

吴中如 王德成

流体力学

第 2 版



479

035-43
149

流体力学

梁智权 主编



A0958574

重庆大学出版社

内 容 简 介

本书是一本利用较少学时介绍流体力学基本内容的入门教材。全书共分7章,内容包括:流体的物理属性,流场及其张量表示方法,流体力学基本概念,流体力学基本方程组,流体流动守恒原理及其应用,理想不可压缩流体的运动,粘性流体的流动。每章末附有一定数量的习题,并给出了答案。

本书是为非流体力学专业的高等学校工程学科专业学生编写的40学时流体力学教材,可以作为建筑、机械、化工、水利等部门工程技术人员的参考书。

图书在版编目(CIP)数据

流体力学/梁智权主编. —重庆:重庆大学出版社,2002.1

土木工程专业本科系列教材

ISBN 7-5624-2369-5

I. 流... II. 梁... III. 流体力学-高等学校-教材 IV. 035

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2001)第 093496 号

流 体 力 学

梁智权 主 编

责任编辑 曾令维

*

重庆大学出版社出版发行

新华书店经销

重庆华林印务有限公司印刷

*

开本:787×1092 1/16 印张:11.25 字数:281千

2002年1月第1版 2002年1月第1次印刷

印数:1—4 000

ISBN 7-5624-2369-5/O · 199 定价:16.00元

前言

物质按集聚状态不同,可以分为流体和固体两类物质。流体和固体的分子结构和分子间作用力性质是不同的。流体不能抵抗任何力的作用,作用在流体上的力不撤销,流体的变形将一直进行下去。真实流体都是有粘性的,流体的粘性是流体分子内摩擦的宏观表现,是流体产生涡旋运动的内因。当流体运动产生变形时,流体粘性提供抗拒流体变形的阻力。人们将理想化的无粘性流体称为理想流体。

流体力学在宏观尺度上考察流体的力学行为,是一门采用连续介质模型,研究流体的平衡和宏观运动规律以及流体与其所接触物体相互作用的学科。在连续性假定下,流体被看成是由连续分布的流体质点组成的连续介质。

理论研究、实验研究和数值计算是推动流体力学发展的三种研究方法。采用理论研究方法,首先是对流体及其运动进行合理简化和近似,设计恰当的理论模型;然后根据物理普遍定律和流体力学公式,建立描写流体运动规律的积分形式或微分形式封闭方程组,以及与之相应的初始条件和边界条件,并利用数学工具分析求解方程组以揭示流体量的变化规律;最后将解与实验或观察比较,确定解的准确度及适应范围。流体力学实验研究主要是在风洞、激波管、水洞、水槽、水电比拟等设备中进行模型试验或实物试验,能够在与所研究的问题完全相同或大体相同的条件下进行观测。尽管通过实验得出的结果一般说来是可靠的,但是实验方法往往要受模型尺寸的限制和边界条件的影响。数值计算方法可以解决理论研究无法解决的复杂流动问题,和实验相比所需的费用和时间都比较少,而且有较高的精度,因此计算流体力学已成为流体力学的重要分支学科。三种研究方法之间密切联系,取长补短,彼此影响,相互促进。

流体运动是宏观现象,人们易于观察和感知。19世纪水力学作为流体力学在工程上的应用得到高度发展,由于那个时期从事流体力学理论研究的学者都认为流体是没有粘性的,因此得到的一些理想流体的理论结果与流体在工程中的实际应用发生矛盾。20世纪初德国人普朗特提出边界层理论以后,才将理想流体的理论和粘性流体的工程应用统一起来,奠定了近代流体力学的基础。流体力学从本质上讲是非线性的,虽然一百余年来人类对流体力学的科学研究取得了大量重要成果,但是流体力学学科至今仍然包含着极为丰富、还未被人认识和理解的现象和规律。

流体力学对整个科学的发展起着重要的作用。20世纪下

半叶,由于实验测试技术、数值计算手段和理论分析方法的进步,人们对流体力学中的湍流、混沌、涡动、多相流、非平衡流、渗流等基本流动现象和非线性流动理论方面的研究取得了很大进展,为科学技术进步和国民经济发展做出了重要贡献。流体力学在自然科学领域是一门重要的技术基础学科,在工程科学和技术科学领域又是一门应用性很强的工程技术学科,其应用几乎遍及国民经济的各个部门,目前已很难找出一个技术部门与流体力学没有或多或少的联系,近年来,流体力学和其他学科相互渗透,形成了一系列边缘学科。流体力学是建筑、机械、化工、食品、水利、气象、造船、航空等工程学科的重要应用基础理论之一,在生物、能源、材料、环境等高新技术领域里有非常广泛的应用。

通过流体力学的理论研究,对流体流动进行科学的抽象,利用数学方法求出理论结果,可以清晰地、普遍地揭示其内在规律。流体力学理论中,粘性不可压缩流体的流动问题是流体力学研究的中心问题。研究流体粘性与流体有旋运动的必然联系,所揭示出的流体力学基本原理,是研究各个流体力学分支内容的基础,各个流体力学分支通过研究粘性不可压缩流体的流动问题,统一于流体力学学科之中。流体力学基本方程组反映了流体运动的基本规律。流体力学基本方程组的一般形式是处理流体力学具体问题的出发点。熟悉流体力学基本方程组的一般形式,有助于理解流体力学的理论结构,可以做到学习流体力学基本内容时心中有数。

现代一般流体力学专著和教材中广泛采用场论和张量等数学工具。本教材作为少学时教材,努力贯彻面向 21 世纪教材起点较高、少而精、学以致用原则,在处理较复杂的流体力学问题时,为了使流体力学的概念表达明确、方法描述简洁,不纠缠在繁冗的数学推证过程中,编者在编写过程中,力求恰当地采用场论和张量工具,使学生不必熟练掌握高级数学技巧,就能理解流体力学基本原理,在学习流体力学基本理论时收到事半功倍的效果。

本教材试图用不大的篇幅、以统一观点和编者认为最好的形式来表述流体力学的重要概念、基本原理及其应用,力求深入浅出地阐明流体力学中的基本规律和处理问题的近似方法,给出流体力学引论性的内容,使学生获得一个比较完整的流体力学学科体系框架,为继续学习流体力学各专门分支和相关学科铺垫基础。采用本书给非流体力学专业的工程学科专业学生讲授少学时流体力学课程时,学时数不宜少于 40 学时。

本书第1章给出流体的连续介质假定后,为了理解影响流体流动的内因,讨论了流体的密度、压缩性、表面张力、扩散性、粘性和导热性等物理属性,简要叙述了流体平衡态热力学。第2章介绍了流场中必然涉及到的梯度、散度和旋度等场论知识;针对流体力学中讨论的应力张量和应变张量,着重介绍了二阶笛卡尔张量等有关张量知识,为以后章节的学习打下基础。第3章介绍的流体力学基本概念包括:作用在流体上的力,描述流体运动的拉格朗日方法和欧拉方法,速度分解定理和变形速度张量,流体微团的运动分析,静止流体中的压力分布。这一章纳入了流体静力学的基本内容,没有安排流体静力学独立成章。第4章通过质量守恒定律、动量定理和能量守恒定律,导出了流体力学的积分形式和微分形式的连续性方程、运动方程和能量方程,通过本构方程给出应力应变关系,结合状态方程,建立起流体力学基本方程组,同时建立了相应的初边界条件。第5章介绍流体流动中的守恒原理及其应用,通过欧拉方程的第一积分,导出伯努利方程这一非常重要的机械能衡算式。在这一章里,采用控制体方法,分别应用一维连续性方程、伯努利方程、动量定理和动量矩定理,对一些典型例题进行了分析计算。第6章介绍理想不可压缩流体的流动,着重介绍了有势流动和二维无旋流,并给出了均匀流、径向流、环流和偶极流等基本无旋流的势函数和流函数的表达式,讨论了理想流体绕圆柱的流动。这一章的最后介绍了涡旋运动的基本性质及其判别方法。第7章介绍了粘性流体流动的基本性质,叙述层流向湍流转化的临界雷诺数条件;描述了流体动力相似原理,提出流体动力相似准则;利用圆球绕流介绍了小雷诺数流动的特点;对于大雷诺数流动,主要介绍了平面边界层理论,建立了普朗特边界层方程,讨论了摩擦阻力;在边界层理论的基础上,介绍了涡旋诱发振动的基本概念和润滑理论;本章末以管流的讨论作为结束。

本书由梁智权主编,昆明理工大学冯燕参加了第3章流体静力学基本内容和第5章流体流动守恒原理的编写。由于篇幅和学时的限制,书中没有涉及湍流理论和高速空气动力学理论,对于已经触及的内容也是挂一漏万,而且讨论很不深入。但是作为少学时的流体力学理论教材,学生如果能够熟练掌握书中提供的基本内容,在今后进一步深入学习和应用流体力学理论时就有了可靠基础。本书在编写过程中,得到许多同志的关心、指导和帮助,在这里一并对他们表示衷心感谢。

编者

2001年12月

目 录

第 1 章 流体的物理属性	1
1.1 流体与连续介质假定	1
1.2 流体的密度、压缩性和表面张力	4
1.3 流体分子的扩散性、粘性和导热性	9
1.4 牛顿流体和非牛顿流体	12
1.5 流体平衡态热力学	16
习题	22
第 2 章 流场及其张量表示法	23
2.1 流场和标量函数的梯度	23
2.2 矢量函数的散度和旋度	27
2.3 张量表示法	31
2.4 二阶张量	35
2.5 正交曲线坐标系	38
习题	42
第 3 章 流体力学基本概念	44
3.1 作用在流体上的力	44
3.2 描述流体运动的方法	47
3.3 速度分解定理	53
3.4 变形速度张量	55
3.5 流体微团的运动分析	59
3.6 静止流体中的压力分布	62
习题	69
第 4 章 流体力学基本方程组	72
4.1 物质积分的随体导数	72
4.2 连续性方程	75
4.3 运动方程	77
4.4 能量方程	79
4.5 本构方程	82
4.6 流体力学基本方程组	84
习题	92
第 5 章 流体流动守恒原理及其应用	94

5.1 流体流动守恒原理的一般描述	94
5.2 一维连续性方程及其应用	97
5.3 伯努利方程及其应用	99
5.4 动量定理和动量矩定理的应用	105
习题	110
第6章 理想不可压缩流体的运动	112
6.1 理想不可压缩流体运动基本方程	112
6.2 二维无旋运动	115
6.3 基本无旋流	119
6.4 理想流体绕圆柱的流动	124
6.5 有旋运动	129
习题	135
第7章 粘性流体的流动	138
7.1 粘性流体运动的性质和基本方程	138
7.2 流体动力相似原理	143
7.3 小雷诺数下的绕流	147
7.4 大雷诺数下的绕流	151
7.5 涡旋诱发振动	157
7.6 润滑理论	161
7.7 圆管层流流动	165
习题	169
附录 SI 单位	171
参考文献	172

第 1 章

流体的物理属性

流体力学是一门建立在连续介质假定之上研究流体平衡规律、流体宏观运动规律以及流体与所接触物体之间相互作用的学科。流体力学的研究对象是流体,流体的物理属性诸如密度、压缩性、扩散性、粘性和表面张力是流体分子微观作用的宏观表现,它们是引起流体运动状态变化的内因。

1.1 流体与连续介质假定

从力学特征来讲,流体与固体不同,流体是易流动的物质。对于任何微小的切向应力,只要持续地施加在流体上,流体便在切向应力作用下持续流动并发生任意大的变形。因此流体在静止状态时只承受法向应力,不承受切向应力。流体的流动性是由流体分子微观结构所决定的。从流体分子运动的角度去研究流体的平衡和运动规律显然是很困难的。流体力学不去考察个别分子的微观运动情况,而是采用连续介质假定,着眼于由大量分子组成的流体质点的宏观运动规律。

1.1.1 物质形态

(1) 物质分子间作用力

物质的宏观性质和存在形态,与它们的分子结构和分子间作用力的性质有关。两个孤立分子的中心距的量级为 10^{-8} cm 时,其相互作用是很强的量子力,当分子电子层的电子有可能交换时,分子间的力是吸引力并构成化学键;当电子不可能交换时,分子间的力是排斥力,而且随着分子之间距离增大迅速衰减。如果两个分子中心之间的距离再大一些,达到 $10^{-7} \sim 10^{-6}$ cm 的量级时,分子之间的相互作用是微弱的吸引力。没有形成化学键的两个分子之间的相互作用力,与它们的中心距的函数关系如图 1.1 所示。对于大多数简单分子,分子间的距离 $d_0 = 3 \times 10^{-8} \sim 4 \times 10^{-8}$ cm。当分子间的距离为 d_0 时,相互作用力将改变符号,这时一个分子相对于另一个分子处于稳定平衡位置。

(2) 物质存在形态

温度变化对物质形成固态、液态和气态是有明显影响的。温度较低时,分子运动不剧烈,

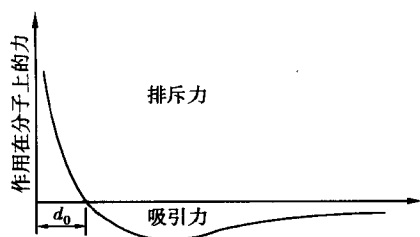


图 1.1 物质分子间作用力与距离的关系

分子间的距离是 d_0 的数量级,分子间的相互作用力是数值很大的量子型强作用力,分子只能在各自的平衡位置作微振动,物质形态表现为具有一定形状和体积的固体状态。

当温度升高时,分子运动变得剧烈起来,分子之间的距离增大,作用力变为量子型强作用力与经典型弱作用力混合的中等作用力。温度升高达到某一温度时,分子不能维持在固定平衡位置附近作微振

动,但是分子间的作用力还能维持分子彼此不远离分散,物质形态表现为不能维持一定形状但仍有一定体积的液体状态。温度继续升高,分子运动程度变得很激烈,分子间的距离达 $10d_0$ 的数量级时,作用力已非常微弱,分子相互分散远离,近似作自由运动,物质形态表现为没有固定形状和大小的气体状态。液体和气体是易于流动的物质,人们通常将液体和气体称为流体。

在 0°C 和 1 标准大气压 (1 标准大气压 = 101.325kPa) 的条件下, 1cm^3 体积中的气体分子数是 2.69×10^{19} ,也就是说气体密度大约为液体密度的 $1/1000$ 。在上述条件下, 1cm^3 体积中的气体分子 1s 内要碰撞 10^{29} 次。可以计算出,一个气体分子在两次碰撞间所经过的平均距离为 $7 \times 10^{-6}\text{cm}$,约为 $200d_0$ 的数量级。因此气体分子间距离很远,分子偶尔发生碰撞外,大都作自由运动,在动力学上是孤立的,这决定了气体具有许多独特性质。液体的某些分子特性介于固体与气体之间。液体分子随机热运动的振幅与 d_0 的数量级相同,固体分子随机热运动的振幅远小于 d_0 ,气体分子随机热运动的振幅远大于 d_0 。固体中的分子排列有序,气体中的分子排列无序,液体中的分子排列部分有序。

(3) 流体的易流动性

流体具有的易流动性,力学上表现出它们在静止时不能承受切向应力,因为,不管多么小的切向应力,都将使流体发生流动。如果持续对流体施加切向应力,流体可以产生任意大的变形。固体没有流动性,在静止时不仅可以承受法向应力,还可以承受切向应力。一般情形下,固体受到切向力作用时,会沿切线方向发生微小变形,达到平衡状态后,在切向力作用的截面上承受切向应力。实际上固体和流体的区别不是绝对的。有些物质具有固体的性质,也有流体的性质,不能把物质存在的形态截然分为固体和流体。大多数固态物质融(熔)化为液态时,密度变化了百分之几,分子间距只有微小变化,却引起液态物质具有流动性这样巨大的变化。

液体的密度量级很接近于固体,而其流动性完全与气体类似。一般来说,物质处在液相时的密度远大于它处于气相时的密度,导致要使液体和气体产生一定的加速度,所需要的力大小不同,但是在这两种情形下决定变形率的微分方程却具有相同的形式。人们至今对液体宏观结构的了解比对气体的了解少得多,因为对液体不能像对气体那样,借助其单个分子的性质来解释人们观测到的液体流动特性。

1.1.2 流体的连续介质假定

从流体分子运动的角度去研究流体的平衡和运动规律显然是很困难的。人们在观察流体的宏观结构和运动时,发现在时间和空间上与流体的微观结构和运动不同。流体的宏观结构和运动明显地呈现出均匀性、连续性和确定性,流体力学研究的正是流体这种宏观特性。流体

的宏观特性是大量流体分子的统计平均特性。流体的压缩性、扩散性、导热性、粘性等物理属性,都是流体分子热运动和分子之间作用力的宏观表现。

(1) 连续介质假定

人们研究流体的宏观特性时,近似认为真实流体是由流体质点连续地、没有任何空隙地充满整个流动空间的连续体,这就是流体的连续介质假定。

在连续介质假定下,流体的基本组元是流体质点,每个流体质点都是微观上无穷大、宏观上无穷小的包含大量流体分子的分子团。人们基于连续介质假定的流体质点模型,对于反映流体宏观结构和运动的流体特征量(流体量),如密度、速度、压力、温度等,所观察到和感知到的都是均匀的、连续的和确定的。

流体力学涉及的是由大量流体分子组成的流体质点的宏观运动规律,关注整个流动空间中流体量的变化情况,不需要直接考察个别流体分子的微观运动情况,即不去着眼于向流体分子平均自由程(在 0°C 和 1 标准大气压下,气体分子平均自由程为 $7 \times 10^{-6}\text{cm}$) 那样微小距离上的差异。人们在流体力学的研究和应用中,提出连续介质假定,采用连续介质这种理想化的简单物理模型,来模拟真实流体在宏观运动中表现的力学行为。因此,连续介质假定巧妙地回避了采用流体微观结构模型可能遇到的困难,即分子运动在时间和空间上具有的不均匀性、离散性和随机性。

流体的连续介质模型是代替真实流体结构的一种简化的物质结构模型。引入连续介质假定以后,流动空间中每一个由流体质点占据的几何位置都有了确定的物理意义,因此可以用空间位置上定义的物理量(如密度、压力、速度、温度等)来描述流体流动系统。由流体质点上确定的物理量所定义的函数空间,称为流场。流场中的物理量是时间和空间坐标的连续函数,利用数学分析中连续函数等数学工具,能够简化对于流体的平衡和运动的研究和计算。

(2) 假定的适用范围

连续介质假定有广泛的适用范围,但是,并不是到处都适用。当分子距离与考察物体的尺度相当时,连续介质假定就失效了,例如,高层空间的稀薄气体对于人造卫星就不能当作连续介质来处理,因为,这种情况下稀薄气体分子的平均自由程已经与人造卫星的尺度相当。

连续介质模型中的流体质点是指尺度为 L 的分子团,它应该具有所包含的大量流体分子的统计平均特性。微观上,流体质点的尺度 L 充分大,远大于流体分子平均自由程 L_0 ; 宏观上,流体质点的尺度 L 充分小,即 L 远小于所研究的流体流动问题的特征尺寸 L_1 , 即

$$L_1 \gg L \gg L_0 \quad (1.1.1)$$

应该注意到,分子团内流体量的统计平均值,是随分子团的尺度 L 大小而变化的。作为连续介质模型中的流体质点,其分子团的尺度 L 必须满足(1.1.1)式给定的条件,才能使流场中任一点的流体量具有稳定不变的统计平均值。如果分子团的尺度 L 接近流体分子平均自由程 L_0 , 或与流动问题的特征尺寸 L_1 有可比性,都不能作为连续介质模型中的流体质点来处理,这种情况下连续介质假定失效。

密度的概念包含了连续介质假定,利用流体密度的概念可以说明连续介质假定的适用范围。密度 $\rho = \rho(x, y, z)$ 一般是位置 x, y, z 的函数,其定义为

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta m}{\Delta V} = \frac{dm}{dV}$$

其中, Δm 是微小体积 ΔV 中的质量。包含给定体积 V 中的质量为

$$M = \int_V \rho(x, y, z) dV$$

密度定义认为,对于任何微小的体积,密度都有确定的数值。事实上,如果所取尺度是流体分子的尺度,密度值因体积变化会有很大差异,如图 1.2 所示。

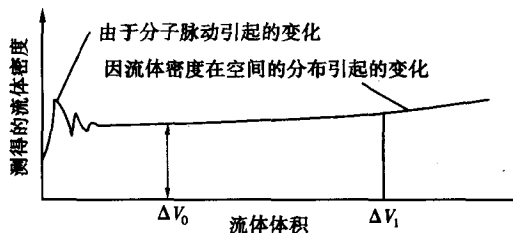


图 1.2 流体分子团尺度对密度的影响

图中显示出,当分子团体积 ΔV_0 的尺度太小,以至于数量上与分子平均自由程 L_0 同阶,由分子团中少数不规则运动的分子给出的密度值 ρ 是脉动的,并出现很大的随机性;当分子团体积 ΔV_1 的尺度太大,以至于数量上与所研究的流体流动问题的特征尺寸 L_1 相当,分子团内密度的统计平均值就会直接反映密度在流场(密度场)中分布的不均匀性。流体分子团的尺度满足(1.1.1)式

给定的条件,才能视为连续介质假定中的流体质点,成为连续介质模型中的组成单元,密度值 ρ 在流场中每一点也才能取得确定的数值。

除了对于分子团的尺度进行统计平均时要求满足(1.1.1)式给定的条件,类似地,还应在对时间 T 的长短进行统计平均时,要求满足微观充分长、宏观充分短的条件,即

$$T_1 \gg T \gg T_0 \quad (1.1.2)$$

式中 T_1 是所研究问题的特征时间, T_0 是分子相邻两次碰撞的时间间隔。(1.1.2)式表明,一方面进行统计平均的时间从微观上应选得足够长,在这段时间内分子碰撞已进行了很多次,使得在这段时间内进行统计平均能够得到稳定的数值。另一方面,进行统计平均的时间从宏观上应选得比特征时间小得多,以便能够将进行统计平均的时间看成为一个瞬间。平均物理量与统计平均时间的关系类似图 1.2 表示的曲线。

连续介质假定是流体力学中的一个基本假定。利用连续介质假定导出的流体力学基本方程和计算结果,与大量实验结果是吻合的,表明了连续介质假定的实用性和合理性。

1.2 流体的密度、压缩性和表面张力

流体的密度、压缩性和表面张力是流体的重要物理属性。流体的密度表征流体在流场空间某点质量的密集程度,它与流体的压缩性有密切的关系。流体的压缩性是用单位压强所引起的体积变化率来表示的。流体的体积随压强增大而缩小,随温度的升高而膨胀。任何流体都是可以压缩的,只是可压缩的程度不同。在很多情况下,流体力学中往往采用不可压缩流体模型来简化复杂的流体流动问题。所谓流体不可压缩,是指流场空间中每一点的密度是不随时间变化的常数。按照密度的定义,不可压缩流体质量守恒时,其体积也不随时间变化。除了流体的密度、压缩性外,液体与气体、液体与固体交界面的表面性质,特别是液体自由表面的表面张力及其引起的毛细现象,在一些科技和工程应用领域也受到密切关注。

1.2.1 流体的密度

一般情况下,同一时刻在流场不同位置的流体密度是不同的,也就是说,流体密度 ρ 是位

置 x, y, z 的函数, 即

$$\rho = \rho(x, y, z) \quad (1.2.1)$$

(1) 平均密度

如果流体是均匀的, 通过测定已知体积 V 中的流体质量, 或者测定已知流体质量 M 占据的体积, 可以确定流体的平均密度。平均密度可表示为

$$\rho = \frac{M}{V} \quad (1.2.2)$$

式中密度 ρ 是流场单位体积内所具有的质量, 其单位为 kg/m^3 。

(2) 密度的定义

流场中一点处的流体密度由下面的极限来定义:

$$\rho = \lim_{\delta\tau \rightarrow 0} \frac{\delta m}{\delta\tau} = \frac{dm}{d\tau} \quad (1.2.3)$$

式中 $\delta\tau$ 是流场中围绕指定点的微元体积, δm 是包含在微元体积中的流体质量。以后分析流体流动问题时, 将有限体积 V 的符号改写为 τ , 用 $\delta\tau$ 表示流体的微元体积。

由 (1.2.3) 式得到流体质量的微分形式为

$$dm = \rho d\tau \quad (1.2.4)$$

对于包含在有限体积 τ 中的流体质量, 可以表示成密度在该体积中的积分

$$M = \int_{\tau} \rho(x, y, z) d\tau \quad (1.2.5)$$

(3) 比容 (比体积)

流体密度的倒数称为比容 (比体积), 用 v 表示, 即

$$v = \frac{1}{\rho} \quad (1.2.6)$$

比容是单位质量流体所占有的体积, 它的单位为 m^3/kg 。

(4) 液体的相对密度

某一液体的密度 ρ_t 与温度为 4°C 水的密度 ρ_w 的比值通常称为该液体的相对密度, 用符号 d 来表示, 即

$$d = \frac{\rho_t}{\rho_w} \quad (1.2.7)$$

(5) 混合气体的密度

混合气体的密度可根据各组分气体所占体积的百分数按下式计算:

$$\rho = \rho_1\alpha_1 + \rho_2\alpha_2 + \cdots + \rho_n\alpha_n = \sum_{i=1}^n \rho_i\alpha_i \quad (1.2.8)$$

式中 $\rho_1, \rho_2, \cdots, \rho_n$ 分别是混合气体中各组分气体的密度, $\alpha_1, \alpha_2, \cdots, \alpha_n$ 分别是混合气体中各组分气体所占体积的百分数。表 1.1 列出了常用流体的密度。

(6) 不可压缩流体

一般情况下, 近似把液体看成是不可压缩的。由于气体比液体的压缩性大得多, 对于气体应该按可压缩流体来处理。然而, 在气流的速度比音速小得多的情况下, 如果气流受到的压力改变很小, 使气体产生的体积变化不大, 可以认为气体也是不可压缩的。为了简化计算, 按压缩性可以将流体分为不可压缩流体和可压缩流体。显然, 不可压缩流体只是真实流体在给定

条件下关于压缩性的近似模型。

表 1.1 常用流体的密度

流体名称	温度/℃	密度/(kg·m ⁻³)	流体名称	温度/℃	密度/(kg·m ⁻³)
空气	0	1.293	蒸馏水	4	1 000
二氧化碳	0	1.976	汽油	15	700 ~ 750
二氧化硫	0	2.927	酒精	15	790 ~ 800
氧气	0	1.429	煤油	15	800 ~ 810
氢气	0	0.089	润滑油	15	890 ~ 920
水蒸气	0	0.804	水银	15	13 600
氮气	0	1.251	海水	15	1 020 ~ 1 030

真实流体都是可压缩的,其密度不仅是位置 x, y, z 的函数,还是时间 t 的函数,即

$$\rho = \rho(x, y, z, t)$$

对于均匀流体,如果当作不可压缩流体来处理,流体密度是不随时间改变的常量,即

$$\frac{d\rho}{dt} = 0$$

对于非均值的不可压缩流体,流场中各点密度不同,但是各点密度不随时间改变,可表示为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$$

流体流动问题中,诸如水流和低速大气流常常被当作不可压缩流体来研究,这一大类流体是人们在工程实际和科学研究时经常遇到的。采用不可压缩流体模型来模拟水流和低速大气流等真实流体,使复杂的流体力学的研究工作得到很大简化。

1.2.2 流体的可压缩性

流体质点的体积或密度可以随压力或温度改变的性质称为流体的压缩性。在通常的压力或温度下,液体比气体的压缩性小得多,而且在相当大的压力范围内,液体的密度几乎是常数。例如,水在温度 20℃ 下,压力每增加 1 标准大气压,它的体积仅比原体积约缩小 0.005%。液体和气体力学性质最重要的差别在于它们的体积弹性,即可压缩性不同。气体远比液体容易压缩,在有显著压力变化的流体运动中,气体产生的比容变化要比液体大得多。

(1) 压缩性系数

单位压强所引起流体的体积变化率称为压缩性系数,以 k 表之。当温度不变时,压缩性系数由下式确定:

$$k = \frac{\delta V/V}{\delta p} = \frac{\delta V}{V\delta p} \quad (1.2.9)$$

式中 δp 为压强增量, $\delta V/V$ 为流体的体积变化率。上式中的负号表示 δp 与 δV 异号,因为压强增大,流体体积缩小。压缩系数是用来描述流体压缩性的物理量,其单位是 m^2/N 。在相同的压强增量下, k 值大的流体,其体积变化率大,较易压缩。

(2) 体积模量

工程中常用体积模量去衡量流体压缩性的大小。压缩系数的倒数叫做体积模量,用 K 表示

$$K = \frac{1}{k} = \frac{V\delta p}{\delta V} \quad (1.2.10)$$

K 的单位与压强相同, K 值大的流体, 可压缩性小。

(3) 体胀系数

单位温升所引起流体的体积变化率称为体胀系数, 以 α_v 表之。当温度不变时, 体胀系数由下式确定:

$$\alpha_v = \frac{\delta V/V}{\delta T} = \frac{\delta V}{V\delta T} \quad (1.2.11)$$

式中 δT 为温度增量, $\delta V/V$ 为流体的体积变化率。上式中 δT 与 δV 同号, 因为温度升高, 流体体积膨胀。体胀系数是用来描述流体膨胀性的物理量, 其单位是 $1/^\circ\text{C}$ 或 $1/\text{K}$ 。当温度低于 50°C 时, 水的体胀系数 α_v 随压强的增加而增大; 当温度高于 50°C 时, 水的体胀系数 α_v 随压强的增加而减小。

(4) 完全气体的状态方程

描写气体压力 p 、体积 V 和温度 T 之间关系, 对研究气体的性质是十分重要的。处于平衡状态的均匀流体系统, 其压力 p 、体积 V 和温度 T 由状态方程联系起来, 即

$$F(p, V, T) = 0 \quad (1.2.12)$$

或

$$p = f(T, V) \quad (1.2.13)$$

完全气体的状态方程是最简单的, 在热力学计算中得到了广泛应用。完全气体的状态方程为

$$pV = \frac{m}{M}R_0T \quad (1.2.14)$$

其中 m 是气体质量; M 是气体分子量; R_0 是克分子气体常数。 R_0 是普适常数; 在国际单位制中, $R_0 = 84.789 \times 10^{-2} \text{J}/(\text{mol} \cdot \text{K})$ 。完全气体在热力学中称为理想气体。为了不和理想流体的概念发生混淆, 流体力学中便将理想气体叫做完全气体。人们对完全气体的分子模型作了如下假定: 气体由大量分子组成, 分子的大小、质量和性质都相同; 气体分子间的距离比分子自身的直径大得多; 分子总是充满并均匀分布在所占据的容器空间; 分子不停地进行着高速且无规则的运动; 分子之间的碰撞或分子与容器壁的碰撞是完全弹性的, 没有动能损失; 分子运动遵循经典力学的三个定律。

对于 1 克分子气体 ($m = M$), (1.2.14) 式变成

$$pV = R_0T \quad (1.2.15)$$

对于均质液体, 密度几乎不随压力和温度而改变, 其状态方程为

$$\rho = \text{常数} \quad (1.2.16)$$

1.2.3 液体的表面张力

液体分子之间的吸引力作用范围很小, 为分子间距离的 3~4 倍的球形范围内, 球形范围的半径 $r = 10^{-8} \sim 10^{-6} \text{cm}$ 。如果分子距离自由液面等于或大于半径 r , 则在分子吸引力作用的球形范围内的分子处于平衡状态。如果分子距离吸引力小于半径 r , 在分子吸引力作用的球形范围内的分子不能处于平衡状态, 而是受到从自由液面向下作用的分子吸引力的合力。由于自由液面的上面部分没有分子, 处于自由液面上的分子受到向下作用的合力达到最大值。

自由液面下小于半径 $r = 10^{-8} \sim 10^{-6} \text{ cm}$ 的流体薄层称为液体的表面层。

液体的表面层内的分子距离自由液面均小于半径 r , 所以都受到向下的表面拉力, 从而将液体的表面层紧紧地拉向液体内部。液体分子进入表面层需要克服分子吸引力做功, 因此, 向自由表面输入的机械功以表面势能的形式储存起来。自由表面的增加意味着自由表面能的增加, 需要向自由表面输入机械功才能实现。自由表面的减少意味着自由表面能的减少, 于是自由表面要向周围释放能量。自由表面收缩时受到的拉力对自由表面做负功, 因此自由表面处于拉伸状态。定义自由表面上单位长度的拉力为表面张力, 记为 σ , 单位为 N/m 。所有液体的表面张力随温度上升而下降。添加某些有机溶液或盐类, 可以改变液体的表面张力。一定量的液体在表面张力作用下, 其形状总是取自由表面能为最小时的形状。

处在气液界面、互不相溶的两种液体界面或某些液固界面附近液体, 由于分子间相互作用的各向异性, 液体表面发生弯曲将产生表面张力。表面张力同其他作用力相比很小, 通常可以忽略。但是研究毛细现象的影响时, 必须考虑流体表面张力的作用。

平衡状态时, 受表面张力作用的流体曲面两侧的压力差, 是由表面张力引起的附加应力, 称为毛细压力。毛细压力与表面张力的关系, 可以通过分析弯曲的微元表面的受力平衡情况得到, 如图 1.3 所示。

取边长为 δL_1 和 δL_2 的矩形微元曲面, 曲边 δL_1 的曲率半径为 R_2 , 曲边 δL_2 的曲率半径为 R_1 。微元曲面上单位长度的表面张力为 σ , 作用在曲边 δL_1 上的力为 $\sigma \delta L_1$, 作用在 δL_2 上的力为 $\sigma \delta L_2$ 。

若作用于 δL_1 对应边上的二力夹角为 $\delta\beta$, 二力合力则为 $\sigma \delta L_1 \delta\beta$; 若作用于 δL_2 对应边上的二力夹角为 $\delta\alpha$, 二力合力则为 $\sigma \delta L_2 \delta\alpha$ 。作用在微元曲面 $\delta L_1 \delta L_2$ 上的压力差为 $(p_1 - p_2) \delta L_1 \delta L_2$ 。微元曲面的力平衡方程为

$$(p_1 - p_2) \delta L_1 \delta L_2 = \sigma \delta L_1 \delta\beta + \sigma \delta L_2 \delta\alpha \quad (1.2.17)$$

式中夹角 $\delta\beta, \delta\alpha$ 可表示为

$$\delta\beta = \frac{\delta L_2}{R_2}, \delta\alpha = \frac{\delta L_1}{R_1}$$

将上式代入(1.2.17)式得

$$(p_1 - p_2) = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (1.2.18)$$

上式表明毛细压力与表面张力成正比, 与曲率半径成反比。对于球形液滴, 曲率半径为球半径 R , 压力差为毛细压力 δp , 于是(1.2.18)式改写为

$$\delta p = \frac{2\sigma}{R} \quad (1.2.19)$$

图 1.3 微元曲面的表面张力

由上式可知, 球形液滴半径愈小, 液滴内部毛细压力愈大。液体的表面张力随温度升高而降低。表 1.2 列出了温度 20°C 时的液体与空气接触时的表面张力。

液体中溶有其他物质时, 表面张力将随物质浓度不同而发生变化。水中溶入醇、酸、醛、酮等有机物质时, 其表面张力将减小; 水中溶入氯化钠、硫酸钠等无机盐类时, 其表面张力略有增大。溶质在液体表面层的浓度和液体内部的浓度是不同的。溶质在液体中分散不均匀的现象称为吸附。使液体表面层浓度大于液体内部浓度的作用称为正吸附; 使液体表面层浓度小于

液体内部浓度的作用称为负吸附。能够被正吸附并因此显著降低溶液表面张力的物质,称为表面活性物质。表面活性物质对两相流动有显著影响。

表 1.2 温度 20℃ 的液体与空气接触时的表面张力

流体名称	表面张力/(N·m ⁻¹)	流体名称	表面张力/(N·m ⁻¹)
水	0.073 1	煤油	0.022 3 ~ 0.032 1
乙醇	0.022 3	原油	0.022 3 ~ 0.037 9
水银	0.513 7	苯	0.028 9
润滑油	0.035 0 ~ 0.037 9	四氯化碳	0.026 7

当液体与固体壁面接触时,液体分子和固体分子之间的吸引力称为附着力。若液体的内聚力小于它与固体的附着力,液体便浸润固体壁面,并沿固体壁面伸展展开;若液体的内聚力大于它与固体的附着力,液体自身聚缩成一团,不浸润固体壁面。例如水银不会浸润玻璃壁面,水要浸润玻璃壁面,而水不浸润油腻的固体壁面。

1.3 流体分子的扩散性、粘性和导热性

流体是由大量运动着的分子组成的。物质结构理论告诉我们,在任意物质的 1 个克分子中,含有相同数目的分子,这个数目等于阿伏伽德罗数 $N = 6.023 \times 10^{23}$ 克分子⁻¹。1 cm³ 体积中的液态水中含有 3.34×10^{22} 个水分子,如果认为液态水中的水分子是彼此紧密排列的,那么每个水分子的体积约为 3×10^{-23} cm³,其线度约为 3×10^{-8} cm。实际上,流体分子间的真空区域的尺度远大于分子本身。构成流体的每个分子都无休止地作不规则的运动,这种运动只和流体的温度有关。流体分子在运动过程中,通过相互间不停地碰撞,彼此交换动量和能量。流体微观结构中的分子运动,在时间和空间上都具有不均匀性、离散性和随机性。

1.3.1 流体分子的储运现象

由于流体分子不规则的运动,在各层流体之间交换着质量、动量和能量。在组分不同的流体混合物中,存在分子运动的质量传递。当高浓度组分的分子通过一个面积元进入低浓度的组分时,由于分子迁移发生质量储运,宏观表现为物质的扩散性。分子运动的动量传递是在相邻分子相互作用时发生的。当分子之间距离很近,存在量子型强作用力,或者发生分子碰撞的情形,这种分子间的相互作用发生动量储运,形成流体分子的内摩擦,宏观表现为流体的粘性。分子运动的能量传递是在能量不相同的流体分子之间发生的,宏观上表现为流体的导热性。统计物理的办法是从分子和原子的运动出发,采用统计平均的方法建立宏观物理量满足的方程,并确定流体的性质。虽然这个方法可以导出热力学三大定律,在气体的分子运动论方面,对分子碰撞作某些简化假设后可导出正确的宏观过程,但某些分子输运系数的值还不能准确地得出。至于液体输运过程的理论迄今为止还不完善。流体的扩散性、导热性和粘性是流体分子微观作用的宏观表现,它们是引起流体运动状态变化的内因。

流体混合物存在浓度差时,在组分不同的流体混合物中,存在分子运动的质量传递。当分