

高等工科院校教材

流体力学

第2版

张伟 陈文义 主编

LIUTILIXUE

高等工科院校教材

流体力学

(第2版)

张 伟 陈文义 主编



天津大学出版社

TIANJIN UNIVERSITY PRESS

内容简介

本书内容包括绪论、流体静力学、流体运动学基础、流体动力学基础、相似理论与量纲分析、有压管中流动及能量损失、孔口管嘴出流与气体射流、绕流运动、明渠流动和堰流共9章。

本书可作为高等院校热能工程、建筑环境与设备工程、矿物加工工程、环境与给排水工程、土木工程等专业流体力学课程的教材,也可供相关专业的工程技术人员参考。

图书在版编目(CIP)数据

流体力学/张伟,陈文义主编. —天津:天津大学出版社,2009.8

ISBN 978-7-5618-3115-1

I. 流… II. ①张… ②陈… III. 流体力学 IV. 035

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2009)第 147138 号

出版发行	天津大学出版社
出版人	杨欢
地址	天津市卫津路 92 号天津大学内(邮编:300072)
电话	发行部:022-27403647 邮购部:022-27402742
网址	www. tjup. com
印刷	迁安万隆印刷有限公司
经销	全国各地新华书店
开本	185mm × 260mm
印张	12.5
字数	312 千
版次	2009 年 8 月第 1 版
印次	2009 年 8 月第 1 次
印数	1 - 4 000
定价	22.00 元

凡购本书,如有缺页、倒页、脱页等质量问题,烦请向我社发行部门联系调换

版权所有 侵权必究

第 2 版前言

本教材第一版发行以来,已经在 4 届本科生中使用。一些高校的“流体力学”任课教师和学生对该教材提出了许多改进意见和建议。据此,编者结合自己的教学实践,在第 1 版的基础上,对文字表述、个别习题及例题进行了改进和调整,对管路计算(6.7 节)进行了较大改动。另外,为方便教师和学生的教与学,本教材第 2 版对绝大多数习题给出了参考答案。

本教材的授课学时应在 50 学时左右。保持了第 1 版内容精简、适于少学时课程教学的特点。用“*”号标注的部分内容,任课教师可根据具体情况选讲。

第 2 版仍由天津城市建设学院张伟和河北工业大学陈文义主编。全书由张伟和陈文义负责统稿。主审及各章编写分工与第 1 版相同。本教材习题解答的编写工作主要由天津城建学院吕祥翠完成。

由于编者的学识和经验有限,第 2 版仍会存在不足,敬请读者不吝指出,以使本教材不断完善。

前 言

为实现 21 世纪人才培养模式 and 目标,配合教学体制改革的深入与发展,适应当前普通高等院校流体力学课程授课学时大幅度压缩的现状,我们编写了这本 50 ~ 60 学时的流体力学教材。本教材的目的是满足高等理工院校热能工程、建筑环境与设备工程、矿物加工工程、环境与给排水工程、土木工程等相关专业的教学需要。全书共分 9 章,* 号内容为选讲内容,书中内容在整体安排上尽可能考虑到更多专业的教学要求。教师在讲授时可根据具体专业不同适当取舍授课内容。

本书由黑龙江科技学院陈文义,天津城市建设学院张伟、史艳娇,天津商业大学陆蓓蕾,长安大学刘静,天津理工大学焦士龙共同编写。全书由陈文义、张伟主编并负责统稿,由哈尔滨工业大学王成敏主审。

编写教材是一项艰苦的工作,编出好教材更加困难。同时感谢天津大学刘正先博士、河北科技学院郭德教授、天津大学姜楠教授、哈尔滨工业大学王成敏教授对书稿的审读和修改意见;感谢山东工商学院张云起教授、天津大学梁兴雨博士、天津城市建设学院杨贤聪同学在本书编写过程中所给予的热情支持和帮助。

限于编者水平,加之编写时间比较短促,书中错误和疏漏之处在所难免,敬请读者批评指正。

编者

2003 年 10 月

目 录

1 绪论	(1)
1.1 流体力学的任务和研究对象以及发展概况和研究方法	(1)
1.2 流体的连续介质假定	(2)
1.3 流体的主要物理力学性质	(3)
思考题	(10)
习题	(10)
2 流体静力学	(12)
2.1 作用在流体上的力	(12)
2.2 静止流体中应力的性质	(13)
2.3 流体平衡微分方程及其积分	(15)
2.4 重力场中静止流体压强的分布规律	(16)
2.5 压强的测量	(17)
2.6 液柱式测压计	(19)
2.7 等角速度旋转的液体平衡	(21)
2.8 作用在平面上的液体总压力	(22)
2.9 作用在曲面上的液体总压力	(26)
思考题	(28)
习题	(29)
3 流体运动学基础	(36)
3.1 描述流体运动的两种方法	(36)
3.2 描述流场的几个概念	(39)
3.3 连续性方程	(43)
* 3.4 流体微团运动分析	(46)
思考题	(50)
习题	(50)
4 流体动力学基础	(53)
4.1 量纲、单位及量纲和谐原理	(53)
4.2 理想不可压缩流体运动微分方程	(54)
4.3 实际流体的运动微分方程	(55)
4.4 沿流线方向的欧拉运动微分方程及其积分	(56)
4.5 实际流体总流伯努利方程	(59)
4.6 总流伯努利方程的应用	(61)
4.7 气体总流伯努利方程	(64)
4.8 定常总流动量方程	(66)

思考题	(69)
习题	(69)
5 相似理论与量纲分析	(75)
5.1 相似理论	(75)
5.2 量纲分析	(84)
思考题	(87)
习题	(88)
6 有压管中流动及能量损失	(89)
6.1 层流和紊流	(89)
6.2 圆管中的层流	(91)
6.3 圆管中的紊流	(95)
6.4 圆管紊流流动沿程损失	(99)
6.5 非圆形管路沿程损失	(102)
6.6 局部损失	(103)
6.7 管路计算	(109)
*6.8 有压管路中的水击现象	(115)
思考题	(119)
习题	(120)
7 孔口、管嘴出流与气体射流	(124)
7.1 孔口自由出流	(124)
7.2 孔口淹没出流	(126)
7.3 管嘴出流	(127)
7.4 无限空间淹没紊流射流	(131)
*7.5 有限空间射流	(141)
思考题	(144)
习题	(144)
8 绕流运动	(146)
8.1 势流理论基础	(146)
8.2 边界层理论基础	(156)
*8.3 平板层流边界层的近似解	(159)
*8.4 平板紊流边界层的近似计算	(160)
8.5 边界层分离与压差阻力	(162)
8.6 绕流阻力和升力	(163)
思考题	(167)
习题	(167)
9 明渠流动和堰流	(169)
9.1 明渠均匀流	(169)
9.2 明渠均匀流的水力最优断面和允许流速	(173)
9.3 堰流	(180)

思考题	(183)
习题	(183)
附录 部分习题答案	(185)
参考文献	(191)

1 绪 论

1.1 流体力学的任务和研究对象以及发展概况和研究方法

1.1.1 流体力学的任务和研究对象

流体力学研究流体的平衡和运动规律及其工程应用,包括流体的传热和传质规律。它的研究对象是流体,包括液体和气体。

流体力学分为理论流体力学和工程流体力学。理论流体力学重视数理分析,属于基础科学范畴;工程流体力学强调工程应用,属于应用科学范畴。

流体力学的应用十分广泛。例如:研究大气和海洋运动,提供天气和海洋预报的资料;研究飞机、人造卫星、导弹等空间飞行器和舰船、潜艇、鱼雷等水域航行器的运动,以便得到阻力小、稳定性高的最佳物体外形;研究流体在核反应堆、动力设备中的冷却系统、热交换器、水暖系统及化工设备中的流动,为了解它们的运动规律,掌握它们在壁面处的传热、传质规律。此外,环境保护、地下水的利用、矿物加工、油气田开发、机械润滑等均与流体力学密切相关。这些不同的研究领域,极大地丰富了工程流体力学的具体研究内容;流体力学与相邻学科的结合又催生出许多新的交叉分支学科(如多相流体力学、生物流体力学等),进一步充实了流体力学的研究内容并扩展了它的研究范围和应用领域。

1.1.2 流体力学的发展概况和研究方法

流体力学同许多其他学科一样,是随着人类生活、生产的需要,以及人类探索和利用大自然的过程而逐渐发展起来的。

早在古代,为了抗洪、发展农业、航运和改善饮用水,各文明古国均大力整治河道、兴修水利、开凿运河和发展灌溉。如我国治理黄河,开凿联系五大水系的大运河和修建闻名世界的都江堰;埃及开发法雍地区,建造联系尼罗河与红海的苏伊士运河;古罗马为了城市发展修建了大规模的供水管路系统。这些实践活动提高了人们对水流运动规律的认识。公元1世纪我国发明了用于控制船舶航行的木橦和尾舵,这是对世界造船业的一大贡献。水车的运用以及水磨和风车的出现,标志着人类对自然力的进一步利用和控制。公元前360年墨子曾对浮力现象作过详细观察和定量概括,直到约公元前250年古希腊的科学家阿基米德(Archimedes)才提出了浮力的定量理论,并被认为是真正奠定了流体静力学的基础。

在阿基米德时代之后到15世纪这段相当长的时期内,流体力学也像其他科学领域一样,进展缓慢。在这漫长时间里堆积着猜想和迷信,也埋藏着事实和真理。文艺复兴使欧洲的思想家和科学家们最先从封建迷信和教会的精神桎梏中得到解脱,并率先把流体力学的宝藏挖

掘出来。1500 年意大利科学家和艺术大师达·芬奇(da Vinci)正确地推导出了一维不可压缩流体的质量守恒方程。此外,他还对水跃、波动和自由射流等问题进行了描述和研究。随后,伽利略(Galileo)、帕斯卡(Pascal)和托里拆利(Torricelli)等人分别用实验方法研究了运动物体的阻力和流体静力学中的一些基本问题。

17 世纪末至 20 世纪初是流体力学初步形成和发展的时期。1678 年科学巨匠牛顿(Newton)首先提出了黏性流体的剪切力公式,为黏性流体运动方程组的建立创造了条件。1738 年伯努利(Bernoulli)提出了著名的定常不可压缩流体的伯努利定理。1775 年微积分大师欧拉(Euler)提出流体运动的描述方法和无黏性流体运动的方程组,并开始研究理想无旋流体的平面和空间运动,从而为理论流体力学奠定了基础。随后拉格朗日(Lagrange)引入流函数概念,建立了拉格朗日定理,完善了理想无旋流动的基本理论。纳维(Navier)和斯托克斯(Stokes)分别采用不同的假设和方法,同时建立了不可压缩与可压缩黏性流体的运动方程组,带动了此后的黏性流体运动的研究。1883 年雷诺(Reynolds)发现了层流和紊流,并引入了雷诺应力的概念,为紊流理论奠定了基础。在此期间实验手段得到了发展,一些工程问题用实验方法得到了解决。

进入 20 世纪以来,流体力学理论和实验研究的发展,围绕航空航天业的需要加快了步伐。1904 年普朗特(Prandtl)提出了著名的边界层理论。1912 年卡门(Karman)从理论上分析了卡门涡街的稳定性。1910 年至 1945 年间,机翼理论和实验方面的研究得到了极大发展。

1947 年第一台电子计算机问世后,利用计算机求流体力学中复杂的微分方程的数值解成为可能。特别是 20 世纪 60 年代后,计算技术的提高、巨型计算机的出现及计算方法的发展和逐渐成熟,使得数值方法继理论分析和实验方法之后,成为解决流体力学问题的第三种颇具光明前景的研究方法。

如果说流体力学领域的第一篇论文,即阿基米德关于流体浮力的《论浮体》标志着流体力学这门学科开始萌芽的话,那么当今的流体力学已成长为一棵枝繁叶茂的大树:关于流体力学自身领域问题的研究和认识日益深化;新的数学工具和方法,如人工神经网络(ANN)方法、小波(Wavelets)分析方法和格子(Boltzmann)方法(LBM)等,被广泛应用于分析和解决各种流体力学问题;流体力学辐射和渗透的工程领域亦愈来愈广泛,在很大程度上促进和加深了对诸多工程问题实质的了解及技术的完善。

目前流体力学还有如下问题未获圆满解决:紊流、涡旋运动、流动稳定性、非定常流动、非线性水波、流体力学的新分支及交叉学科的发展。随着实践的发展,新的流体力学问题还会出现。有关的流体力学问题还有待于从事流体力学、应用数学和计算机技术等领域的科学家和研究人员的共同努力,同时也特别寄希望于本书的读者。

1.2 流体的连续介质假定

1.2.1 流体质点

微观上看流体是由分子组成的,分子作随机热运动,分子间有比分子尺度大得多的间距,在某一时刻流体分子离散、不连续地分布于流体所占有的空间,并随时间不断地变化着。

流体力学研究流体的宏观运动规律,而不是以这些物质粒子本身为直接的研究对象,即不

是从微观角度去考虑单个粒子的运动及其物理量,而是考虑大量分子的平均运动及其统计特性,如速度、密度和温度等。因此,必须给出流体的宏观描述。这里引入**流体质点**的概念,它是较微观粒子结构尺度大得多而其宏观特征尺度又很小的流体微团。流体质点应是微观上充分大,即要比分子自由程大得多,包含有足够多的分子,不至于因个别分子的行为而影响流体质点的总体统计平均特性;但在宏观上要充分小,体积小至它的尺度与流动问题的特征尺度相比可以近似地看做一个几何点。流体质点具有的物理量应是确定的,是所在尺度上很多微观粒子的统计平均值,如流体质点的温度就是流体质点所包含的分子热运动的统计平均值,流体质点的压强就是质点所包含分子热运动互相碰撞从而在单位面积上产生的压力的统计平均值,流体质点的流速、动量、动能及内能等宏观物理量均有类似的统计平均上的概念。

1.2.2 连续介质假定

借助于流体质点的概念,宏观上可以把流体看成是由无数个流体质点组成的稠密无隙的**连续介质**。就是说,质点是组成流体的最小单元,质点间不存在间隙。既然流体质点在宏观上可视为只有质量而无体积的“点”,而且连续充满流体所占有的空间,那么每个质点在其运动空间就唯一地占据一个空间点,反之亦然。因而流体质点的各物理量(如密度、压强及速度等)必然是空间和时间 (x, y, z, t) 的单值、连续、可微函数,由此形成各种物理量的标量场和矢量场,而且可以方便地利用数学工具建立方程,研究流体的平衡和运动问题。由于这些方程与分子结构和性质无关,因而对于气体和液体同样适用。

1.3 流体的主要物理力学性质

1.3.1 易流动性

就力学性质而言,流体与固体不同,其主要差别在于二者抵抗外力的能力不同。固体具有抵抗一定量的拉力、压力和剪切力的能力;而流体可以抵抗压力,但不能承受拉力,特别是静止流体不能抵抗剪切力。当流体受到很小的剪切力作用时,就会发生变形,只要这种剪切力连续施加,流体就会发生连续的变形,流体的这种性质称为**易流动性**。

1.3.2 流体的密度、相对密度和重度

密度、相对密度和重度是流体最基本的物理量。根据连续介质模型,场中每一空间点都被相应的流体质点所占据,从而空间某点的密度可以定义为

$$\rho = \rho(x, y, z, t) = \lim_{\Delta V \rightarrow \Delta V'} \frac{\Delta m}{\Delta V} = \frac{dm}{dV} \quad (1-1)$$

其中, $\Delta V'$ 为流体质点的特征尺度。显然,密度是空间位置 and 时间的连续函数,单位为 kg/m^3 。表 1-1 和表 1-2 分别给出了水和空气在不同温度下的若干物理力学参数。注意水在 4°C 时的密度为 $\rho = 1\,000\,\text{kg}/\text{m}^3$ 。

单位体积流体的重量称为**重度**,用 γ 表示,单位为 N/m^3 ,与密度的关系为

$$\gamma = \rho g \quad (1-2)$$

式中, g 为重力加速度。

表 1-1 水的物理力学参数

温 度 t ℃	重 度 γ 10^3 kN/m^3	密 度 ρ kg/m^3	动力黏度 μ $10^{-3} \text{ N} \cdot \text{s/m}^2$	运动黏度 ν $10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$	体积弹性模量 E 10^6 kPa	表面张力系数 σ N/m
0	9.805	999.8	1.781	1.785	2.02	0.075 6
5	9.807	1 000.0	1.518	1.519	2.06	0.074 9
10	9.804	999.7	1.307	1.306	2.10	0.074 2
15	9.798	999.1	1.139	1.139	2.15	0.073 5
20	9.789	998.2	1.002	1.003	2.18	0.072 8
25	9.777	997.0	0.890	0.893	2.22	0.072 0
30	9.764	995.7	0.798	0.800	2.25	0.071 2
40	9.730	992.2	0.653	0.658	2.28	0.069 6
50	9.689	988.0	0.547	0.553	2.29	0.067 9
60	9.642	983.2	0.466	0.474	2.28	0.066 2
70	9.589	977.8	0.404	0.413	2.25	0.064 4
80	9.530	971.8	0.354	0.364	2.20	0.062 6
90	9.466	965.3	0.315	0.326	2.14	0.060 8
100	9.399	958.4	0.282	0.294	2.07	0.058 9

表 1-2 空气的物理力学参数

温 度 t ℃	密 度 ρ kg/m^3	重 度 γ N/m^3	动力黏度 μ $10^{-5} \text{ N} \cdot \text{s/m}^2$	运动黏度 ν $10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$
-40	1.515	14.86	1.49	0.98
-20	1.395	13.68	1.61	1.15
0	1.293	12.68	1.71	1.32
10	1.248	12.24	1.76	1.41
20	1.205	11.82	1.81	1.50
30	1.156	11.43	1.86	1.60
40	1.128	11.06	1.90	1.68
60	1.060	10.40	2.00	1.87
80	1.000	9.81	2.09	2.09
100	0.946	9.28	2.18	2.31
200	0.747	7.33	2.58	3.45

流体的相对密度是该流体质量与同体积水在 4℃时的质量之比,或该流体密度与 4℃水的密度之比。相对密度用 δ 表示,即

$$\delta = \frac{\rho}{\rho_{4^{\circ}\text{C}\text{水}}}$$

(1-3)

在流体力学中还用到比容积的概念。比容积是密度的倒数,即单位质量流体所占有的体积,以 v 表示

$$v = \frac{1}{\rho}$$

(1-4)

单位为 m^3/kg 。

【例题 1-1】 若水的重度是 $9.81 \times 10^3 \text{ N/m}^3$,水银的相对密度为 13.6,求水的密度和水银的密度及重度。

【解】 水的密度为

$$\rho = \frac{\gamma}{g} = \frac{9.81 \times 10^3}{9.81} = 1\,000 \text{ kg/m}^3$$

水银的密度为

$$\rho = \delta \cdot \rho_{\text{水}} = 13.6 \times 10^3 = 1.36 \times 10^4 \text{ kg/m}^3$$

水银的重度为

$$\gamma = \rho g = 13.6 \times 10^3 \times 9.81 = 133.4 \text{ kN/m}^3$$

1.3.3 流体的压缩性与膨胀性

1.3.3.1 液体的压缩性与膨胀性

如果温度不变,液体的体积会随压强的增加而缩小,这种特性称为液体的**压缩性**。如果压强不变,液体的体积随温度的升高而增大,这种特性称为液体的**膨胀性**。

液体的压缩性,一般以压缩系数 β 和体积弹性模量 E 来度量。设液体的体积为 V ,压强增加 dp 后,体积减小 dV ,则压缩系数 β 定义为

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

当 dp 为正值时, dV 必为负值,故上式中加一负号,以便使 β 保持为正值。

压缩系数的倒数为液体的体积弹性模量

$$E = \frac{1}{\beta} \quad (1-6)$$

不同温度下,水的体积弹性模量值可参见表1-1。液体的压缩性和热胀性都非常小,一般不予考虑,故通常把液体看做是不可压缩流体,即其密度可视为常数。但在个别情况中,例如,当流速较大的水管上的闸门突然关闭时,会产生水击现象,此时就必须考虑液体的压缩性。

液体的膨胀性,通常以热胀系数 α 表示,单位为 $1/K$ 。在一定压强下,温度升高 $1K$ 时液体体积变化率为 dV/V ,则热胀系数 α 定义为

$$\alpha = \frac{\frac{dV}{V}}{dT} = \frac{1}{V} \frac{dV}{dT} \quad (1-7)$$

1.3.3.2 气体的压缩性与膨胀性

与液体不同,气体具有较为明显的压缩性和膨胀性。在温度不过低(大于 -20°C)、压强不过高(小于 20 MPa)时,气体压强、温度和密度之间的关系服从理想气体状态方程,即

$$\frac{p}{\rho} = RT \quad (1-8)$$

式中, p 为气体的绝对压强, Pa ; ρ 为气体的密度, kg/m^3 ; T 为气体的热力学温度, K ; R 为气体常数。对于速度远低于声速的低速气流(小于 68 m/s),若压强和温度的变化较小,例如通风工程中的气流,其气体密度变化非常小,可按不可压缩流体来处理。

【例题1-2】 容器中盛有某种液体。当压强为 10^6 Pa 时,液体的体积为 $1\,000 \text{ cm}^3$;当压强增为 $2 \times 10^6 \text{ Pa}$ 时,体积为 995 cm^3 。试求该液体的等温压缩系数 β 和体积弹性模量 E 。

【解】 根据公式(1-5)得

$$\beta = -\frac{\frac{dV}{V}}{\frac{dp}{p}} = -\frac{\frac{995 - 1\,000}{1\,000}}{\frac{2 \times 10^6 - 1 \times 10^6}{1 \times 10^6}} = 5 \times 10^{-9} \text{ m}^2/\text{N}$$

根据公式(1-6)得

$$E = \frac{1}{\beta} = \frac{1}{5 \times 10^{-9}} = 2 \times 10^8 \text{ Pa}$$

1.3.4 流体的黏性

虽然静止流体不能承受任何切力,但当流体运动时,如其内部出现相对运动,则各质点之间或流体层之间会产生切向的内摩擦力以抵抗其相对运动。流体的这种性质称为**黏性**。产生的内摩擦力也称为黏滞力。

1687年牛顿(Newton)通过研究层状流体的运动,首先论述了流体的黏性。其实验示意图如图1-1所示。两块相距 h 的平行平板,面积均为 A ,板间充满均匀的液体,平板面积足够大,以致可以忽略平板边界的影响。下平板固定不动,上平板在切向力 F 作用下以速度 U 沿 x 方向做匀速直线运动。实验结果说明如下。

(1)附着于上、下平板上的流体质点的速度分别为 U 和 0 ,两板间液体速度 u 呈线性分布,与速度梯度 $\frac{U}{h}$ 成正比,即 $u = \frac{U}{h} y$ 。

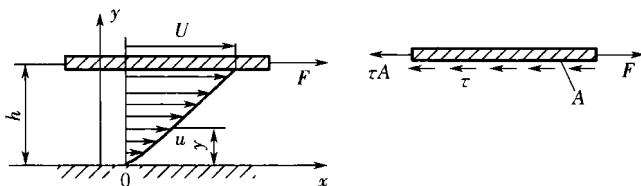


图1-1 牛顿平板实验

(2)比值 F/A 与 U/h 成正比,即

$$\tau = \frac{F}{A} = \mu \frac{U}{h} \quad (1-9)$$

式中, μ 为比例系数,称为**动力黏性系数**,也称为**动力黏度**;比值 $\tau = F/A$ 是流体内部的切应力。

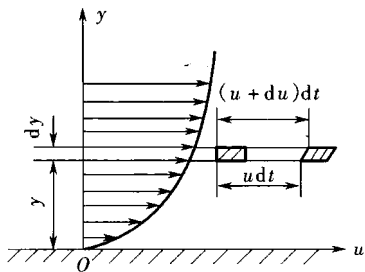


图1-2 速度梯度

进一步的实验研究表明,牛顿实验结果可以推广到流体任意层状流动中去。图1-2表示具有任意速度分布的流动,流体层 y 处的切应力可表示为

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} \quad (1-10)$$

这就是著名的一维黏性流动的牛顿内摩擦定律。其中, $\frac{du}{dy}$ 为速度梯度;动力黏度 μ 是流体黏滞性大小的一种度量,它与流体的物理性质有关,单位为 $\text{Pa} \cdot \text{s}$ 。

流体的动力黏度 μ 与其密度 ρ 之比,称为流体的**运动黏性系数**,也称为**运动黏度**,以符号 ν 表示,单位为 m^2/s ,即

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (1-11)$$

凡是符合牛顿内摩擦定律,即满足式(1-10)的流体称为牛顿流体。自然界中的大部分流体,如水、空气以及工程中的大部分气体、油类都属于牛顿流体。而橡胶、高分子溶液、泥沙、纸浆等,不服从牛顿内摩擦定律,称为非牛顿流体。本书仅限于讨论牛顿流体。

流体的动力黏度随温度和压强而变化,由于分子结构及分子运动机理的不同,液体和气体的动力黏度变化规律迥然不同。液体动力黏度的大小取决于分子间距和分子引力。当温度升高或压强降低时,液体膨胀、分子间距增大、分子引力减小,故动力黏度降低。反之温度降低或压强升高时,液体动力黏度增大。气体与液体的动力黏度变化规律不同,因为气体分子间距比较大且分子运动比较剧烈,影响气体动力黏度大小的主要因素不是分子引力而是分子热运动所产生的动量交换。当温度升高或压强降低时,分子间距增大从而使引力减小,导致分子热运动增强;动量交换加剧,因而动力黏度将增大,反之则减小。实验证明,如压强变化范围较小,则压强对动力黏度的影响很小,可以忽略不计,认为动力黏度仅与温度有关。不同温度下水和空气的动力黏度见表 1-1 及表 1-2。

【例题 1-3】 有一轴承长 $L = 0.5 \text{ m}$, 轴的直径 $d = 150 \text{ mm}$, 转速 $n = 400 \text{ r/min}$, 轴与轴承径向间隙 $\delta = 0.25 \text{ mm}$, 其间充满润滑油, 现测得作用在转轴上的摩擦力矩 $M = 10.89 \text{ N} \cdot \text{m}$, 如图所示。求润滑油的动力黏性系数 μ 。

【解】 忽略轴承两端的影响,用牛顿内摩擦定律计算摩擦力。

在转轴圆心角 $d\theta$ 的微元面积 $dA = L \frac{d}{2} d\theta$ 上,所受的摩擦力为

$$dF = \mu \frac{du}{dy} dA = \mu \frac{du}{dy} L \frac{d}{2} d\theta$$

摩擦力矩(摩擦力对轴心的矩)为

$$dM = \frac{d}{2} dF = \left(\frac{d}{2} \right)^2 \mu \frac{du}{dy} L d\theta$$

整个转轴的摩擦力矩为

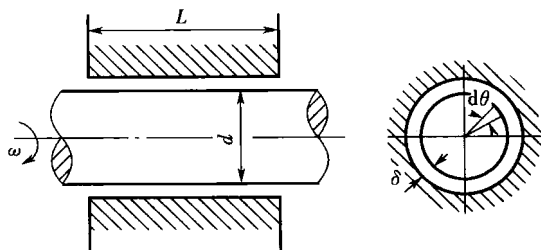
$$\begin{aligned} M &= \int dM = \int_0^{2\pi} \left(\frac{d}{2} \right)^2 \mu \frac{du}{dy} L d\theta \\ &= \left(\frac{d}{2} \right)^2 \mu \frac{du}{dy} L \cdot 2\pi = \frac{d}{2} dL\pi\mu \frac{du}{dy} \end{aligned}$$

由于径向间隙 δ 与轴径 d 相比很小,假定润滑油的速度分布为线性分布

$$\frac{du}{dy} = \frac{\Delta u}{\delta} = \frac{\frac{d}{2}\omega}{\delta} = \frac{d\pi n}{60\delta}$$

于是,可得

$$M = \frac{d}{2} dL\pi\mu \frac{d\pi n}{60\delta}$$



例题 1-3 图

因此

$$\mu = \frac{120 \times 10.89 \times 0.25 \times 10^{-3}}{0.15^3 \times 3.14^2 \times 400 \times 0.5} = 0.049 \text{ Pa} \cdot \text{s}$$

从分析结果可以看出,转轴受到的摩擦力矩,在数值上等价于将轴面展开的面积为 $d\pi L$ 的平板所受的摩擦力乘以半径 $\frac{d}{2}$ 。

* 1.3.5 表面张力与毛细现象

1.3.5.1 表面张力

当液体与气体存在分界面时,在液体表面划出一个厚度为分子有效作用距离(数量级为 10^{-9}m)的薄层,称为表面层。在表面层以下的液体分子,在各方向上受到周围分子的作用力(斥力和引力)处于平衡状态,如图 1-3 中 1 的情况;在表面层上的液体分子,受到内部液体分子的吸引力与其上部气体分子的吸引力不相平衡,其合力垂直液面指向液体内部,如图 1-3 中 2 的情况。图 1-3 中以分子有效作用距离为半径的空间球 1 和 2 称为作用球。

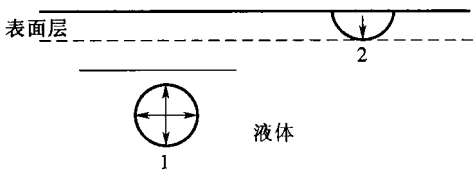


图 1-3 液体分子作用球

处在表面层的液体分子,在不平衡的分子合力作用下,都力图向液体内部收缩,把表面层拉向液体内部,使表面层达到与容器的约束及外力相适应的最低程度。常用表面张力描述表面层的这一特征。设想在液体表面内划一条截线,截线两边的液面存在着相互作用的拉力(张力),此力与截面垂直并与该处液面相切,这种力称为**表面张力**。表面张力系数 σ 表示液面上单位长度截面上的表面张力,其大小主要由物质种类决定,单位为 N/m 。

在液体与固体之间的界面上以及两种互不相溶液体的界面上,也有表面张力存在。液体表面层中存在不平衡的分子合力,但表面张力并不是分子合力,二者相互垂直。表面张力的本质是液体表面层分子的内聚力(吸引力),因此温度升高时液体的表面张力下降。液体表面张力的大小还与液体表面相接触介质的种类有关。表面张力一般忽略不计,但在毛细现象、气泡或液滴的形成、液体射流的破碎和小尺寸模型实验等问题中至关重要,不可忽略。

当液体的自由面为曲面时,表面张力可以平衡一定量的荷载,或造成曲面两侧的压强差,如,将缝衣针轻轻地放在水面上,水面微小的下陷形成局部曲面,其表面张力将平衡掉针的重力使其不下沉。对一般曲面的情况,在弯曲液面上选取边长为 dx 、 dy 的微元面积,如图 1.4 所示,其平衡方程为

$$(p_1 - p_2) dx dy = 2\sigma dy \sin \alpha + 2\sigma dx \sin \beta$$

式中, p_1 、 p_2 为曲面两侧压强, Pa。

等号左边是微元矩形两边受到的压力差,右边是微元矩形受到的表面张力沿矩形的法线方向的分量。分界面很薄,受到的重力可忽略不计。由几何关系有

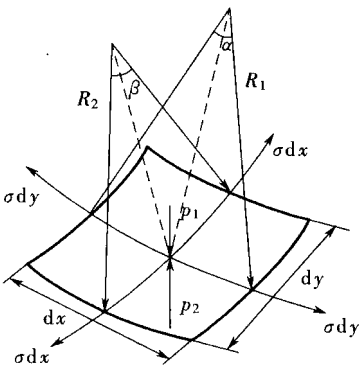


图 1-4 曲面上的表面张力

$$\sin \alpha \approx \alpha = \frac{dx/2}{R_1} \quad \sin \beta \approx \beta = \frac{dy/2}{R_2}$$

所以

$$p_1 - p_2 = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (1-12)$$

该式可用于计算由表面张力引起的气泡、液滴或细小射流的压差。 R_1 、 R_2 分别为过液面上一点且垂直于液面而又相互垂直的两个平面内的曲率半径。对于球形曲面, $R_1 = R_2$; 对于圆柱面, 如射流, $R_1 = R$, $R_2 = \infty$, R 为圆柱半径。

1.3.5.2 毛细现象

液体、气体与固体相接触的情况如图 1-5(a) 所示。 O 点处的分子同时受到水、空气以及玻璃对它的作用力。玻璃对 O 点的分子作用力(也称为附着力) f_1 大于水对 O 点的分子作用力(也称为内聚力) f_2 , 空气对 O 点的分子作用力可以忽略不计。于是, O 点的不平衡分子合力 N 必然朝右下方而指向玻璃一侧, 且与自由液面相垂直, 因而与玻璃接触处的液面必向上凸。周线上的表面张力 F_T 与弯曲液面相切指向右上方, F_T 与玻璃壁面的夹角 θ 称为接触角, 此时 $\theta < \frac{\pi}{2}$, 这种情况称为流体湿润壁面。图 1-5(b) 是水银、空气和玻璃相接触的情况, 因为 O 点水银分子受到水银的内聚力 f_2 将大于玻璃的附着力 f_1 , 不平衡的分子合力 N 将朝向左下方指向水银内部, 液面与 N 垂直而下凹, 表面张力 F_T 指向右下方, 此时接触角 $\theta > \frac{\pi}{2}$, 这种情况称为液体不湿润壁面。

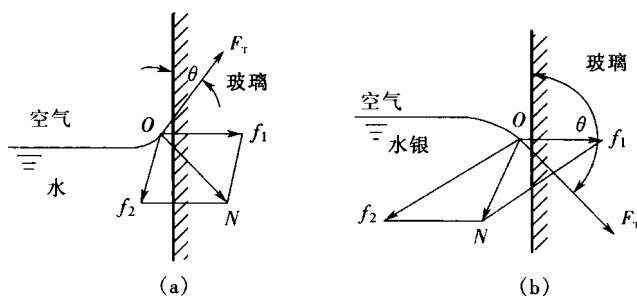


图 1-5 液体与固体接触处的分子力与表面张力

表面张力的数值不大, 对一般的工程流体力学问题影响较小, 但当内径较小的管子插入液体中时, 由于表面张力作用会使管中的液体上升或下降一个高度, 这种现象称为毛细现象。在使用液位计和单管测压计等仪器时, 应选取合适的管径以尽量避免由毛细现象造成的读数误差。

如图 1-6 所示, 细玻璃管插入水或水银中, 由于表面张力作用使管中液柱上升或下降高度 h 。玻璃管内径很小时, 假定管中液面形状为球面的一部分, 有

$$\cos \theta = \frac{d}{2R}$$

式中, d 为管内径; R 为液面曲率半径。

设玻璃管中空气的压强为 p_0 , 对于湿润壁面, 液面下方的压强为 $p_0 - \rho gh$, 对于不湿润壁