

卓越计划 · 工程力学丛书

流体力学

熊鳌魁 王献孚 主编
吴静萍 刘艾明



科学出版社

卓越计划·工程力学丛书

流体力学

熊鳌魁 王献孚 吴静萍 刘艾明 主编

科学出版社

北 京

版权所有,侵权必究

举报电话:010-64030229;010-64034315;13501151303

内 容 简 介

流体力学是船舶与海洋工程、水利工程、航空航天工程、环境、化工、流体机械等众多应用学科的重要基础课程,然而不同学科涉及的流体力学侧重点不同。本书是针对船舶与海洋工程专业本科起点的教材,其特色是在强调掌握基础理论知识的同时,兼顾工程应用。特别是结合当前国家重视环保、海洋开发以及海工高附加值设备自主研发的战略需求,相应地介绍一些关于减阻、波浪能利用、海工建筑物波浪力等基础应用知识。

本书共8章,内容包括流体物性及量纲、流体静力学、流体运动学、流体动力学基本方程、流体涡旋运动理论基础、势流理论、水波理论、黏性流体动力学。各章附有例题、讨论题及习题,书后附有附录和关键词索引。

本书既可作为高等院校船舶与海洋工程专业的本科教材,亦可供从事相关专业的工程技术人员作有益参考。

图书在版编目(CIP)数据

流体力学/熊鳌魁等主编. —北京:科学出版社,2016.11

(卓越计划·工程力学丛书)

ISBN 978-7-03-050475-3

I. ①流… II. ①熊… 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(2016)第 265204 号

责任编辑:吉正霞 王 晶/责任校对:肖 婷

责任印制:彭 超/封面设计:苏 波

科学出版社 出版

北京东黄城根北街16号

邮政编码:100717

<http://www.sciencep.com>

武汉中科兴业印务有限公司印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

开本:787×1092 1/16

2016年11月第 一 版 印张:17

2016年11月第一次印刷 字数:400 000

定价:39.00 元

(如有印装质量问题,我社负责调换)

前 言

流体力学是研究流体流动规律的一门力学学科。具体地说,它主要研究流体自身或流体通过各种形状物体时的流动规律,以及流体与接触物体之间相互的作用。流体流动规律通常是指,流体流动时流动速度、压力、密度和温度等相关物理量的变化规律,一旦得到这些流动规律,流体与物体之间的相互作用力亦不难确定。

在 20 世纪以前,流体力学作为物理学的一个分支,还是一门学院式的学科,完全采用数学化和理想化的研究方法,因而得不到实际应用。现代流体力学则采用了理论、实验和数值计算相结合的研究方法,并与工程实际问题相结合,不仅使经典流体力学得到广泛应用,而且使流体力学研究范围不断扩大和深入,形成更多更细的新的学科分支,如实验流体力学、计算流体力学、水动力学、气体动力学、多相流流体力学、黏性流体力学、非牛顿流体力学、飞机空气动力学、船舶流体力学、叶轮机械流体力学、环境流体力学、生物流体力学、材料科学中的流体力学等。流体力学的发展,已与工程实际发生了十分密切的关系,并已成为航空、船舶与海洋、机械、水利、气象、环境、化工、采油、生物以及核技术等各类工程专业的重要基础。

流体力学课程,在工程类专业中是一门技术基础课。虽然它是应用流体力学原理和理论直接为改善工程设计服务的,但为了达到这个目的,学习本课程仍然必须从根本上深入地掌握流体力学的一些基本概念、基本理论和基本方法。只有这种求深入而不是仅局限于应用的学习,才能培养出具有创新能力的卓越工程技术人才。

本书作为船舶与海洋工程专业本科生学习流体力学的教材或者参考书,希望对流体力学的基本知识、基本概念和基本理论都有清楚的阐述;希望其内容能密切结合专业的需要,力求深入浅出,并便于自学;还希望在书中多引入一些饶有趣味的应用实例,以增进学生学习的兴趣。学生自身学习兴趣的激发和学习积极性的调动,将是获得良好教学效果的关键。

对于卓越工程师培养来说,本书中有大量前人的创造性研究成果,都是可供我们学习的生动范例,如卡门涡街的发现;基于虹吸管原理的巧妙应用所提出的多种专利设计;毕托管测速仪;文丘里管流量计;巴斯卡原理与水压机;各种流体黏度测量计;科安达效应与襟翼;地面效应与地效飞行器;普朗特边界层理论与近代流体力学;库塔-儒可夫斯基升力定理与飞机空气动力学等。任何一个原理或一个理论公式,它们的应用往往是广泛的,又是层出不穷的,所以在学习中就要重视对基本原理和基本理论有透彻的理解和掌握。

流体力学中一些基本方程和众多公式的建立,常可用多种方法导出。本书是通过比较后采用了最易于理解的方法写出的(读者亦可按其他参考书介绍的方法)。书中使用了一些张量记号,为了书写的简便,不涉及张量的运算,不会构成学习的困难;书中尽量利用了矢量的运算,因为这是必要的。开始时学生可能对张量还不熟悉,但会很快适应。

全书共分 8 章,书后附各章关键词的索引。书中每章都配有一定数量的例题、习题和讨论题,其中讨论题涉及许多基本概念,需要思考与讨论,在教学过程中若能安排几次小班讨论课,

会有更好的教学效果。

本书由王献孚、熊鳌魁、吴静萍、刘艾明主编。其中第 1、5、6 章由吴静萍编写,第 2、3、4 章由刘艾明编写,第 7、8 章由熊鳌魁编写。在本书编写过程中,张江涛老师参加了部分编写工作,并对本书内容提出了宝贵的修改意见,全书最后由熊鳌魁负责统稿。

由于编者的学识局限,书中不妥之处,敬请读者斧正。本书编者对此表示衷心感谢!

编 者

2016 年 3 月

目 录

第 1 章 流体物性及量纲	1
1.1 流体介质连续性假设	1
1.2 流体的可压缩性和热膨胀性	3
1.3 流体黏性	5
1.4 液体的气化	8
1.5 液体的表面张力	10
讨论题 1	14
第 2 章 流体静力学	16
2.1 帕斯卡定律	16
2.2 重力场中的静力学基本方程	17
2.3 流体压力的测量和计算	20
2.4 作用于平壁面上静水压力的合力	22
2.5 作用于曲壁面上静水压力的合力	25
2.6 浮力和浮体稳定性	27
例题 2	30
讨论题 2	34
习题 2	36
第 3 章 流体运动学	39
3.1 描述流体运动的拉格朗日方法和欧拉方法	39
3.2 流体微团运动分析	41
3.3 流体运动的分类	47
3.4 流体运动质量守恒连续性方程式	50
3.5 流体运动学的边界条件	52
例题 3	53
讨论题 3	58
习题 3	59
第 4 章 流体动力学基本方程	63
4.1 积分形式动量方程	63
4.2 微分形式的动量方程(欧拉方程和 N-S 方程)	65
4.3 伯努利方程	70
4.4 伯努利方程和动量方程的应用	74
4.5 无量纲流体动力学基本方程 相似准则	81

例题 4	84
讨论题 4	92
习题 4	94
第 5 章 流体涡旋运动理论基础	97
5.1 涡特性和涡场	97
5.2 斯托克斯定理	99
5.3 汤姆孙定理	100
5.4 亥姆霍兹涡定理	104
5.5 兰金涡	105
5.6 毕奥-萨伐尔定律	109
讨论题 5	113
习题 5	114
第 6 章 势流理论	117
6.1 速度势函数和流函数	117
6.2 二维平面势流的基本解	119
6.3 均流绕圆柱体的流动 达朗贝尔悖论	124
6.4 均流绕旋转圆柱体流动的势流解 马格努斯效应	126
6.5 机翼升力 库塔-茹可夫斯基定理	128
6.6 有限翼展机翼升力线理论和诱导阻力	131
6.7 势流理论中的镜像方法 壁面效应	134
6.8 非定常运动 附加质量	137
例题 6	144
讨论题 6	150
习题 6	151
第 7 章 水波理论	154
7.1 水波的势流求解方程	154
7.2 艾里线性化周期性水波理论	156
7.3 线性平面推进波的分解和叠加	161
7.4 波能和波能传递速度	165
7.5 作用于物体上的波浪力	168
7.6 海洋波及海洋波谱	173
7.7 海洋波能及利用	179
例题 7	181
讨论题 7	184
习题 7	185
第 8 章 黏性流体动力学	187
8.1 层流和湍流	187
8.2 层流理论解	193

8.3	管内的湍流速度分布	198
8.4	管流水头损失	202
8.5	管流减阻的汤姆斯效应	207
8.6	边界层理论	209
8.7	层流边界层布拉休斯相似解和卡门边界层积分方程近似解	212
8.8	格雷悖论 物体在水中的减阻研究	220
8.9	边界层分离及有关现象	224
8.10	湍流研究浅述	233
例题 8		241
讨论题 8		248
习题 8		250
附录		252
附录 1	数量的前缀	252
附录 2	常用物理量的量纲和单位	252
附录 3	常用矢量公式及标记法	254
附录 4	水在不同温度时声速 C 的测量值	255
附录 5	标准大气压下不同温度时空气和水的黏度以及水的汽化压力和表面张力	256
附录 6	双曲线函数及其渐近值	256
关键词索引		257

第 1 章 流体物性及量纲

流体物性包括流体的可压缩性和热膨胀性、流体的黏性、流体的气化特性以及液体的表面张力特性等。流体介质的连续性,虽然不属于流体的真实物性,但它是建立宏观流体力学理论的一个前提,一个假设性的基本属性,我们将它们放在一起加以讨论。

流体物性中的物理量都是有量纲的。量纲和量纲分析在流体力学研究和学习中,将贯穿始终。我们在第 1 章就开始提出量纲分析和无量纲数的问题,需要读者特别重视,并多加练习。

1.1 流体介质连续性假设

连续性假设是将流体认为是由连续分布的流体质点(particles)或称流体微团(parcels)或称流体单元(elements)所组成,每个流体质点又是由大量的、达到进出统计平衡的流体分子所组成。所有定义在这些流体质点上的物理量本质上都是质点内部分子运动的宏观统计平均值。因此在基于流体质点的概念分析中,不论它们在宏观上是静止或是运动,都不再考虑其中流体分子的运动。然而,流体质点内包含有大量流体分子的事实,不仅是流体连续性假设成立的基础,也是许多宏观现象仍需用微观流体分子间互相作用产生的结果来解释的依据。

流体分液体和气体,常见的是水和空气。对于水来说,1 mm³ 水中有 3.3×10^{10} 个水分子,它们的相互作用产生的水压力 p 、水密度 ρ 和水温度 θ 都是宏观统计平均值。流体质点的速度 $\mathbf{q}$ 是一矢量(以后凡是矢量均以黑体表示),也是宏观物理量。如果将流体质点的大小想象为 1 μm^3 的体积,在其形心处(或其中任一点处作代表)定义这些基本物理量,则所有其他流体质点也都类似地各自定义有相应的基本物理量 p, ρ, θ 和 $\mathbf{q}$ 。流体连续性假设中连续分布是指所有这些相邻的流体质点之间的物理量不是间断的,它们在空间坐标(如 x, y, z)和时间 t 上是相互连续的,这就是流体介质连续性假设的核心。有了这个流体介质连续性假设,对流体运动的分析就可以方便地使用连续函数的数学工具。

流体质点连续性假设,在理论上是假定流体是由“无穷小”的流体元素(质点或微团)组成,其质点体积一方面应该是足够小,使其中的物理量的分布是均匀或连续的,另一方面其质点体积又应足够大,使它能包含有大量流体分子,以符合统计平均的要求,如上述取流体体积元素为 1 μm^3 是典型的个例。其实,这个体积元素通常已远小于实验测量一点位置的体积误差(测量一点位置可控制的体积误差一般是 0.1~1 mm³),故对工程问题的应用一般都可获得正确的结果。

空气在常态(如温度 20 °C 和压力为 1 个标准大气压)时,1 μm^3 体积内亦有 3×10^7 个空气分子,故对于纳米尺度内的空气流动,或在地球大气层高空稀薄层内流动,流体介质连续性假设将不成立,需用其他统计力学方法研究其中的气体动力学问题,这种情况已不属本课程讨论范围。

根据流体介质连续性假设,流体力学中所有物理量都可用坐标点 (x, y, z) 和时间 t 的连续函数表示,如流体中压力分布 $p(x, y, z; t)$ 、速度分布 $\mathbf{q}(x, y, z; t)$ 、密度分布 $\rho(x, y, z; t)$ 和温

度分布 $\theta(x, y, z; t)$ 等。流体压力 p 是指单位面积上作用的流体法向力, 即 $p = F/A$ 或 $p = dF_n/dA$, 其中 F 是面积 A 上的法向力; 压力 p 是标量, 法向力 F 或 dF_n 是矢量, 指向作用面积的内法线方向, 即 $dF_n = p dA = -pn dA$, n 通常指面积元素 dA 的外法线单位矢量, 其中负号表示压力总是沿内法线方向作用于面积元素上。流体力学中物理量的基本量纲是质量量纲 M 、长度量纲 L 、时间量纲 T 和温度量纲 Θ , 其他物理量的量纲都是由基本量纲导出, 压力 p 的量纲是

$$[p] = ML^{-1}T^{-2} \quad (1.1.1)$$

这里 $[p]$ 表示压力 p 的量纲, 它的国际单位(SI)制为 N/m^2 , 即牛顿每平方米, 或称帕斯卡(简称为 Pa); 在 SI 制中质量单位为千克(kg)、长度单位为米(m)、时间单位为秒(s):

$$1 N/m^2 = 1 kg/(m \cdot s^2) = 1 Pa \quad (1.1.2)$$

1 个标准大气压力(1 atm)为

$$\begin{aligned} 1 \text{ atm} &= 101\,325 \text{ N/m}^2 = 101\,325 \text{ Pa} \doteq 101 \text{ kPa} \\ &= 0.1 \text{ MPa}^{①} \end{aligned} \quad (1.1.3)$$

流体速度矢量 $q(x, y, z; t)$ 是指流体在不同时间 t 通过坐标点 (x, y, z) 处的速度 q , 它是一个矢量, 在直角坐标轴向速度分量分别为 u, v 和 w , 速度矢量可写为

$$q = ui + vj + wk \quad (1.1.4)$$

式中, i, j 和 k 分别为坐标轴向 x, y 和 z 的单位矢量。流体速度的量纲是 LT^{-1} , 它的国际单位是 m/s 。

流体密度 $\rho(x, y, z; t)$ 是指单位体积中流体的质量, 即 $\rho = M/\nabla$ 或 $\rho = dM/d\nabla$, 其中 M (或 dM) 是体积 ∇ (或 $d\nabla$) 中流体的质量。流体密度是标量, 它的量纲是 ML^{-3} , SI 制单位为 kg/m^3 。

流体温度分布 $\theta(x, y, z; t)$, 也是标量, SI 制的单位为 K (开尔文)。

$$K = ^\circ C (\text{摄氏温度}) + 273.15 \quad (1.1.5)$$

其他一些常用的物理量的量纲和国际单位, 可见附录 2, 以便查用。

由于流体中物理量 (包括其他标量和矢量) 都是基于连续性假设的, 数学中的矢量和积分微分标量运算公式可被广泛使用, 其中一些常用的矢量运算公式和积分公式亦可查见附录 3。此外, 本书中有时为书写简洁, 将采用一些记号约定, 如并列约定、求和约定和逗号约定等。

并列约定, 如坐标写为 $x_i (i=1, 2, 3)$, 表示 x_1, x_2, x_3 (或 x, y, z 坐标轴); 如速度分量写为 $u_i (i=1, 2, 3)$, 表示 u_1, u_2, u_3 (或 u_x, u_y, u_z 或 u, v, w)。

求和约定 (亦称 Einstein 求和约定), 如 $a_i b_i (i=1, 2, 3)$ 表示

$$a_i b_i (i=1, 2, 3) = a_1 b_1 + a_2 b_2 + a_3 b_3 \quad (1.1.6)$$

$$\begin{cases} a_1 = x_{1i} n_i = x_{11} n_1 + x_{12} n_2 + x_{13} n_3 \\ a_2 = x_{2i} n_i = x_{21} n_1 + x_{22} n_2 + x_{23} n_3 \\ a_3 = x_{3i} n_i = x_{31} n_1 + x_{32} n_2 + x_{33} n_3 \end{cases} \quad (1.1.7)$$

对非求和约定则需另加说明, 如 $\delta_{ii} (i=1, 2, 3, \text{非求和})$ 表示

$$\delta_{ii} = \delta_{11}, \delta_{22}, \delta_{33} \quad (1.1.8)$$

如不表明非求和时, 则

$$\delta_{ii} = \delta_{11} + \delta_{22} + \delta_{33} \quad (1.1.9)$$

① 对很大的数和很小的数, 常用的数字前缀可查见附录 1。

逗号约定,如 $u_{i,i}$ 表示

$$u_{i,i} = \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \quad (1.1.10)$$

1.2 流体的可压缩性和热膨胀性

流体的可压缩性是指流体密度在压力变化时其体积是否因被压缩或膨胀而有变化的属性。流体的热膨胀性是指流体密度在温度变化时它是否因体积的热胀冷缩而有变化的属性。流体的可压缩性和热膨胀性都是流体的重要属性。

流体的可压缩性常用体积弹性模数 E_v 表示,体积弹性模数的定义相似于固体力学中杨氏模数,定义为

$$E_v = -\nabla \frac{\partial p}{\partial \nabla} = \rho \frac{\partial p}{\partial \rho} \quad (1.2.1)$$

E_v 的量纲为 $ML^{-1}T^{-2}$, SI 制单位为 N/m^2 。对于水的体积弹性模数,在 1 个标准大气压 (101.33 kPa) 和温度为 20 °C 时测得 $E_v = 2.2 \times 10^9 N/m^2$ 。

由式(1.2.1),如压力变化 $\Delta p = 220$ kPa (大于两个大气压),则可计算求得

$$\left| \frac{\Delta \nabla}{\nabla} \right| = \left| \frac{\Delta \rho}{\rho} \right| = \frac{\Delta p}{E_v} = \frac{2.2 \times 10^5}{2.2 \times 10^9} = 10^{-4} \quad (1.2.2)$$

式(1.2.2)表明其体积变化(或密度变化)为 0.01%。由此可知,在通常情况下水流中其密度变化甚小,常可忽略其变化而认为水是不可压缩的流体。根据水的体积弹性模数,即使在水深 4000 m 处水压约为 $4 \times 10^7 N/m^2$,密度与水面处比较其变化约为 1.8%,在工程上仍可近似地认为其变化可忽略不计。

对其他液体的体积弹性模数 E_v 的参考值见表 1.1。

表 1.1 几种不同液体的体积弹性模数 E_v 参考值

液体类别	海水	汽油	甘油	润滑油(SEA 30oil)	酒精
$E_v / (\times 10^9 N/m^2)$	2.15	1.07~1.49	4.35	1.5	1.06

对于空气的体积弹性模数,在 1 个标准大气压和气温 20 °C 时测得 $E_v = 1.406 \times 10^5 N/m^2$ 。它虽然比水的体积弹性模数小得多(亦即更容易被压缩),但在空气流动速度不大时,如气流速度在 50 m/s 以下,气流中压力变化不超过 1.5 kPa。使 $\nabla p = 1.5$ kPa,则由体积弹性模数 E_v 的定义式(1.2.1)可得

$$\left| \frac{\Delta \nabla}{\nabla} \right| = \left| \frac{\Delta \rho}{\rho} \right| = \frac{\Delta p}{E_v} = \frac{1.5 \times 10^3}{1.406 \times 10^5} = 1.1 \times 10^{-2} \quad (1.2.3)$$

式(1.2.3)表明其体积变化或密度变化一般小于 1%,在工程上完全可忽略不计,认为低速气流流动(即使气流速度到达 100 m/s)仍可近似地作为不可压缩流体处理。

流体的可压缩性与声速 C 有关,根据经验和物理概念,在流体介质中声速 C 主要与流体的体积弹性模数 E_v 和流体密度 ρ 有关,即 $C = f(E_v, \rho)$ 。根据量纲分析: $[C] = LT^{-1}$, 因 E_v 的量纲为 $[E_v] = ML^{-1}T^{-2}$ 和 ρ 的量纲为 $[\rho] = ML^{-3}$, 故可知 $\sqrt{E_v/\rho}$ 的量纲为 $[\sqrt{E_v/\rho}] = LT^{-1}$, 与 C 的量纲相同,故有经验关系式 $C = k \sqrt{E_v/\rho}$, 其中 k 为比例常数,取 $k=1$ 常与实际

相符,故有计算流体介质中声速 C 的公式为

$$C = \sqrt{\frac{E_v}{\rho}} \quad (1.2.4)$$

如水温为 20°C , $E_v = 2.2 \times 10^9 \text{ N/m}^2$, $\rho = 998.2 \text{ kg/m}^3$, 则

$$C = \sqrt{\frac{2.2 \times 10^9}{998.2}} = 1485 \text{ (m/s)}$$

水在不同温度时声速测量值可查附录 4。

根据体积弹性模数 E_v 的定义式,还可将计算流体中声速的公式改写为

$$C = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s} \quad \text{或} \quad C^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s \quad (1.2.5)$$

式中,下标 s 表示声速传播过程为等熵过程。这个改写后的声速计算公式更适用于对空气声速的计算。在空气声传播过程中,压力 p 和密度 ρ 的变化关系为等熵过程,更与实际声速测量

值相等,即 $\frac{p}{\rho^\gamma} = k$ (常数),式中 γ 为空气的比热比(等压比热/等温比热),对于空气 $\gamma = 1.4$, 则

$$\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s = k \cdot \gamma \rho^{\gamma-1} = \gamma \frac{p}{\rho} \quad (1.2.6)$$

故在空气中声速计算公式又可写为

$$C = \sqrt{\gamma p \rho} \quad (1.2.7)$$

利用空气的状态方程 $p = \rho R \theta$, 其中 R 为气体常数, θ 为绝对温度,对于空气 $R = 286.9 \text{ J/(kg} \cdot \text{K)}$ (这里 K 为开尔文温度单位开), 所以有更便于计算的声速公式为

$$C = \sqrt{\gamma R \theta} \quad (1.2.8)$$

在空气动力学中,常将气流速度 U 与当地声速 C 的比值定义为马赫数 Ma , 令

$$Ma = \frac{U}{C} \quad (1.2.9)$$

马赫数是一个无量纲数,它在空气动力学中可用它对流动作分类。通常, $Ma < 0.3$ 为低速空气动力学,可忽略其中流体密度的变化;若 $Ma > 0.3$, 则必须考虑气体的可压缩性,如 $Ma > 1$ 为超声速流动, $0.8 < Ma < 1.2$ 为跨声速流动, $0.3 < Ma < 1$ 为亚声速流动等。本书不讨论可压缩流体的空气动力学等问题。

以上所述不可压缩流体(不论是液体或是气体),其不可压缩并不是意味着流体密度处处相等,而是指流体在流动过程中因流动速度变化引起压力变化从而产生密度变化时,可忽略不计其密度变化。对流体不可压缩性的严格所述,以后还将有进一步阐述。

关于流体的热膨胀性,常以热膨胀系数 α_v 表示,热膨胀系数 α_v 的定义为

$$\alpha_v = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial \theta} \right)_p = \frac{\Delta V}{V \Delta \theta} \quad (1.2.10a)$$

或

$$\alpha_v = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial \theta} \right)_p = -\frac{\Delta \rho}{\rho \Delta \theta} \quad (1.2.10b)$$

式中,下标 p 指恒定压力下的偏导数。热膨胀系数的量纲为 Θ^{-1} 。一般流体随温度 θ 升高而发生体积膨胀(或密度降低),但水在温度 $0 \sim 4^\circ\text{C}$ 随温度升高体积反而缩小,水的体积在 4°C 时最小,密度在 4°C 时最大,此即水的反常热膨胀系数。不同温度时水的热膨胀系数亦不同,

如表 1.2 所示。

表 1.2 水在不同温度 θ °C 时的热膨胀系数 α_v

$\theta/^\circ\text{C}$	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50
$\alpha_v/(\times 10^{-3}/\text{K})$	0.160	0.088	0.151	0.207	0.257	0.303	0.345	0.385	0.420	0.457

根据以上流体热膨胀系数 α_v 的定义式,液体随温度变化 $\Delta\theta$ 使密度从 ρ_0 变为 ρ 的计算式为

$$\rho = \rho_0 (1 - \alpha_v \Delta\theta) \quad (1.2.11)$$

对于气体的热膨胀系数 α_v ,可利用完全气体状态方程 $p = \rho R \theta$ 近似地有

$$\alpha_v = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial \theta} \right)_p = \frac{1}{\theta} \quad (1.2.12)$$

式中, θ 为气体的绝对温度。

1.3 流体黏性

流体的流动性和黏性是流体的最重要属性,所谓流体的流动性,就是静止液体在任意微小的切应力作用下,流体就会流动的特性。对水和空气这样的一些流体,它们都是不能承受静切应力的,然而流动后的流体,又由于它的黏性可使流体之间和流体与固壁面之间产生黏性切应力。

流体黏性是流体物质的固有属性,它使流体在固壁物面上具有无滑移的边界条件。如固壁物面是静止固定,流体因黏性附着于壁面,在壁面上流体无滑移其切向速度为零。法向速度当然也为零,但这不是因为黏性而是由于流体不能穿越或脱离壁面的原因。如固壁面是在流体中运动,则流体也因黏性附着于壁面总是与物面一起在运动,物面上流体运动速度具有与物面相同的运动速度。最简单的例子可观察两块平行平板之间的流体流动,如图 1.1 所示,一块平板固定不动,另一块平板以速度 u 平行移动。两块平板之间的流体本来都是静止的,现在由于一块平板以速度 u 平移,根据流体黏性无滑移边界条件,在该平板上所有流体微团都将以速度 u 与平板一起平移。这样在流层之间便存在速度差产生黏性切应力,就一层又一层地带动流体都流动起来,直到另一块平板壁面上流体;又由于黏性无滑移壁面条件,其速度保持为零。于是在两平板之间的流体就形成图 1.1 所示速度分布图。对于两块非常接近的平板之间的流体,其速度分布近似为线性分布,速度梯度 $\frac{du}{dy}$ 近似为常数。

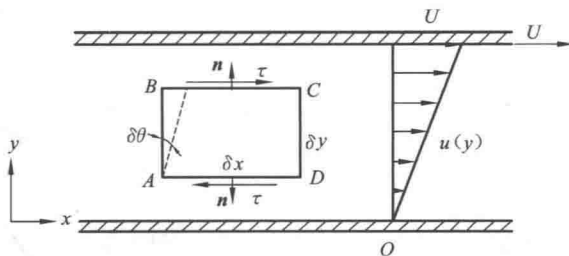


图 1.1 两块平行平板之间黏性引起的流动

由此可见,由于流体的黏性,可使流体在流动时出现速度梯度,同时使流体之间存在黏性

切应力。对图示一维流动,在流体中取一流体微团 $ABCD$ (已被放大)作分析,其中 BC 面相对于 AD 面有相对运动速度 δu 时,这两层流体之间就存在速度梯度 $\frac{\delta u}{\delta y}$ 。注意到流体速度梯度 $\frac{\delta u}{\delta y}$ 与流体微团形变率 $\frac{\delta \theta}{\delta t}$ (定义 δt 时间内微团形状的边角变化 $\delta \theta$ 为形变率 $\frac{\delta \theta}{\delta t}$) 之间的关系,因

$$\frac{\delta u}{\delta y} = \frac{\delta u}{\delta y} \cdot \frac{\delta t}{\delta t} = \frac{\tan(\delta \theta)}{\delta t} \quad (1.3.1)$$

取极限后可得

$$\frac{\delta u}{\delta y} = \frac{\delta \theta}{\delta t} \quad \text{或} \quad \frac{du}{dy} = \frac{d\theta}{dt} \quad (1.3.2)$$

对水、空气和汽油这样一些易流动的流体,流层之间黏性切应力 τ 与流体速度梯度 $\frac{du}{dy}$ 或形变率 $\frac{d\theta}{dt}$ 成比例,即 $\tau \propto \frac{du}{dy} = \frac{d\theta}{dt}$, 故有

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} = \mu \frac{d\theta}{dt} \quad (1.3.3)$$

这就是流体中的牛顿内摩擦定律。它是黏性流体一维流动本构方程(constitutive equation),是与实际相符的一个经验关系式,其中 μ 为 τ 与 $\frac{du}{dy}$ 之间的比例常数,它与流体黏性大小有关,常称为黏性系数(或称动力黏性系数,亦简称为黏度)。通常,对符合牛顿内摩擦定律的流体都称为牛顿流体。但自然界中还有一些流体,如泥浆、血液、煤浆及高分子聚合物等的流动,它们不符合牛顿内摩擦定律,它们都属于非牛顿流体,非牛顿流体已有专门的课程讨论,本书将不再涉及。

根据牛顿内摩擦定律式(1.3.3),通过量纲分析可知,黏性系数 μ 的量纲为

$$[\mu] = \frac{[\tau]}{\left[\frac{du}{dy}\right]} = \text{ML}^{-1}\text{T}^{-1} \quad (1.3.4)$$

它的国际单位为 $\text{kg}/(\text{m} \cdot \text{s})$ 或 $\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^2$ 或 $\text{Pa} \cdot \text{s}$, 这个单位比较大,故习惯上还有人喜欢使用 CGS 制(物理单位)黏度单位泊(poiseuille, P)和厘泊(centipoise, CP), $1 \text{ P} = 100 \text{ CP} = 1 \text{ g}/(\text{cm} \cdot \text{s})$ 。换算到与国际单位的关系为

$$1 \text{ Pa} \cdot \text{s} = 1 \text{ N} \cdot \text{s}/\text{m}^2 = 1 \text{ kg}/(\text{m} \cdot \text{s}) = 1000 \text{ CP} = 10 \text{ P} \quad (1.3.5)$$

将流体黏性系数 μ 除以流体密度 ρ , 其物理意义仍表示流体黏度的一种特性,以希腊符号 ν 表示

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (1.3.6)$$

因 ν 的量纲为

$$[\nu] = \frac{[\mu]}{[\rho]} = \frac{\text{ML}^{-1}\text{T}^{-1}}{\text{ML}^{-3}} = \text{L}^2\text{T}^{-1} \quad (1.3.7)$$

故被称为运动黏性系数(它具有运动学量纲而命名),它的国际单位为 m^2/s 。同样的理由,因为这个单位太大,习惯上使用 CGS 制运动黏性系数的单位 St(Stokes, St)和 CSt(centiStokes, CSt), $1 \text{ St} = 100 \text{ CSt}$ 。

$$1 \text{ St} = 1 \text{ cm}^2/\text{s} = 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s} \quad (1.3.8)$$

流体的黏度已有多种方法可以测定,不同的流体有完全不同的黏度,在常温下几种常用流体的黏度如表 1.3 所示。

对同一种流体其黏度与温度关系最大,温度升高,对液体来说其黏度将降低,这是由液体分子结构的固有属性决定的:温度升高使液体分子间凝聚力(黏滞力)降低。而对气体来说,温度升高气体的黏度则增大,这是由于气体分子运动因温度升高而加剧所导致。对空气和水这两种流体,在 1 个标准大气压下不同温度时的黏度值可查见附录 5,也有近似经验公式可以估算。

表 1.3 几种常用流体在常温(20 ℃)下的黏度

流体类型	密度 $\rho/(\text{kg}/\text{m}^3)$	黏性系数 $\mu/[\text{kg}/(\text{m} \cdot \text{s})]$	运动黏性系数 $\nu/(\text{m}^2/\text{s})$
水	998	1.0×10^{-3}	1.01×10^{-6}
空气	1.2	1.8×10^{-4}	1.51×10^{-5}
汽油	680	2.9×10^{-4}	4.22×10^{-7}
氢气(H_2)	0.084	8.8×10^{-6}	1.05×10^{-4}
润滑油(SEA30oil)	891	0.29	3.25×10^{-4}
甘油	1 264	1.5	1.18×10^{-3}
酒精	789	1.2×10^{-3}	1.52×10^{-6}
水银	13 580	1.5×10^{-3}	1.16×10^{-7}

例如,水在不同温度 $\theta(\text{K})$ 下的黏性系数 $\mu(\text{Pa} \cdot \text{s})$ 为

$$\mu = A \times 10^{B/(\theta - C)} \tag{1.3.9}$$

式中, $A = 2.414 \times 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$, $B = 247.8 \text{ K}$, $C = 140 \text{ K}$ 。

不同温度下的气体黏度经验公式[如阿瑟兰(Sutherland)公式]为

$$\mu = \mu_0 \frac{\theta_0 + C}{\theta + C} \left(\frac{\theta}{\theta_0} \right)^{\frac{3}{2}} \tag{1.3.10}$$

式中, μ_0 为参考温度 $\theta_0(\text{K})$ 时的黏度($\text{Pa} \cdot \text{s}$), C 为常数,不同气体的常数值见表 1.4。

表 1.4 不同气体 Sutherland 公式中的常数值

气体类型	C/K	θ_0/K	$\mu_0/(\times 10^{-6} \text{ Pa} \cdot \text{s})$
空气	120	291.15	18.27
氧	127	292.25	20.18
氮	111	300.55	17.81
二氧化碳	240	293.15	14.8
氩	72	293.85	8.76

还有两个问题可以讨论一下:一个是黏性切应力方向怎么确定和怎么表示? 另一个问题是流体在流动中黏性的相对重要性如何表示? 仍对图 1.1 所示的流体微团 ABCD 来说,为确定 BC 面上流体黏性切应力 τ 的方向,对 BC 面作外法线 $\boldsymbol{n}$ (为单位矢量, y 轴正方向),BC 面上黏性切应力就可确定为 x 轴正方向。因为黏性切应力 $\tau = \mu \frac{\text{d}u}{\text{d}y}$ 是由外法向邻近处流体速度

梯度产生的,如速度梯度 $\frac{du}{dn} = \frac{du}{dy}$ 为正,切应力 τ 为 x 轴正向。同样,对 AD 面作外法线 n 为 y 轴负向,则 AD 面上黏性切应力 τ 就可确定为 x 轴负向。所以要表示清楚一个切应力方向,首先要表示清楚切应力作用的那个面,然后又要表示清楚这个切应力的方向,对照图 1.1 所示,通常将 BC 和 AD 面上切应力 τ 写为 τ_{yx} , τ 有两个下标,第一个下标 y 表示这个切应力的作用面的外法线方向为 y 轴向(可正可负);第二个下标 x 表示该切应力作用的方向为 x 轴向(可正可负)。此外,如图 1.1 所示,上下平板对流体接触面处黏性切应力和流体对上下平板黏性作用力的各自方向也要搞清楚。

另一个问题是流体在流动中黏性的相对重要性如何表示。所谓相对重要性,是指流体流动惯性(力)与黏性(力)之比而言,这个比值越小,黏性(力)影响相对越大,反之亦然。设流体密度记为 ρ ,流动的特征速度记为 v 和流动的特征尺度记为 L ,则流体惯性力比例于 $\rho v^2 L^2$ (它们的量纲为力的量纲),流体黏性力则比例于 $\mu \frac{v}{L} \cdot L^2 = \mu v L$ (它们的量纲亦为力的量纲)。令流体惯性力与黏性力之比记为 Re (雷诺数),即

$$Re = \frac{\rho v^2 L^2}{\mu v L} = \frac{\rho v L}{\mu} = \frac{v L}{\nu} \quad (1.3.11)$$

Re 数是一个无量纲数,它可以衡量流体在流动中黏性效应的重要作用,它是同类流动中是否黏性相似的一个相似准则,以后将会不断出现和应用这个 Re 数。在这里我们只指出,如果流动中 Re 数不断增大,表示流动中黏性效应不断减小,它的极限 $Re \rightarrow \infty$ 就成为与无黏性的流体流动一样。无黏性流体力学,即理想流体动力学,在流体力学发展史上有重要贡献,许多研究成果仍有实际意义,其中某些内容是本课程将需要学习的一部分。

1.4 液体的气化

现仅以水为代表讨论液体的气化(gasification)和气化特性。我们知道,不同温度的纯净水有不同的汽化压力(vapor pressure),如 100°C 的水是在 1 个标准大气压(101.3 kPa)时汽化(vaporization)的,而在常温(20°C)条件下的水体(静态或动态),当压力低于 2.3 kPa 时也会汽化,即 20°C 的水其汽化压力约为 2.3 kPa。不同温度水的汽化压力值可见附录 5。所以,每当水流中水的局部压力降低到对应水温的汽化压力时,该处水体就会发生汽化,出现含汽空泡(vaporous cavitation),简称为空泡或空化泡。空泡或空化泡在水流中出现和溃灭,特别是其溃灭过程,根据理论和试验研究,溃灭的空泡可对物面产生极大冲击压力,对物面产生剥蚀、振动和噪声等多种破坏作用。在水体中高速运动的物体如船舶螺旋桨、水泵和水力透平的叶轮都会产生被空泡剥蚀的现象。因此,在工程上对空泡现象的研究和应用都有重要意义。

水中形成空泡的过程,实际上是一个更为复杂的现象。空泡初生也不是仅仅像前面所说的那样正好发生在局部水压等于汽化压力的时候。空泡生成偏离这种理想的模式是由于真实液体效应引起的。许多研究已表明,水中空泡初生又与水的品质(水中气核大小分布和数量,以及水的张力强度)有关。水中微气泡和水中夹杂的固态微粒都是产生空泡的气核,在自然界的河水和海水中,微气泡是气核的主要成分。在实际海洋中这些气核大小在 $1 \sim 200 \mu\text{m}$ 范围内,在实验室的水洞中经过除气后的水中气核大小一般为 $5 \sim 20 \mu\text{m}$,微气泡数量每立方厘米 20 个以上。水中微气泡或在浸湿的物面缝隙中的微气泡,在水流中压力低于某一临界值(与

水的汽化压力无关)时,这些微气泡的体积会突然增长形成含气型空化泡。含气型空化泡在水中出现和溃灭的过程,与含汽型空泡相同,产生相同的危害作用。

为便于对空泡特征的表达,通常只以汽化泡为典型加以描述。设水流速度为 v ,环境压力为 p_{∞} ,水的密度为 ρ ,水温为 $\theta^{\circ}\text{C}$,汽化压力为 p_v ,在这样的水流中为表示发生空泡的特征,常引入一个无量纲空泡数 K :

$$K = \frac{p_{\infty} - p_v}{\frac{1}{2}\rho v^2} \quad (1.4.1)$$

它的分子为压力差 $(p_{\infty} - p_v)$,分母为来流的动压 $\frac{1}{2}\rho v^2$ (量纲 $\text{ML}^{-1}\text{T}^{-2}$ 为压力的量纲而称为动压,其意义以后会进一步了解),即若将式(1.4.1)中 p_v 改为气泡内气体压力 p_c ,则有广义的空泡数定义式为

$$K = \frac{p_{\infty} - p_c}{\frac{1}{2}\rho v^2} \quad (1.4.2)$$

习惯上,人们仍将认为当流场内最小压力 $p_{\min}$ 等于汽化压力 p_v 时,则该处将发生空泡。这样就有特定的流场构造形式下空泡初生时空泡数 K_i 的定义式,为

$$K_i = \left(\frac{p_{\infty} - p_v}{\frac{1}{2}\rho v^2} \right)_{p_{\min} = p_v} \quad (1.4.3)$$

根据空泡数 K 的定义式,空泡数 K 的大小与物体运动速度(或来流速度) v 和环境压力 p_{∞} 有关,在一定的环境压力 p_{∞} 的条件下,物体运动速度 v 越大,空泡数 K 便越小;在一定物体运动速度 v 的条件下,随环境压力 p_{∞} 的减小,空泡数也随之减小。当空泡数低于空泡初生时空泡数($K \leq K_i$)时,空泡便会发生。因此做空泡试验研究用的空泡水洞设备的设计,为获得更小的空泡数,常通过在试验阶段抽气降压来降低空泡数。

根据空泡初生时空泡数 K_i 的定义式(1.4.3),物面上空化初生时空泡数 K_i 越小,表示该物体的抗空化能力越高,即该物体空化初生时($p_{\min} = p_v$)需要更高的运动速度 v 或更低环境压力 p_{∞} 才能发生空泡。

还可指出,当物体在水流中发生空泡后,随着空泡数继续降低,空泡发展将呈现几种不同形态。

(1) 空泡初生时游移气泡形态,即空泡数 K 等于或稍小于初生空泡数 K_i 时,发生单个分散的空化泡,随主流向下游移,这种空泡形态称为游移空泡形态,这些游移空泡可在物面处发生溃灭,对物面产生剥蚀、振动和出现噪声。

(2) 当空泡数 K 减小到远小于 K_i 时,在物面最小压力附近就会发生贴附于物面上局部分层状空泡现象。试验研究表明,这种层状空泡区的后端很不稳定,它的破碎和分裂在其下泄的后方会形成大量空化气泡聚集的云状空化泡现象,众多云状空泡与物面相互作用而溃灭,可使物面产生更强烈的剥蚀作用。因为这种空泡形态出现在物面局部,故层状和云状空泡形态亦称局部空泡形态,并称局部空泡的区域为空穴区(cavity)。

(3) 当空泡数 K 再进一步减小到远远小于 K_i 时,物面上局部空泡区会进一步发展到覆盖整个物面,并可延伸到物体后面,其空穴尺度还可以远远超过物体的尺度,这就是所谓超空泡形态,它是一种完全发展的空泡流。通常,空泡数 $K < 0.1$ 时才可能产生自然汽化的超空泡