

普通高等教育“十三五”规划教材

流体力学基础

Fundamentals of Fluid Mechanics

于 勇 雷娟棉 ◎ 编



北京理工大学出版社

BEIJING INSTITUTE OF TECHNOLOGY PRESS

普通高等教育“十三五”规划教材

流体力学基础

Fundamentals of Fluid Mechanics

于 勇 雷娟棉 ◎ 编

图书在版编目（CIP）数据

流体力学基础 / 于勇，雷娟棉编. —北京：北京理工大学出版社，2017.7
ISBN 978-7-5682-4367-4

I. ①流… II. ①于… ②雷… 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（2017）第 168606 号

出版发行 / 北京理工大学出版社有限责任公司
社 址 / 北京市海淀区中关村南大街 5 号
邮 编 / 100081
电 话 / (010) 68914775 (总编室)
(010) 82562903 (教材售后服务热线)
(010) 68948351 (其他图书服务热线)
网 址 / <http://www.bitpress.com.cn>
经 销 / 全国各地新华书店
印 刷 / 保定市中华美凯印刷有限公司
开 本 / 787 毫米×1092 毫米 1/16
印 张 / 15.5
字 数 / 365 千字
版 次 / 2017 年 7 月第 1 版 2017 年 7 月第 1 次印刷
定 价 / 46.00 元

责任编辑 / 梁铜华
文案编辑 / 郭贵娟
责任校对 / 周瑞红
责任印制 / 李志强

前言

流体力学作为一门基础学科,国内外的相关教材非常多,例如 Robert W. Fox 等人编写的 *Fluid Mechanics* 已经更新到第 SI 版,国内周光炯先生或者吴望一先生编写的《流体力学》也非常经典。流体力学涵盖的内容非常广泛,从不可压缩流动到可压缩流动,从内流到外流,从水动力学到流体机械到航空航天。国内许多高校都依据自己的教学实践和需求编写了相应的教材,例如清华大学张兆顺教授编写的《流体力学》侧重于用数学语言描述流体问题,上海交通大学丁祖荣编写的《流体力学》资料丰富、覆盖面广,北京理工大学车辆工程学院张业影教授编写的《流体力学》侧重于不可压缩流动。另外,还有很多关于水力学、风工程等方面的优秀的工程流体力学教材。

流体力学是大多数工科院校本科生的专业基础课。在宽口径培养的大背景下,目前各个学校对于专业基础课程的课时都在不断压缩,这就使得老师在课程安排上不可能追求内容多而全,数学推导不可能要求很高。而传统的流体力学教材涵盖面都很广,难度比较大,适合作为相应研究方向学生的参考书或者流体力学专业学生的教材,而不适合作为普通工科学生的流体力学基础课程教材。

鉴于此种背景,我们以航空航天为背景,涵盖不可压缩流动到可压缩流动的流体力学基础问题,选取了一些流体力学的基本物理概念、基本分析方法和基本理论作为主要内容,并在内容的选取和深度的把握上做了一定的取舍,力图使学生在较短学时内通过学习能够掌握流体力学的基本概念、基本理论及分析方法,为后续相关专业课的学习打下基础。

本书注重学生对基本概念和基本流体力学现象的理解,弱化数学推导,强化物理概念,强调分析问题的方式和方法,适合普通高校工科专业少学时的流体力学课程之用。

本书由北京理工大学雷娟棉教授和王锁柱老师负责编写第四、五、六、七、八章,于勇副教授负责编写第一、二、三、九章,并做最终的统稿工作。编者为本科生讲授“流体力学基础”和“空气动力学”课程十余年,为多届硕士研究生讲授“飞行器空气动力学”和“飞行器气动设计”“计算流体力学”等课程。从本科教学需求出发,根据教学大纲要求,在多年教学实践的基础上,作者编写了《流体力学基础》内部讲义,目前已经经过多年的本科教学使用,本教材就是以该讲义为基础编写的。

由于编者水平有限,书中的缺点和错误在所难免,恳请使用者不吝指正。

编者

2017年4月

北京理工大学

目 录

CONTENTS

第一章 流体及其性质	001
1.1 流体力学的研究内容和方法	001
1.2 流体质点与连续介质假设	001
1.3 流体的可压缩性与热膨胀性	005
1.4 流体的黏性和导热性	007
1.5 表面张力与毛细管作用	011
1.6 蒸气压强与气蚀	013
1.7 作用在流体上的力	013
习题	014
第二章 流体静力学	016
2.1 流体静压强及其特性	016
2.2 静止流体的平衡微分方程	017
2.3 重力场中静止流体内的压力分布	020
2.4 静压力的计量	021
2.5 流体的相对平衡	022
2.6 静止流体作用在物面上的总压力计算	025
2.7 大气的平衡	028
习题	033
第三章 流体运动学	039
3.1 流体运动的两种描述方法及互相转换	039
3.2 质点的随体导数	040
3.3 迹线与流线、流管与流量	045
3.4 运动流体的应变率张量	050
3.5 流体中的作用力与应力张量	056
习题	060

第四章 流体运动基本方程	063
4.1 流体的系统与控制体	063
4.2 连续方程	064
4.3 动量方程	068
4.4 能量方程	072
4.5 流体的热力学状态方程	074
4.6 流体动力学基本方程组的封闭性及定解条件	076
习题	079
第五章 无黏性流体的一维流动	083
5.1 流体运动的一维模型及基本方程	083
5.2 不可压缩流体的伯努利方程及其应用	088
5.3 动量定理及其应用	101
习题	108
第六章 黏性不可压缩流体的一维流动	115
6.1 黏性流体运动的两种流态——层流和湍流	115
6.2 圆管中的充分发展层流与湍流	120
6.3 管流的沿程压力损失和局部阻力损失	130
6.4 黏性总流的伯努利方程及其应用	138
6.5 两平行平板间的二维流动	143
习题	145
第七章 边界层流动	148
7.1 边界层概念	148
7.2 边界层的厚度	149
7.3 平面不可压层流边界层微分方程	151
7.4 边界层的解	156
7.5 边界层的分离	163
习题	166
第八章 定常一维可压缩气流	169
8.1 可压缩气流的一些基本概念	169
8.2 定常一维可压缩气流的基本方程组	173
8.3 定常一维等熵流动	176
8.4 正激波	187
8.5 几何喷管中的流动	194
习题	203

第九章 量纲分析与相似原理	207
9.1 量纲与单位	207
9.2 量纲分析	210
9.3 白金汉 Π 定理	212
9.4 相似原理	217
9.5 模型实验	222
9.6 模型实验举例	225
小结	233
习题	233

第一章

流体及其性质

1.1 流体力学的研究内容和方法

流体力学主要研究在各种力的作用下,流体本身的静止状态和运动状态特性,以及流体和相邻固体界面间有相对运动时的流动和相互作用规律。

在自然界和各种工程中,流体的存在是很普遍的,这决定了流体力学应用的广泛性,如在机械、动力、建筑、水利、化工、能源、航空、环境、生物等工程领域,存在着大量的与流体运动有关的问题,其中有一些是基础性的,有一些是关键性的。就某种意义而言,正是在流体力学问题的研究中不断取得的成果促进了这些工程技术领域的迅速发展。反过来,也正是工程技术部门有许多重要的流体力学问题需要解决,才使得流体力学学科不断发展。

目前,解决流体力学问题的方法有实验、理论分析和数值三种。实验方法包括对流动现象的现场观测、实验模拟和实验论证等内容,通过实验方法能直接解决工程技术中的复杂流动问题,能发现流动中的新现象和新原理,实验结果可以用于检验理论分析或数值计算结果的正确性及应用范围;理论分析方法包括对实际流动做适当的简化,建立正确的力学模型和恰当的数学模型,运用数学物理方法寻求流动问题的精确或近似解析解,明确地给出各种流动物理量之间朴实的变化关系;而数值方法是指利用计算机进行流动的数值模拟和数值计算。为了使流体力学问题得到圆满解决,三种方法相辅相成、相互促进,是缺一不可的。

1.2 流体质点与连续介质假设

1.2.1 流体的定义和特征

在自然界,物质的常见聚集(存在)状态是固态、液态和气态,简称物质的三态或三相,处在这三种状态下的物质分别称为固体、液体和气体。液体和气体又合称为流体。流体和固体在宏观表象上的差别是显而易见的。固体具有一定的几何外形和体积,不易变形,而流体则无一定的体积,易于变形。也就是说,和固体相比,流体明显具有易流动和不能保持一定形状的特征。

流体缺乏固体持久抵抗变形的能力。流体的流动是在剪切力的作用下实现的,剪切

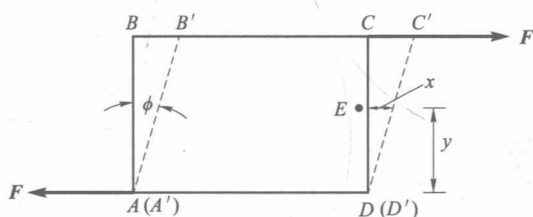


图 1-1 剪切力引起的变形

力作用持续多久, 变形就持续多久。流体不能保持任何未加支撑的形状; 流体在自身重力的作用下流动, 并取决于与其接触的任何固体的形状。

变形是由剪切力引起的, 如力 F (图 1-1) 切向作用于它们所作用的表面并引起物质从最初所占的空间 $ABCD$ 变形为 $A'B'C'D'$ 。这就

得出定义: 流体是在剪切力的作用下连续变形的物质, 即使这个剪切力可能很小。反之, 亦得出: 若流体处于静止, 就没有剪切力作用, 因此, 在静止流体内的所有力必须垂直作用于它们所作用的面。

1.2.2 物质的分子结构

固体、液体与气体全由不断运动着的分子所组成。然而, 这些分子的排列及它们之间间隔的不同, 可决定三种不同物质状态的特有性质。固体中, 分子是紧密而有规则地排列的, 且分子运动很微弱, 每一个分子都要受到其相邻分子的约束。液体中, 其分子排列比之于固体要松散些, 各个分子具有较大的运动自由度, 尽管受到周围分子某种程度的约束, 但能摆脱这个约束, 导致结构的变化。气体中, 没有规则的分子排列, 分子之间的间隔很大, 分子能够自由运动。

物质的分子间的相互作用力随分子间的距离的变化而变化。简单起见, 我们研究某个单原子物质。在单原子物质中, 每个分子由一个原子组成。宏观地观察这样一种物质的反应, 可对作用力的性质形成一个概念。

(i) 若两块同样的材料间隔很远, 它们之间所产生的力是探测不到的, 那么, 当间距很大时, 分子之间的力可以忽略; 当间距趋于无穷大时, 分子之间的力趋于零。

(ii) 如果两块同样的材料非常接近, 甚至能紧贴在一起, 那么我们就可以说, 其间距很小, 分子之间的力是吸引力。

(iii) 若压缩固体或者液体需要很大的力, 则说明为减少分子间的间隔必须克服分子间的相互排斥力。

从以上这些观察可发现, 单原子间的力随间距的变化而变化 (图 1-2) 且有两种: 一种是吸引力而另一种是排斥力。间距小的情况下, 排斥力是主要的; 间距较大的情况下, 与吸引力相比较, 排斥力就变得不重要了。

这些结论亦可用势能的观点说明。此处所讲的势能定义为将一个原子从无穷远处移到第二个原子时的这段距离所需的能量。若原子相隔无穷远, 则势能为零; 若使第一个原子朝第二个原子运动时需外部能量, 则势能为正。图 1-2 (a) 为原子间的力 F 对间距的关系图, 势能曲线将是这条曲线从 $\infty \rightarrow r$ 的积分, 即为图 1-2 (a) 中的阴影面积。

在 r_0 处, 满足最小能量的条件, 相应 $F=0$ 并表示这是稳定平衡位置, 说明固体和液体内在的稳定性。在固体和液体中具备这一条件, 其分子是十分紧密排列的。图 1-2 (b) 还说明利用有限的能量 ΔE 能把一对原子完全分离, 即把间距增大到 $r=\infty$ 需要的能量称为分离能或者结合能。

研究物质的大量粒子，每一个粒子将具有动能 $\frac{mu^2}{2}$ ，式中 m 为粒子的质量， u 为粒子的速度。若一对粒子相撞，只有转换给粒子对偶能量并使它超过 ΔE ，才能引起它们分离。于是，形成一对稳定对偶的可能性取决于 $\frac{mu^2}{2}$ 的平均值与 ΔE 的关系。

(i) 若 $\frac{mu^2}{2}$ 的平均值 $\gg \Delta E$ ，则不能形成稳定的对偶。该系统相当于气体，由快速运动的各个粒子组成，无明显的集聚或占据固定空间的倾向。

(ii) 若 $\frac{mu^2}{2}$ 的平均值 $\ll \Delta E$ ，对偶不可能分离，而来撞的粒子可能被对偶所俘获。该系统具有固体的性质，形成粒子的稳定密集。这种粒子密集只有靠外部提供能量才能分离（例如加热到产生溶解直至沸腾）。

(iii) 若 $\frac{mu^2}{2}$ 的平均值 $\approx \Delta E$ ，我们有一种系统介于 (i) 和 (ii) 之间，相当于液体状态，某些粒子具有的 $\frac{mu^2}{2}$ 值 $> \Delta E$ ，引起分离；其他的粒子具有的 $\frac{mu^2}{2}$ 值 $< \Delta E$ 而将集聚。

总结以上所述，在固体中，各个分子是紧密排列的，故它们的运动局限于小幅度振动。动能比分离能小，这样，分子不能分离，保持同样的相对状态。

在液体中，虽然分子排列依然十分紧密，但其运动幅度要比在固体中大得多。某些分子将具有足够的动能以穿过周围的分子，这样分子的相对位置能随时改变。物质将不再是刚性的且能在作用力的作用下流动。然而，分子间的吸引力仍足以确保给定的液体质量具有固定的体积并确保形成自由面。

在气体中，分子之间的间隔比液体约大十倍，其动能远大于分离能。此时，分子之间的吸引力就显得很小，分子间的效应可忽略不计，因此分子可以自由运动，直至碰到液体或固体边界才被制止。所以，气体将扩展到完全充满容器，与容器体积无关。

构成物质的内部微观结构、分子热运动和分子间的作用力不同，会造成流体和固体在宏观表象上的差别。在体积相同的常规条件下，流体中所含的分子数目比固体少得多，分子间的空隙就比固体大得多。因此，流体分子间的作用力小，分子的无规则热运动就强，从而决定了流体的易流动性。从力学角度来解释，流体的易流动性是因为流体在静止时不能承受剪切力，这一点显然与固体不同。固体在静止时也能承受剪切力，它可以通过微小变形来抵抗外力；达到平衡后，只要剪切力保持不变，则固体不再发生变形。因此，可以给流体下这样一个力学的定义：在任何微小剪切力的持续作用下能够连续不断变形的物质称为流体。

在流体的特性上需要再做点补充说明的是，虽然液体和气体统称为流体，具有相同的特性，但由于液体和气体在分子结构上还存在较大差别，它们之间还会有一些不同的特性，或虽有相同的特性但程度上差异较大。例如，虽然两者都具有易流动性，但液体只能局限在固

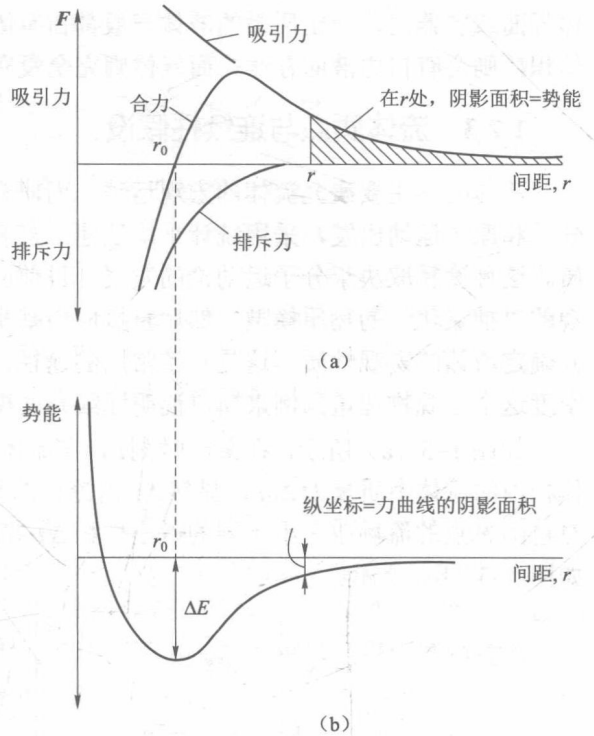


图 1-2 力和势能随间距的变化情况

(a) 力随间距的变化；(b) 势能随间距的变化

体界面或容器内，一定质量的液体一般都占有固定的体积，若空间或容器的体积大于液体的体积，则会有自由液面存在；而气体则完全没有这个特性。

1.2.3 流体质点与连续性假设

流体力学主要研究流体的宏观运动，而研究途径有微观和宏观两种。微观途径是从研究分子和原子运动出发，采用统计平均法建立宏观物理量应满足的方程，并确定流体的宏观性质。这种途径取决于分子运动论的发展，目前应用较少。宏观的途径是先给流体建立一个宏观的“抽象化”的物质模型，然后直接应用基本物理定律来建立宏观物理量应满足的方程，并确定流体的宏观性质。这是一条常用的途径，其基础就是流体质点与连续性假设。下面以密度这个宏观物理量为例来简单说明连续介质模型的建立。

如图 1-3 (a) 所示，在某一时刻 t ，在流体中取一包含 $P(x, y, z)$ 点的微小体积 $\Delta\tau$ ，在此体积内的流体中质量为 Δm ，显然 $\Delta\tau$ 内流体的平均密度为 $\bar{\rho} = \Delta m / \Delta\tau$ 。如果能在同一时刻，对包围 P 点的流场取大小不同的微小体积 $\Delta\tau$ 并测出相应不同的 Δm ，则会有不同的 $\bar{\rho}$ ，结果如图 1-3 (b) 所示。

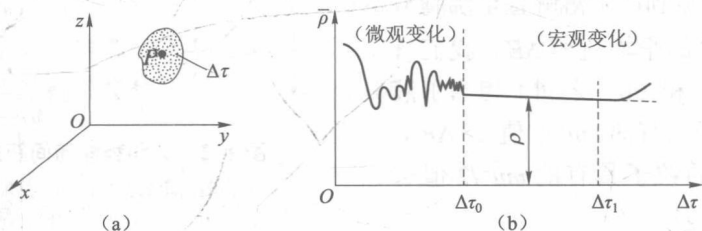


图 1-3 一点上密度的定义

(a) 包含点 P 的微小体积；(b) 点 P 的密度

当包围 P 点的微小体积 $\Delta\tau$ 向着某一个极限体积 $\Delta\tau_0$ 逐渐缩小时， $\bar{\rho}$ 将趋向于一个确定的极限值 ρ ，而且该值不再因为 $\Delta\tau$ 的微小变化而发生变化，这说明此时流体的分子个数不起作用。但是，当体积 $\Delta\tau$ 缩小到 $\Delta\tau_0$ 时， $\bar{\rho}$ 将随机波动，不再具有确定的极限值，这是因为此时 $\Delta\tau$ 中所含有的分子数目太少，分子随机进出 $\Delta\tau$ 对 Δm 产生了明显影响。

由此可见，极限体积 $\Delta\tau_0$ 具有这样的特性：它在宏观上必须足够小，可以认为它是一个没有空间尺寸的集合点；同时，在微观上又必须足够大，使得它包含足够多的分子数目，分子的个别行为无所表现，只能表现大量分子的平均性质，这样在 $\Delta\tau_0$ 内进行空间和时间的统计平均都具有确定的意义和数值。

在流体力学中，把极限体积 $\Delta\tau_0$ 中所有流体分子的总体称为流体质点，同时认为，流体是一种由无限多连续分布的流体质点所组成的物质，这就是流体的连续介质假设。大量的实际应用和实验都证明，在一般情况下，基于连续介质假设而建立的流体力学理论是正确的。

对某一种实际流动能否按连续介质假设下的理论来研究，有一个简单的判断式： $l \ll d \ll L$ ，其中， d 是前面所定义的极限体积的特征尺度，例如，取 $d = 10^{-3} \text{ cm}$ ，则 $\Delta\tau_0 \approx 10^{-9} \text{ cm}^3$ ，在 0°C 和标准大气压下，在 10^{-9} cm^3 体积的气体中仍含有 2.7×10^{10} 个分子，同样体积的液体中有 3×10^{23} 个分子。由这么多分子构成的这个体积足以得到与分子数无关的统计平均物理量； l 是所研究流体的分子运动的平均自由程，在标准状态下，气体的 l 约为

10^{-17} cm^3 , 液体的 l 约为 10^{-19} cm^3 ; L 则为所研究流动中宏观物理量将发生显著变化的特征长度, 例如, 如果研究的是管道中的流动, 则特征长度可取管道直径或长度, 如果研究的是流体绕过物体的流动, 则可取物体的长度、宽度或高度等作为特征长度。

由判断式可见, 如果所研究的流动问题, 其宏观物理量发生显著变化的空间尺度不小于 10^{-3} cm , 时间尺度不小于 10^{-6} 秒 (保证分子间有足够多的碰撞次数), 那么, 采用连续介质假设一般是没有什么问题的, 只是在某些特殊流动问题中, 这个假设会不成立。例如, 在研究高空稀薄气体中的物体运动、血液在微细血管 (直径 $< 10^{-3} \text{ cm}$) 中的运动、冲击波 (厚度 $< 10^{-4} \text{ cm}$) 内气体的运动、微机电系统及纳米级器件中的流体力学问题时, 就不能把流体看成是连续介质, 此时必须考虑分子的运动特性, 采用微观或者宏观与微观相结合的途径来研究。

本书只涉及基于流体质点和连续介质假设的流体力学理论及其问题。

1.2.4 流体物理量

根据连续介质假设, 流体已经抽象为一种在时间和空间上无限可分的连续体。通常把流体所占的空间称为流场。那么, 在流场中, 任何瞬时和每一个空间点上都有一个而且只有一个流体质点存在, 流体质点没有空间尺度但是具有确定的宏观物理量, 如密度、速度、压力和温度等。在流场中, 它们都应该是空间和时间的连续函数, 从而可以运用连续函数的解析方法来描述流体的宏观物理性质以及流体的平衡和运动规律。

1.3 流体的可压缩性与热膨胀性

1.3.1 流体的密度与比体积

单位体积的流体所具有的质量称为密度, 常用 ρ 表示, 其单位为 kg/m^3 。根据连续介质假设, 在流场中给定点上的流体的密度是指该点上流体质点的密度, 如上节所述, ρ 可以定义为

$$\rho = \lim_{\Delta\tau \rightarrow 0} \frac{\Delta m}{\Delta\tau} = \frac{dm}{d\tau}$$

它是空间位置以及时间的连续分布函数, 在直角坐标系中, 有 $\rho = \rho(x, y, z)$ 。

如果已知在有限体积 τ 内的密度分布 ρ , 则微元体积 $d\tau$ 内的流体质量 $dm = \rho d\tau$, 而 τ 内的流体总质量 $m = \int_{\tau} \rho d\tau$ 。如果在同一时刻, τ 内的密度处处相同, 则 $m = \rho\tau$ 。

密度的倒数称为比体积, 即单位质量流体所占有的体积, 常用 v 表示, 且有 $v = 1/\rho$, 或 $\rho v = 1$, 其单位为 m^3/kg 。

在一些介质为流体的工程流体力学问题中, 还常常用到重度与比重的概念。单位体积流体所具有的重量为重度, 用 γ 表示, 在重力场中, $\gamma = \rho g$, 其单位是 N/m^3 。流体的比重是该流体的重量与 4°C 同体积纯水密度之比, 因此, 比重又称为相对密度, 它是量纲为 1 的量。

密度 ρ 是流体力学中一个重要的物理量指标。不同的流体有不同的密度; 同一种流体, 特别是气体的密度是随着压强和温度的变化而变化的, 换言之, 不管流体运动与否, 同一时刻、同一点上的流体密度 ρ 与压强 p 和温度 T 都应满足热力学平衡状态的状态方程, 即

$\rho = \rho(p, T)$ 。

表 1-1 中列出了几种常见的流体的密度。从中可以看到，在标准大气压下，277 K 时纯水的密度为 1 000 kg/m³，288 K 时空气的密度为 1.226 kg/m³。

表 1-1 常见流体的密度（标准大气压下）

流体名称	温度/K	密度/（kg·m ⁻³ ）	流体名称	温度/K	密度/（kg·m ⁻³ ）
空气	273	1.293	纯水	277	1 000.0
	288	1.226		293	998.2
	300	1.161		373	958.4
	380	0.586	水银	273	13 595.0
水蒸气	400	0.554	汽油	288	725.0
	500	0.441	润滑油	300	884.1

当流体是一种多组分的混合物时（例如，海水是水与各种溶解盐的混合物，锅炉烟气是一种混合气等），其密度是各组分浓度的函数。在研究流体运动规律时，通常把多组分的混合物折算成单一组分的流体。本书只讨论单一组分的流体。

1.3.2 流体的可压缩性与热膨胀性

流体在外力（主要是压强）作用下，其体积或密度发生变化的性质称为可压缩性，亦称为体积弹性；而流体的体积或密度随温度改变的性质称为流体的热膨胀性。由于在一般情况下， $\rho = \rho(p, T)$ ，因此

$$d\rho = \frac{\partial \rho}{\partial p} dp + \frac{\partial \rho}{\partial T} dT = \rho B dp - \rho \beta dT$$

式中， $B = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial p} = -\frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial p}$ ，称为等温压缩系数； $\beta = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} = -\frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial T}$ ，称为热膨胀系数。

β 表示在一定压强下温度增加 1℃ 时流体密度的相对减小率或体积的相对膨胀率。不同流体的 β 不同， β 值越大表示热膨胀性越大，一般而言，气体的热膨胀率比液体大。

B 表示在一定温度下压强增加一个单位时流体密度的相对增加率或体积的相对缩小率。 B 的倒数就是流体的弹性体积模量（或体积弹性模量），用 K 表示，即

$$K = \frac{1}{B} = \rho \frac{\partial p}{\partial \rho} = -\frac{\partial p}{\partial v} \tag{1-1}$$

显然， K 表示流体体积或密度产生相对变化所需要的压强增量， K 与压强 p 的单位相同，均为 N/m²。

K 是用来表征流体可压缩性最为方便的物理量。不同流体的 K 值不同， K 越大则可压缩性越小。同一种流体的 K 值随压强和温度的变化而变化。对液体而言， K 值可通过实验确定。实验表明液体的 K 值都很大，且受压强和温度变化的影响很小，几乎为定值，可见液体是很难压缩的。例如，水的 K 值约为 2.04×10^9 N/m²，当水压增加一个大气压强（ 1.013×10^5 N/m²）时，其体积仅缩小 $1.013 \times 10^5/K$ ，约为万分之零点五。对气体而言， K 值可按式（1-1）计算。

若将气体视为完全气体, 有状态方程 $p = \rho RT$ 。由此可知, 气体在等温压缩时, 其弹性体积模量 $K=p$, 即气体的 K 值不是常数, 而与压强成正比。例如, 当气体处在标准大气压时, K 值约为 $1.013 \times 10^5 \text{ N/m}^2$, 如果此时气体等温增加 0.1 个大气压, 则其体积将缩小十分之一, 可见气体的可压缩性要比液体大得多。

1.3.3 不可压缩流体假设

严格地说, 任何流体都是可压缩的, 只是程度不同而已。但是, 考虑可压缩性意味着密度 ρ 是一个变量, 这增加了处理问题的复杂性。因此, 在流体力学中, 特别是在工程流体力学问题的处理中, 为了抓住主要矛盾, 使问题简化, 常常将可压缩性很小的流体近似地视为不可压缩流体, 简单记为 $\rho = \text{常数}$, 这就是不可压缩流体假设。

运动中的流体是否可以假设为不可压缩流体, 不能简单地只看其 K 值的大小, 不妨把式 (1-1) 近似改写为

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} \approx \frac{\Delta p}{K} \quad (1-2)$$

如果要将密度视作常数, 则要求 $\Delta \rho / \rho \ll 1$, 通常要求 $\Delta \rho / \rho < 0.05$ 。有两种情况可使条件满足: 一是流体的 K 值很大, 即使 Δp 并不很小, 但仍保持流体的密度变化很小, 大多数液体的流动就属于这种状况。因此, 通常将液体的流动视作不可压缩流动, 除非是在 Δp 特别大的状况, 例如水下爆炸、封闭管道中的水击现象等特殊问题; 另一种可能的状况是, 在研究的范围内运动流体中的压强变化 Δp 很小, 以至于 K 值并不太小时, $\Delta \rho / \rho$ 还是很小, 气体的大多数低速流动就属于这种状况。理论和大量实验都表明, 对于那些压强的变化是由于流动速度的变化而引起的气体流动, 例如, 静止大气中的低速飞行物周围的流场、风绕过建筑物的流动以及变截面管道中气体的低速流动等问题, 当流动速度小于 100 m/s 时, $\Delta \rho / \rho$ 很小, 此时可以忽略可压缩性, 把低速气体流动视为不可压缩流动。

需要强调的是, 严格地说, “不可压缩流体” 和 “流体的不可压缩流动” 是两个概念。但是, 只要是一种均质的不可压缩流体, 两种提法都意味着密度 ρ 时时、处处为同一常数, 都记作 $\rho = \text{常数}$ 。

此外, 所有流体也都具有热膨胀性。但在一般情况下, 忽略可压缩性时也同时忽略了热膨胀性, 除非流动主要是由于温度分布不均匀所造成的 (如自然对流等)。

1.4 流体的黏性和导热性

1.4.1 流体的黏性

当两块平板沿接触面做相对滑动时, 它们之间存在阻止滑动的摩擦力。在流体中, 当相邻的两层流体之间存在相对运动时, 也会产生平行于接触面的剪切力, 运动快的流层对运动慢的流层施以拖拽力, 运动慢的流层对运动快的流层施以阻滞力, 这一对力大小相同、方向相反, 是一对内摩擦力。

流体所具有的抵抗两层流体相对滑动或剪切变形的性质称为流体的黏性或黏滞性。换言

之，流体的黏性是一种在流体中产生内摩擦力的性质，因此，通常称流体中的内摩擦力为黏性剪切力。

必须注意，流体只有在流动时才会表现出黏性，静止流体中不呈现黏性。黏性的作用表现为阻滞流体内部的相对滑动，从而阻滞流体的流动，但这种阻滞作用只能延缓相对滑动的过程而不能停止它，这就是流体黏性的重要特征。

1.4.2 牛顿黏性定律

在自然界，流体的黏滞现象随处可见，也很容易在实验室中演示。如图 1-4 所示，两块表面积为 A 、水平放置的平行平板间充满某种流体（例如水或油），两板间距为 h ，下板固定不动，上板在力 F 的作用下沿 x 方向以等速度 U 平移。由于流体的黏性，流体与平板间存在附着力，与上板接触的流体黏附于上板，并与上板同速移动，而与下板接触的流体黏附于下板亦固定不动。只要两板间距 h 和平移速度 U 都选择得恰当小，那么，两板间的各流体薄层将在上板的带动下，一层带一层地做平行于平板的流动，其流动速度（如图 1-4 所示）由上及下逐层递减而呈线性分布： $U = U(y)$ 。

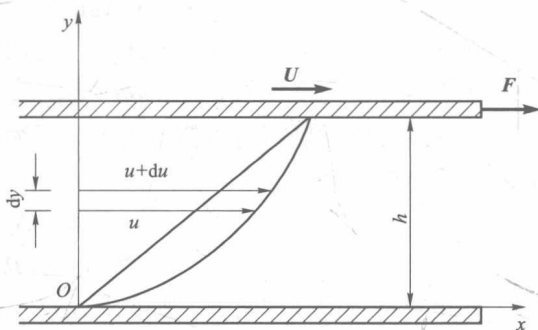


图 1-4 流体黏性实验

上述实验表明，使上板平移的外力 F 的大小与平移速度 U 以及平板面积 A 呈正比，而与两板间距 h 成反比，即

$$F \propto \frac{AU}{h}$$

牛顿通过大量的实验，把结果总结为一个数学表达式

$$\tau = \mu \frac{dU}{dy} \quad (1-3)$$

这就是著名的牛顿黏性定律，也称为牛顿内摩擦定律。当两板间流体速度分布可以近似假定为线性分布时， $\tau = F/A$ ， $dU/dy = U/h$ 。式 (1-3) 中 τ 是作用在单位接触面积流体上的内摩擦力，称为黏性切应力， dU/dy 称为速度梯度或剪切应变率， μ 称为动力黏度或动力黏性系数。

式 (1-3) 适用于有黏性流体的一维平行层状流动。在 3.4 节中，将把它推广到黏性流体的任意流动状态。

1.4.3 流体的黏度

流体的动力黏度 μ 是由流体本身固有的物理性质所决定的量，其值是流体黏性大小的一种直接度量，也是流体在运动中抵抗剪切变形能力强弱的一种度量。在相同的环境下， μ 大表示黏性大，反之亦然， μ 的单位是 $\text{Pa} \cdot \text{s}$ ，即 $\text{N} \cdot \text{s} / \text{m}^2$ 。

不同流体的 μ 值不同， μ 值主要通过实验或专门的黏度计测量出来，同一种流体的 μ 值

一般随压力和温度的不同而变化。实验表明，压力的变化对 μ 的影响较小，在低于 10 个大气压的变化范围内，压力变化的影响可忽略不计，但受极高压强的影响较大。温度的变化对 μ 的影响较大，而且液体和气体的动力黏度 μ 随温度的变化呈现出相反的趋势，液体的动力黏度随温度的升高而减小，气体的动力黏度随温度的升高而增大。

流体的黏性主要来自流体分子间的动量交换和分子之间的吸引力、内聚力（液体分子比气体分子相互更加接近）作用。温度的增高可以减小分子间吸引力、内聚力而同时又增大分子之间的动量交换。前者的作用趋于导致切应力减小而后者却导致切应力增大。

气体的温度升高将导致气体分子之间的动量交换增快，而气体分子间的内聚力对黏性的影响较小，总的后果是导致气体黏性增大。根据气体运动理论，黏性与绝对温度的平方根成正比。

液体的温度升高导致液体分子之间的内聚力作用减弱，总的后果是导致液体的黏性降低。已有不少的实验曲线、图表和经验公式给出动力黏度 μ 随温度变化的结果，例如，纯水的动力黏度与温度的经验关系式为

$$\mu = \frac{\mu_0}{1 + 0.0337t + 0.000221t^2}$$

式中， $\mu_0 = 1.792 \times 10^{-2} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ ，是纯水 $t = 1\text{ }^\circ\text{C}$ 时的动力黏度。

在小于 10 个大气压的低压情况下，气体的动力黏度与温度的经验关系式为

$$\mu = \mu_0 \frac{273 + C}{T + C} \left(\frac{T}{273} \right)^{\frac{3}{2}}$$

式中， T 是气体的热力学温度（K）， C 是按气体种类给出的常数， μ_0 是气体在 $T = 273 \text{ K}$ 时的动力黏度。对于空气， $C = 111$ ， $\mu_0 = 1.71 \times 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ 。

在流体力学中，除了动力黏度 μ 之外，还常用到运动黏度 ν ，它定义为： $\nu = \rho / \mu$ ，单位是 m^2/s 。运动黏度没有明确的物理定义， ν 的大小不是流体黏性大小的直接度量，它的引用只是为了公式书写简略而已。不过，现行的机油标号数与运动黏度有关联，比较粗略地说，所谓的 $\times\times$ 号机械油就是表示该机械油在 $50\text{ }^\circ\text{C}$ 时的运动黏度约为纯水在 $20.2\text{ }^\circ\text{C}$ 时的运动黏度的 $\times\times$ 倍。

表 1-2 给出的是一些常见流体的动力黏度和运动黏度值，从表中可以看到，液体的动力黏度要比气体的大，但对于常见的水与空气，动力黏度都不大。

表 1-2 几种常见流体的黏度

流体	温度/K	动力黏度 $\mu / (\text{Pa} \cdot \text{s})$	运动黏度 $\nu / (\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1})$
空气	300	1.846×10^{-5}	1.590×10^{-5}
水蒸气	400	1.344×10^{-5}	2.426×10^{-5}
水	293	1.005×10^{-3}	1.007×10^{-6}
水银	300	1.532×10^{-3}	1.113×10^{-7}
汽油	293	0.310×10^{-3}	4.258×10^{-7}
润滑油	300	0.486	0.550×10^{-3}

1.4.4 牛顿流体与非牛顿流体

式(1-3)表示了黏性流体做一维平行剪切流动时,流体中的黏性切应力与剪切应变率呈线性关系。但大量实验又表明,在同样的流动状况下,并不是所有的流体都能满足这个牛顿黏性定律。在流体力学中,通常把能服从牛顿黏性定律的流体称为牛顿流体,而把有黏性但不服从牛顿黏性定律的流体称为非牛顿流体。在自然界和工程中,常见的水、各种气体和润滑油等都属于牛顿流体,但牛奶、蜂蜜、油脂、油漆、高分子聚合溶液、水泥浆和动物血液等则属于非牛顿流体。本书只涉及牛顿流体。

1.4.5 无黏性流体的假设

一切真实的流体都具有黏性,但流体力学的发展史和应用实践表明,并不是所有的流体力学应用问题都必须考虑流体的黏性。根据式(1-3),当流体的动力黏度很小而运动的速度梯度不大,或者当运动的速度梯度很小而流体的动力黏度不大时,流体中的黏性切应力就很小(或者与其他的作用力相比较是比较小的),此时,往往可以忽略其黏性效应。这种在流动中忽略黏性效应的流体称为无黏性流体或理想流体,此时可以简单地令流体的动力黏度 $\mu=0$ 。把这种人为设定黏性为零的流体称为无黏性流体,即用理想流体替代真实流体,将问题的处理变得简单,因而可以比较容易地得到流动的基本规律。对于一些实际流动,如液体表面波、绕某个物体流动不分离的压力分布及产生的升力等问题的研究中,用无黏性流体假设所得到的结果具有足够的精度,但是,用无黏性流体的假设不能解释流动中的阻力以及能量损失实质等问题。

对于那些黏性效应不能忽略的流动问题,比较简单而实用的处理方法就是先假设流体无黏性,在得到流动的基本规律后,再进行近似理论或实验方法对黏性效应进行补偿和修正。

1.4.6 流体的导热性

流体中的传热现象主要以三种方式进行:热辐射、热对流和热传导。热辐射是通过电磁波在流体中产生热量。在绝大多数流动问题中可以不考虑热辐射,在少数确实存在热辐射的流动中,往往把它作为已知的热源项处理。热对流是由于流体宏观运动产生的热量迁移,它分自然对流和强迫对流两种。只有热传导是流体固有的物理性质,它是由于流体分子的热运动所产生的热能的输运现象。

无论流体运动与否,当流体中的温度分布不均匀时,由于分子的热运动,流体的热能从温度高的一层流体向温度低的一层流体输运,这种热能的输运性质称为流体的导热性。

表征流体导热性的物理定律就是傅里叶(Fourier)热传导定律,其数学表达式为

$$\mathbf{q} = -k\nabla T \quad (1-4)$$

式中, $\mathbf{q}$ 是单位时间内通过单位面积流体的热量(又称热流密度矢量); ∇T 称为温度梯度,它也是一个矢量; k 称为流体的导热系数,或热导率,一般流体的导热性是各向同性的,因而它是一个标量;式中负号表示热量的流向与温度梯度的方向相反。热流密度的单位是 $\text{W}/\text{m}^2=\text{J}/(\text{s}\cdot\text{m}^2)$,温度梯度的单位是 K/m ,因而导热系数的单位是 $\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ 。

当流体中的温度分布为一维时,例如 $T=T(y)$,则式(1-4)简化为一维的热传导定律