 环境流体中的射流、羽流和浮射流	298
习题	306

附录 A 矢量分析若干公式与指标表示法	307
A.1 微分公式	307
A.2 积分公式	308
A.3 指标表示法	309
附录 B 笛卡儿张量基础	312
B.1 坐标变换与笛卡儿张量的定义	312
B.2 笛卡儿张量的代数运算	314
B.3 张量的微分运算	315
B.4 二阶张量	316
附录 C 正交曲线坐标	320
C.1 正交曲线坐标系	320
C.2 正交曲线坐标系中的梯度、散度、旋度	322
C.3 圆柱坐标系中的方程	323
C.4 球坐标系中的方程	325
名词索引	328
参考文献	333

第 1 章

流体的力学性质与流体运动的基本概念

流体力学和固体力学同为力学的两大分支,二者研究的运动形式相同,但研究的物质对象不同。它们采用相同的连续介质模型并遵从相同的牛顿力学定律。然而,流体有着不同于固体的力学性质,并且流体运动的描述方法、流体运动的基本形式和流体运动的具体分类都与固体运动有所不同。本章将阐释这些内容,作为全书的基础。

1.1 流体力学的研究对象与流体的连续介质模型

自然界存在着各种各样的运动形式,不同的运动形式构成不同学科的研究对象。机械运动是一种以物体位置随时间变动为特征的运动形式,是力学的研究对象。流体力学是力学的一个分支,它研究流体(液体、气体)机械运动的规律。流体力学所研究的机械运动乃是物质的宏观运动,亦即大量分子所组成的质点系统的运动,不涉及物质的微观结构与微观运动。

流体和固体一样,是由分子组成的。分子之间存在空隙。分子本身作永不停息的、不规则的运动,分子与分子之间还存在相互作用力。这些统属于微观范畴,原非本课程的研究对象。然而,流体的宏观运动是和流体的微观结构及微观运动有密切联系的。流体宏观运动的物理量,往往是大量分子微观运动的物理量统计平均的结果。稍许涉及流体的微观结构与微观运动,有助于理解流体运动的物理本质。标准状态下, 1cm^3 的气体中含有 2.7×10^{19} 个分子,相邻分子间距约为 $3.2 \times 10^{-7}\text{cm}$ 。而 1cm^3 的水约含 3.3×10^{22} 个分子,相邻分子间距约为 $3.1 \times 10^{-8}\text{cm}$ 。一般而言,两个中性分子间距 d 接近 10^{-7}cm 时,分子间仅有互吸力,其大小与 d^7 成反比。当两分子靠近到电子云开始重叠时,就出现互斥力,其大小与 d^n ($n > 7$, 可高达 $n = 13$) 成反比。当两分子间距 $d = d_0 \approx (3 \sim 4) \times 10^{-8}\text{cm}$ 时,互吸力与互斥力平衡,总效应为零。气体分子间距约为液体分子间距的 10 倍,因而液体分子互吸力是气体分子互吸力的 10^7 倍。气体分子间的相互作用弱,分子热运动的动能足以克服分子间的相

互吸引,因而气体分子可以自由运动,分子排列是完全无序的。气体分子热运动速度大,平均自由程比分子直径大千倍。这些就是气体的体积和形状都很容易改变的根本原因。在固体中,一般而言,分子排列是有序的,固定的,每个分子只在其平衡位置附近振动,因而固体的体积和形状都不容易改变。液体体积不易改变,形状却容易改变,介乎固体与气体之间。有人据此推断液体分子间距也介乎固体与气体之间,这是一种误解。实际上,液体分子间距与固体分子间距是同一数量级的,为 $(3\sim 4)\times 10^{-8}\text{ cm}$,液体也和固体一样,其体积不易改变。液体的形状容易改变的根本原因在于其分子排列是部分有序的,分子群具有很大的活动性,在一定条件下,分子群可以相对地自由移动。液体内部还存在空穴,其分子可以向空穴移动。以上我们简略地、极不完全地描绘了气体与液体的分子图像,一则借以认识一下我们的研究对象——流体的本来面目;二则在介绍流体的物理力学性质时,可以此作为解释其微观根源的基础。

尽管流体本身存在分子结构、分子运动和分子作用力,在流体力学中还是把流体看作连续介质。首先,我们把流体物质看作是连续分布的,亦即连续地占满它所占有全部空间,不留任何空隙。其次,表征流体性质、描述流体运动的各个物理量如速度、压强、密度等在流动空间的每一点都具有确定的、有限的数值,而且在一般情况下也是连续分布、连续变化的。这就是说,它们都可以表示为空间点坐标与时间的连续函数。以后可以看到,这一点也是由流体的微观特性予以保证的。最后,连续介质是从宏观运动的观点出发而提出的理论模型,在此基础上建立起来的流体力学是一种宏观科学。一方面,在流体力学中不考虑流体内部的微观结构和微观运动;另一方面,对于流体的微观运动,有关连续介质的概念和定律都不适用。然而,微观和宏观这两种运动是相互关联的。大量微观粒子的随机运动会显示为具有一定规律的宏观效应,而宏观运动的各种性质又可以认为是大量微观粒子运动性质的统计平均的结果。比如,在边长为 0.001 cm 的小立方体内,就含有 2.7×10^{10} 个气体分子,这些分子在 10^{-6} s 内相互碰撞 10^{14} 次。大量气体分子的频繁撞击,宏观上就形成气体各部分之间以及气体与器壁之间的压力。由于大量气体分子频繁撞击器壁,单位时间内器壁的单位面积上所受到的平均冲量(即分子动量变化的统计平均值)就表现为气体对器壁的压强。在流体力学中,对气体分子碰撞过程本身并不追究,而只考虑它们的宏观效应——气体压强。把连续介质作为研究流体的模型,是欧拉(L. Euler)于1753年确立的,因而一般称为欧拉连续介质模型。当然这只是一理论抽象。然而按照流体力学研究流体的宏观机械运动的要求,这种理论抽象既是必然的又是合理的。一则通常所考虑的空间范围或空间尺度比流体分子间距大很多;二则研究流体机械运动的目的就在于确定宏观的大量分子的平均力学特性。在前述实例中,对流体机械运动而言,气体压强是必不可少的研究课题,而形成气体压强的微观根源——气体分子的相互碰撞则无直接的意义。

在流体力学中,引进这种连续介质模型不仅可使研究工作大为简化,而且以连续函数为基础的数学分析这一强有力的工具得以应用。两个世纪以来,在连续介质模型的基础上所建立起来的流体力学理论已为大量的实验结果所证实,这就更加有力地说明了这种模型的合理性。任何理论模型都不是完美无缺的,都不能绝对化。连续介质模型也是这样。当流动的特征长度小到可以和分子尺度相比拟(如微粒在液体中的布朗(Brown)运动)时或当流体分子运动的平均自由程大到可以和运动物体的尺度相比拟(如极稀薄气体中一般物体的运动)时,对于这些情况下的流体运动,连续介质模型都不适用。

由连续介质模型出发,还可引进流体质点作为流体力学研究的基本单元。所谓流体质点乃是组成流体的微小物质单元。宏观地看,流体质点是很小的,其大小完全可以忽略不计,其空间范围可看作一个没有大小的几何点,物理量在其上的变化也觉察不到;微观地看,流体质点又是很大很大的,它包含大量分子,使得统计平均方法和连续介质模型可以使用。简而言之,流体质点就是一个“宏观小、微观大”的流体单元。

前面说过,按照连续介质模型,表征流体性质、描述流体运动的各个物理量在流动空间的每一点处具有确定的值。现在以流体密度为例,来研究这个“一点处的值”的明确含义。在流动空间内围绕一点 P 取流体团,其体积为 ΔV ,质量为 Δm ,则 P 点处流体密度 ρ 的理论定义式应为

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

实际上,流体质量是集中分布在各个分子,且主要是集中于各个原子核上,分子间的空隙处则无质量可言,况且分子本身又在永不停息地、不规则地运动。当 ΔV 向零无限逼近直到其尺度接近于微观尺度(10^{-8} cm)时, ΔV 内分子数非常有限; ΔV 的进一步缩小将引起其中的分子数起伏不定,比值 $\Delta m/\Delta V$ 也就随之起伏而得不出确定值。因而,按照连续介质的要求,必须重新考虑上述极限过程。设想围绕 P 点取一尺度为 10^{-3} cm 的流体微元,其体积 δV^* 约为 10^{-9} cm³,这样的微元体积内仍含有大量的流体分子(如为常温常压下的气体,则有 2.7×10^{10} 个分子,如为液体,则分子数更多),当 ΔV 以 δV^* 为极限朝着它无限逼近时,微观结构中质量分布极不均匀的情形将不显现,就大多数分子平均而得出的比值 $\Delta m/\Delta V$ 则不受分子数涨落的影响,而趋近于一个确定的局部值。对于宏观运动而言,体积为 10^{-9} cm³ 的流体微元实际上可以看成是一个无所谓大小的几何点。由此极限过程所得出的比值 $\Delta m/\Delta V$,应能准确地反映出宏观质量在空间各点处的不同分布状况。由此可见,空间一点处流体密度的实际定义式应为

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow \delta V^*} \frac{\Delta m}{\Delta V} \quad (1-2)$$

换言之,在式(1-1)取极限的过程中, ΔV 无限减小,并不是真正地趋向于数学上的零。而是如式(1-2)所示趋向于 δV^* ,也可以说,趋向于物理上的零,后面推导中,将采用物理上的“零”值。而 δV^* 实际上可视作流体质点的体积,如前所述,它应是“宏观小,微观大”的。

按照上述取体积极限的过程,得出各空间点处流体密度的局部值,就可以把流体密度表示为空间点坐标的连续函数,即

$$\rho = \rho(x, y, z) \quad (1-3)$$

类似地考虑连续介质中流体质点的其他物理量,也可以得到空间点坐标的相应的连续函数。后面的章节,我们不仅要考虑物理量在各空间点处的局部值,而且要涉及它们的瞬时值。这里所说的瞬时,也就是进行统计平均所需要的时间,必须是宏观充分短、微观充分长的。

1.2 作用于流体的力

流体的力学性质实际上也就是流体在力的作用下有什么样的性态或响应。故在讨论力学性质之前,先对作用于流体的力进行一般分析。流体作用力按其来源及表现形式的不同,

可分为质量力和表面力。

质量力起源于外力场对流体的作用,例如最常见的重力就是地球引力场引起的。场源不必与流体直接接触,质量力就能显现其作用,并且是作用于每个流体质点上。因此,质量力又称为远程力或超距力。电磁场对于带电流体所作用的电磁力也是一种质量力,它在电磁流体力学中起重要作用,但本课程不涉及这种力。

一般来说,质量力可以与空间点坐标建立起一一对应的关系,或者说,质量力也可以表示为空间点坐标与时间的函数。定义 $f = f(x, y, z, t)$ 为 t 时刻作用在空间某点 $P(x, y, z)$ 处单位质量流体的质量力,即

$$f = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta F}{\rho \Delta V} \quad (1-4)$$

式中, ρ 为流体密度; ΔV 为 P 点处流体微团的体积; ΔF 为作用于该微团的质量力。

一般情况下,本课程所涉及的质量力并不随时间而变化。且因质量力的大小随场源与作用对象之间距离的增加而缓慢地减小(与距离的平方成反比),对于小范围的流体,作用于流体团的总质量力可以近似地认为正比于流体团的质量,其作用点就是流体团的质心。

按达朗贝尔(d'Alembert)原理处理动力学问题时,或在非惯性(加速或旋转)参照系中观察、描述运动时,都会出现惯性力。例如在作加速运动的水车内,在质量为 m 、加速度为 a 的流体元上,加一反向的惯性力 $-ma$,则可将动力学问题化为平衡问题来处理。又如由于地球自转,在刚连于地球的旋转坐标系中观察、描述运动,不仅会出现离心惯性力而且会出现科里奥利力。惯性力也作用于每一个流体质点上,且其大小也与质量成正比,因而也是一种质量力。

表面力(或界面力)起源于流体分子运动与分子相互作用(互吸或互斥)。分子作用力的大小随着分子间距离的增加而急剧地减小(与距离的7次方到13次方成反比),仅当相互作用的两部分流体分子间的距离与分子间距(10^{-7} cm 或 10^{-8} cm)同数量级时,才显现其作用。换句话说,表面力的作用范围只限于靠近作用面的薄层之内,因此,又称其为近程力或接触力。宏观上认为表面力作用于两部分流体的接触面上,而且,只要所考虑的作用面比分子作用力的影响范围大得多时,其上的总表面力的大小就取决于作用面积的大小,在此意义上,表面力又可称为面积力。

在运动着的流体内部,我们想像用一个方位任意的平面 BAC 把流体切断。先考虑 BAC 面左侧流体 I 对右侧流体 II 的作用力,一般而言,这些力是连续地而且不均匀地分布于面上(图 1-1)。围绕 A 点取微分面积 ΔS ,其方位用外法线方向单位矢 n 表示, ΔS 上作用有表面力 $\Delta \Sigma$,一般情况下, $\Delta \Sigma$ 与 ΔS 斜交,则用以描述该处表面力强度的应力矢量 σ 应定义为

$$\sigma = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta \Sigma}{\Delta S} \quad (1-5)$$

一般情况下,应力矢量 σ 应为所在点坐标 (x, y, z) (或矢径 r)与时间 t 的函数,而且与作用面的方位(n)有关,即

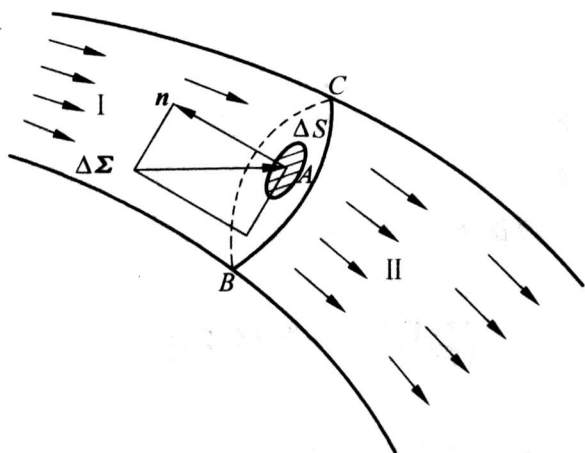


图 1-1 作用于流体的表面力

$$\sigma = \sigma(r, n, t) \quad (1-6)$$

转而考虑同一点 A 处 BAC 面右侧流体 II 对左侧流体 I 的反作用力, 则其作用面的方位和作用力的方向均与上述相反, 为 $-n$ 和 $-\Delta\Sigma$, 因此可得

$$\sigma(-n) = -\sigma(n) \quad (1-7)$$

亦即应力矢量 σ 是作用面方位矢 n 的奇函数。

表面力一般可分解为垂直于作用面的正向力或称法向力(如拉力或压力)与平行于作用面的切向力。实际上气体根本不能承受拉力, 液体在很特殊的情况下可承受微弱的拉力, 一般地认为液体也只能承受压力。流体力学课程中, 沿袭材料力学的符号规定: 拉力为正, 压力为负。

1.3 流体的流动性与黏性

液体和气体具有一个共同的最基本的特性就是流动性。正是由于这一特性, 才能将二者统一于流体这一概念之内而与固体区别开来。从力学的角度来看, 流动性是指: 流体受到不管多么小的切应力作用都会发生连续变形的特性。图 1-2 中, 左侧为一固体块, 受到一切应力作用后, 发生一定大小的剪切变形后即趋于平衡(静止)。右侧为流体, 处于相距很近、很大的两平行板之间, 固定下板, 拖曳上板, 使之匀速平移, 即有切应力作用于流体面上, 而后流体发生连续变形(流动), 切应力不去, 变形不止。俗话说: “水向低处流”, 实际上也就是与倾斜水面相切的重力分力作用的结果。液体和气体在切应力作用下不能保持平衡, 这是它们与固体根本不同之处。

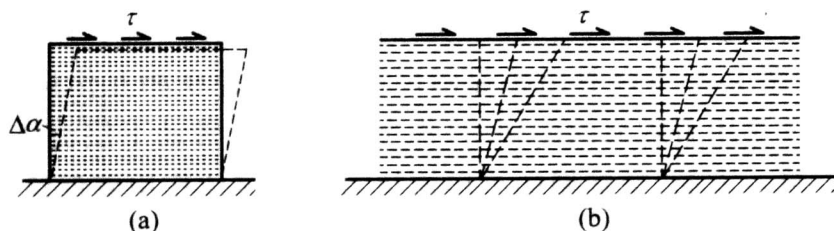


图 1-2 作用于固体与流体的切应力 τ

(a) 固体; (b) 流体

流体变形一经发生, 其内部就会出现抵抗。抵抗力的大小, 不仅与变形大小, 而且与变形的快慢有关。流体对于外加切力或剪切变形表现出抵抗的性质, 就是黏性。这种抵抗与变形之间的关系可通过最简单的二维剪切流动进行分析。设有水平设置的两块平行平板, 其间充满某种流体。上板由于外力拖曳而在其自身平面内作等速运动, 速度为 U , 下板保持静止。实验表明, 两板间的流体将被带动作水平运动。当流体黏性很强、两板相距很近、上板速度不大且板间流体作层状运动时, 流体中的速度分布如图 1-3 所示。在本书第 4 章将会看到, 图 1-3(a) 的直线分布和图 1-3(b) 的曲线分布分别相应于沿流向无压强降落和有压强降落这两种不同情况。

下面对上述流速分布的形成作进一步分析。由于流体和与之接触的固体之间存在分子相互作用, 流体就附着在固体表面上, 紧贴平板的流体质点因而与平板取同一速度, 即上板

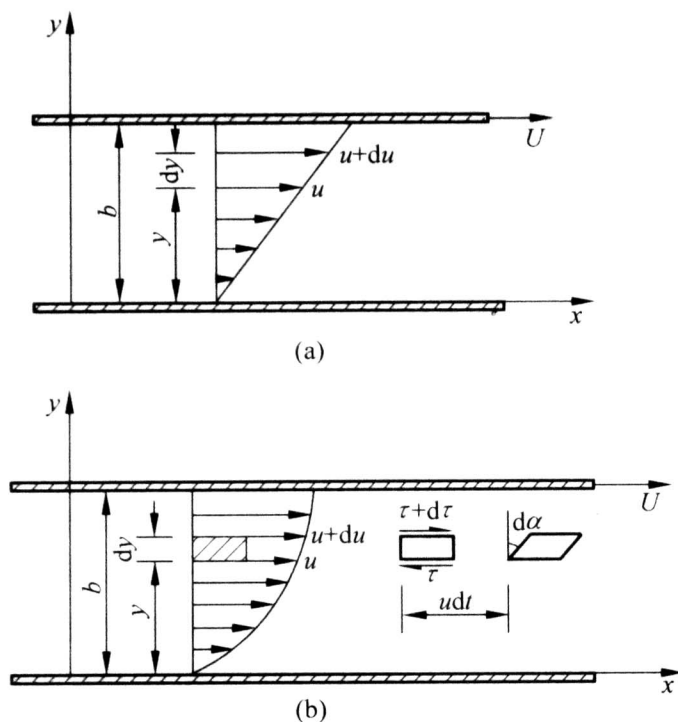


图 1-3 平行平板间的黏性流动

面流体质点的速度为 U 而下板面流体质点的速度则为零,这就是所谓固体壁面上流体的无滑动条件或黏附条件。关于流体和与之接触的固体壁之间究竟有无相对滑动,是长时间存在争议的问题,直到 19 世纪与 20 世纪之交才有定论。对于液体,通过近代观察分析,无滑动条件完全符合实际。对于气体,只有在气体分子平均自由程很大,雷诺数(Reynolds number)很低而马赫数(Mach number)(当地流速与声速之比)很高的情况下,紧贴固体壁面的气体质点才有显著的相对滑移。本课程在处理实际流体的流动时,一律采用无滑动条件。

由流速分布图(图 1-3)可以看出相邻两层流体之间存在相互作用。一方面,运动快的上层流体对下层流体作用着顺流向的切力(拖曳力),从而带动下层流体,传递切向运动,保证运动的连续性。另一方面,运动慢的下层流体对上层流体作用着反流向的切力,从而阻滞上层流体,传递阻力,减缓流动,也保证运动的连续性。黏性的这种传递运动与阻滞运动的双重作用,正是通过相邻两流体层在分界面上彼此作用着大小相等、方向相反而作用对象不同的一对切力即内摩擦力实现的。

可以定量地表示切力与变形或流动之间的关系,比较简单的就是牛顿(I. Newton)提出的,通常称之为牛顿内摩擦定律:

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} = \rho\nu \frac{du}{dy} \quad (1-8)$$

式中, u 表示坐标为 y 处的流体质点的速度,其方向平行于 x 轴; du/dy 则为速度的横向变化率,长度单位为 m ,速度单位为 m/s ; τ 为切应力,即单位面积上的切力,其方向与作用面相切,单位为 N/m^2 。正由于流体速度沿横向有变化,原来为矩形的流体团,经时间 dt 后,变为平行四边形,其铅直边转角为 $d\alpha$ 。从几何关系可以方便地证明 $\frac{du}{dy} = \frac{d\alpha}{dt}$,前者为单位时间的切应变即切应变率,后者为单位时间的角变形即角变形率。式(1-8)表明,切应力与切应变率成正比,比例系数 μ 为与流体变形无关的常数,称为动力黏度,或称动力黏性系数,其量

纲为 $ML^{-1}T^{-1}$ 。 $\nu = \frac{\mu}{\rho}$, 称为运动黏度, 或称运动黏性系数, 其量纲为 L^2T^{-1} , 单位为 m^2/s 。

流体动力黏度 μ 的数值, 随流体的种类及温度而异。对于气体, μ 随温度上升而增大; 对于液体, μ 随温度上升而减小。产生这种差别的原因在于气体黏性主要源于气体的分子运动、相互碰撞而引起的动量交换。温度越高, 分子热运动越剧烈, 动量交换越厉害, 黏性就越强。而液体黏性主要由于液体分子的相互吸引, 温度越高, 分子热运动的平均动能越大, 分子摆脱互相吸引的能力越强, 从而“流动性”增强, 黏性减弱。

凡切应力与切应变率之间的关系满足牛顿内摩擦定律的流体称为牛顿流体。切应力与切应变率不成正比或者说在二者之间具有变比例系数的流体称为非牛顿流体(图 1-4)。在此情况下, 比例系数可能与承受切力的时间长短及切力的大小有关。还有一些物体, 突出的如一些塑性体, 存在某一屈服应力, 当实际产生的切应力低于屈服应力时, 该物体将不会发生连续变形, 其性态类似于固体。当实际产生的切应力高于屈服应力时, 则在切应力作用下发生连续变形, 如果切应力和切应变率成正比地同时增长, 则为理想的宾厄姆(Bingham)塑性体。可见, 塑性体既不是固体, 也不是流体, 而是处于二者之间的

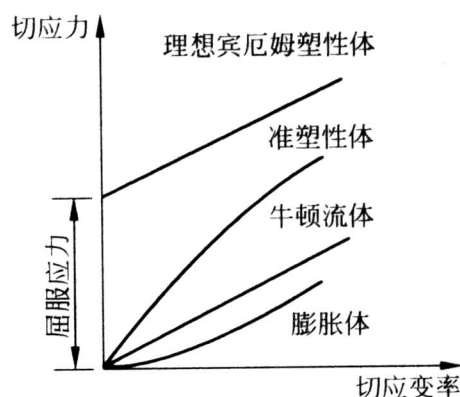


图 1-4 牛顿流体与非牛顿流体

的一种过渡状态。在水利工程中, 含沙量极高的挟沙水流、河口浮泥、管道排泥、泥石流等都不是牛顿流体。一般的胶体、润滑剂、聚合物溶液以及各种膏类也不是牛顿流体, 它们或为非牛顿流体或为塑性体。高浓度的泥石流近似于宾厄姆塑性体。本书仅限于研究牛顿流体, 非牛顿流体和塑性体则在非牛顿流体力学及流变学中研究。

1.4 流体压缩性

流动性与黏性是流体承受切应力作用时所表现的特性。当流体承受压力作用时, 便产生体积压缩变形, 其内部出现压应力, 以抵抗压缩变形。流体的这种特性称为压缩性。除去压力后, 流体体积会恢复原状, 这就是流体的弹性。流体的压缩性及弹性的大小可分别用体积压缩率 β 及体积模量 E_v 表示。它们由下式定义:

$$\beta = -\frac{\frac{\delta V}{V}}{\delta p} = \frac{\frac{\delta \rho}{\rho}}{\delta p} = \frac{1}{E_v} \quad (1-9)$$

式中, δp 为作用于流体的压强(压应力的大小)增加量; V 及 ρ 分别为增压前流体的体积和密度; δV 及 $\delta \rho$ 分别为增压后流体的体积改变与密度改变。负号表示体积 V 随压强 p 的增加而减小。液体的 β 值很小, E_v 很大, 表示其压缩性小, 而对压缩变形的抵抗很强; 气体的 β 很大, E_v 很小, 表明其压缩性很大, 而对压缩变形的抵抗很弱。

正常气压和温度下水的 $E_v = 2.10 \times 10^9 \text{ N/m}^2$, 而等温过程中大气的 $E_v = 1.05 \times 10^5 \text{ N/m}^2$, 两相比较, 大气压缩性约为水的两万倍。液体在一般情况下, 可忽略其压缩性而视为不可压缩流体。但在特殊情况如水击问题中, 在极短促的时间内, 压力变化非常剧烈, 则需考虑其