

高 等 学 校 教 材

CAILIAO GONGCHENG JICHU

材料工程基础

● 冯晓云 童树庭 袁华 主编



化学工业出版社

高等学校教材

材料工程基础

冯晓云 童树庭 袁华 主编



化学工业出版社

· 北京 ·

本书为高等学校教材。全书共分为5章，分别涵盖了流体力学（包括泵与风机）、传热学、干燥、吸收、蒸馏等内容。着重阐述了其中的基本概念、基本原理及其在工程上的应用等。各部分内容独立叙述，简洁明了，较为实用。本书可作为高等院校工科学生的专业基础教材，尤其适用于高等院校材料科学与工程专业的教学。本书也可供有关研究、设计和生产技术人员参考。

图书在版编目 (CIP) 数据

材料工程基础/冯晓云, 童树庭, 袁华主编. —北京:
化学工业出版社, 2007.1

高等学校教材

ISBN 978-7-5025-9989-8

I. 材… II. ①冯…②童…③袁… III. 材料科学 IV. TB3

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2007) 第 030553 号

责任编辑: 杨 菁

文字编辑: 李 玥

责任校对: 宋 玮

装帧设计: 韩 飞

出版发行: 化学工业出版社 (北京市东城区青年湖南街 13 号 邮政编码 100011)

印 刷: 大厂聚鑫印刷有限责任公司

装 订: 三河市延风装订厂

787mm×1092mm 1/16 印张 23 $\frac{3}{4}$ 字数 608 千字 2007 年 7 月北京第 1 版第 1 次印刷

购书咨询: 010-64518888 (传真: 010-64519686)

售后服务: 010-64518899

网 址: <http://www.cip.com.cn>

凡购买本书, 如有缺损质量问题, 本社销售中心负责调换。

定 价: 39.00 元

版权所有 违者必究

前 言

《材料工程基础》是根据教学改革的要求而编写的。全书共分5章：流体力学及流体输送机械、热量传递、吸收、蒸馏、干燥。内容包括有关基本概念、基本定律、理论分析，以及常用的机械设备等。因本书内容涉及好几个学科，所以编写者只能在有限的篇幅里尽量兼顾基础理论和实用技术两个方面，并力求各章内容的完整性与系统性。本书的编写由同济大学材料科学与工程学院冯晓云、童树庭、袁华共同完成。第1章由冯晓云编写，第2章由童树庭编写，第3~5章由袁华编写，附录则由三位老师共同编写。全书由冯晓云统稿。

《材料工程基础》可以作为高等院校工科学生的专业基础教材，尤其适用于高等院校材料科学与工程专业的教学，也可供有关研究、设计和生产技术人员参考。

本书为同济大学“十五”规划教材，并获得同济大学教材、学术著作出版基金委员会资助。

在本书的编写过程中，得到了同济大学材料科学与工程学院王朝亨教授的真诚指点和严汉军老师的无私帮助，在此表示感谢。

由于编者水平有限，书中不妥或误漏之处在所难免，敬请读者不吝指正。

编 者
2007年1月

目 录

第 1 章 流体力学及流体输送机械	1
1.1 流体的物理性质及力学模型	1
1.1.1 流体的主要物理性质	1
1.1.2 流体的力学模型	7
1.2 流体静力学	8
1.2.1 作用于流体上的力	8
1.2.2 流体静压强及其特性	8
1.2.3 流体平衡微分方程	10
1.2.4 压强的计算基准和量度单位	11
1.2.5 在重力场中的流体静力学基本方程	12
1.2.6 压强的测量	14
1.3 一元流体动力学基础	16
1.3.1 研究流体运动的两种方法	16
1.3.2 有关流体运动的基本概念	17
1.3.3 连续性方程	19
1.3.4 理想流体运动微分方程及其积分	21
1.3.5 稳定总流能量方程式	24
1.3.6 稳定流动量方程	37
1.4 流动阻力和能量损失	39
1.4.1 流动阻力及能量损失的两种形式	39
1.4.2 流体的两种流动状态	40
1.4.3 边界层概念	42
1.4.4 圆管内的层流运动	43
1.4.5 圆管内的紊流运动	46
1.4.6 沿程阻力系数	50
1.4.7 局部阻力系数	53
1.4.8 管路计算	55
1.4.9 烟囱计算	60
1.5 相似性原理	65
1.5.1 相似条件	65
1.5.2 特征数	67
1.5.3 模型律	69
1.6 流体输送机械——泵与风机	72

1.6.1	离心式泵与风机的工作原理及性能参数	72
1.6.2	离心式泵与风机的基本方程	73
1.6.3	离心式风机和泵的性能曲线	77
1.6.4	相似理论在风机和泵中的应用	79
1.6.5	风机和泵在管路中的工况	83
1.6.6	离心式风机或泵的联合运行工况分析	87
1.6.7	风机或泵的选择	88
	习题	92
	参考文献	98
第2章	热量传递	99
2.1	导热	99
2.1.1	导热的基本概念及定律	99
2.1.2	热导率	101
2.1.3	导热微分方程	103
2.1.4	无内热源的稳定态导热	105
2.1.5	具有内热源的稳定态导热	115
2.2	对流传热	118
2.2.1	对流传热的基本概念	118
2.2.2	对流传热的基本定律——牛顿冷却定律	119
2.2.3	热边界层概述	119
2.2.4	对流传热微分方程组	121
2.2.5	对流传热过程的相似	123
2.2.6	流体自然对流传热	127
2.2.7	流体强制流动时的对流传热	131
2.2.8	沸腾与凝结传热	137
2.3	辐射传热	141
2.3.1	热辐射的基本概念	141
2.3.2	热辐射的基本定律	143
2.3.3	物体间的辐射传热	150
2.3.4	遮热板和遮热罩的作用	159
2.3.5	气体辐射	163
2.3.6	火焰辐射	173
2.4	综合传热和换热器	175
2.4.1	通过器壁的传热过程分析	176
2.4.2	窑内火焰空间内的传热	179
2.4.3	换热器	184
2.5	不稳定导热	189
2.5.1	不稳定导热的基本概念	189
2.5.2	不稳定导热的分析解法	190
2.5.3	集总参数法的简化分析	196
2.6	导热的数值解法	197

2.6.1	有限差分法的基本原理	197
2.6.2	二维稳定导热的数值解法	199
2.6.3	一维不稳定导热的数值解法	205
	习题	210
	参考文献	215
第3章	气体吸收	217
3.1	概述	217
3.1.1	气体吸收过程的工业应用	217
3.1.2	吸收过程的分类	218
3.1.3	吸收过程要注意的问题	219
3.1.4	本章要点	220
3.2	气液平衡关系	221
3.2.1	气体在液体中的溶解度	221
3.2.2	亨利定律	222
3.2.3	相平衡与吸收过程的关系	226
3.3	吸收过程的速率	228
3.3.1	双组分混合物中的分子扩散	229
3.3.2	扩散系数	233
3.3.3	对流传质	236
3.3.4	吸收过程机理	238
3.3.5	总传质速率方程式	239
3.4	吸收塔的计算	245
3.4.1	物料衡算与操作线方程	245
3.4.2	吸收剂的用量与最小液气比	247
3.4.3	填料层高度的计算	252
3.5	解吸塔的计算	260
3.5.1	解吸操作线方程	260
3.5.2	解吸用气量与最小气液比	261
3.5.3	解吸塔填料层高度计算	261
3.6	填料塔	262
3.6.1	填料塔的结构及填料特性	262
3.6.2	填料塔的流体力学性能	265
	习题	267
	参考文献	271
第4章	蒸馏	272
4.1	概述	272
4.1.1	蒸馏操作的依据	272
4.1.2	蒸馏的分类	272
4.1.3	本章要点	273
4.2	双组分溶液气液相平衡	273
4.2.1	气、液平衡体系自由度及平衡体系的分类	273

4.2.2	理想体系气液相平衡关系	274
4.2.3	非理想体系气液相平衡关系	279
4.3	蒸馏方式及原理	282
4.3.1	简单蒸馏	282
4.3.2	平衡蒸馏 (闪蒸与部分冷凝)	283
4.3.3	精馏	284
4.4	双组分连续精馏过程的数学描述	287
4.4.1	理论塔板	287
4.4.2	塔板上的衡算与恒摩尔流假设	287
4.4.3	全塔物料衡算	288
4.4.4	精馏段操作线方程	289
4.4.5	提馏段操作线方程	291
4.4.6	进料热状况对精馏操作的影响及 q 线方程	292
4.4.7	理论板层数的求法	296
4.4.8	回流比的影响	298
4.4.9	理论板数的简捷计算	302
4.4.10	精馏装置的热量衡算	303
4.5	其它蒸馏方式	305
4.5.1	间歇蒸馏	305
4.5.2	直接蒸汽加热	307
4.6	板式塔	308
4.6.1	塔板结构	308
4.6.2	塔板的流体力学状况	309
4.6.3	塔板上的异常操作现象	311
4.6.4	塔板的负荷性能图	312
4.6.5	板效率、塔高和塔径的计算	312
	习题	314
	参考文献	317
第5章	干燥	318
5.1	概述	318
5.1.1	去湿方法	318
5.1.2	干燥过程的分类	319
5.1.3	干燥过程进行的条件	319
5.1.4	本章要点	320
5.2	湿空气的性质及湿度图	320
5.2.1	湿空气的性质	320
5.2.2	湿空气的 $I-H$ 图	326
5.3	干燥过程的物料衡算和热量衡算	332
5.3.1	物料中含水量的表示方法	332
5.3.2	干燥器的物料衡算	333
5.3.3	干燥过程的热量衡算	335

5.4 干燥过程速度表征	337
5.4.1 物料中所含水分的性质	337
5.4.2 恒定干燥条件下的干燥速率与时间	338
5.5 干燥设备	342
5.5.1 干燥器的主要型式	343
5.5.2 干燥器的选型	346
习题	347
参考文献	348
附录	350
附录 1 常用局部阻力系数	350
附录 2 常用材料的物理参数	354
附录 3 烟气的物理参数	357
附录 4 干空气的物理参数	357
附录 5 在饱和线上水蒸气的物理参数	358
附录 6 在饱和线上水的物理参数	359
附录 7 某些材料在法线方向上的黑度	360
附录 8 计算辐射角系数和核算面积的公式和图	361
附录 9 湿空气的相对湿度	368
附录 10 几种气体的平衡溶解度	369
附录 11 一些气体在不同温度下的亨利系数值	370
附录 12 几种气体在空气中的扩散系数	370
附录 13 气体在水中的扩散系数	370
附录 14 几种常用填料的特性数据	371

第 1 章 流体力学及流体输送机械

流体包括液体和气体。流体力学是以流体为对象,研究流体静止和运动的基本规律以及流体与固体相互作用的一门科学。流体力学是力学的一个分支,它包括流体静力学和流体动力学,前者研究流体静止时力的平衡规律;后者研究流体的运动特性及运动时的力学规律。流体力学在工农业生产和工程技术各部门有着广泛的应用。土木、水利、机械、动力、石油、化工、造船、气象,乃至航天等各部门几乎都要涉及油、气、水等流动物质。因此,学好流体力学,了解和掌握流体的平衡及运动规律,才能对专业范围内的流体力学现象作出合乎实际的定性判断,进行足够精确的定量估计,正确地解决专业范围内的流体力学设计及计算问题。学习流体力学,要注意理解和掌握其中的基本理论、基本概念、基本方法,要学会理论联系实际地分析和解决工程中的各种流体力学问题。

1.1 流体的物理性质及力学模型

1.1.1 流体的主要物理性质

在研究流体力学规律之前,首先应了解流体的主要物理性质。流体与固体不同,固体容易保持一定的形状,流体只能随其所在容器的形状变化;固体能抵抗一定的剪切力而保持静止,流体则不能。因此,流体不同于固体的主要特征就是易流动(变形)性。

1.1.1.1 密度

流体具有质量并受重力作用。

对于均质流体,单位体积的质量称为密度,以 ρ (kg/m^3) 表示

$$\rho = \frac{m}{V} \quad (1-1)$$

式中, m 为流体的质量, kg ; V 为该质量流体所占的体积, m^3 。

各点密度不完全相同的流体,称为非均质流体。非均质流体中某点的密度为

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta m}{\Delta V} \quad (1-2)$$

式中, Δm 为微小体积 ΔV 内的流体质量; ΔV 为包含该点在内的流体体积。

对于均质流体,作用于单位体积流体的重力称为容重,以 γ (N/m^3) 表示

$$\gamma = \frac{G}{V} \quad (1-3)$$

式中, G 为体积为 V 的流体所受的重力, N ; V 为重力为 G 的流体所占体积, m^3 。

对于非均质流体,其中某点的容重为

$$\gamma = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta G}{\Delta V} \quad (1-4)$$

式中, ΔG 为微小体积 ΔV 内的流体所受重力; ΔV 为包含该点在内的流体体积。

重力是质量和重力加速度的乘积, 即 $G=mg$ 。两端同除以体积 V , 则得容重和密度的关系为

$$\gamma = \rho g \quad (1-5)$$

在流体力学计算中常用的流体密度和容重如下。

水的密度和容重: $\rho_{\text{H}_2\text{O}} = 1000 \text{kg/m}^3$; $\gamma_{\text{H}_2\text{O}} = 9807 \text{N/m}^3$ 。

汞的密度和容重: $\rho_{\text{Hg}} = 13595 \text{kg/m}^3$; $\gamma_{\text{Hg}} = 133326 \text{N/m}^3$ 。

干空气在 290K、760mmHg 时的密度和容重: $\rho_a = 1.2 \text{kg/m}^3$; $\gamma_a = 11.77 \text{N/m}^3$ 。

1.1.1.2 黏滞性

流体内部质点间或流层间因相对运动而产生内摩擦力(内力)以反抗相对运动的性质称为黏滞性, 所产生的内摩擦力称为黏滞力。在流体力学研究中, 黏滞性的概念十分重要。

现以流体在圆管中的流动为例说明流体的黏滞性, 见图 1-1。当流体在圆管中缓慢流动时, 黏附在管壁上的流体质点流速为零。位于管中心线上的流体质点距管壁最远, 受管壁的影响最小, 因而流速最大; 介于管壁和管中心线之间的流体质点速度则由管壁至管中心线由零增加至最大。图 1-1 (a) 就是黏性流体在圆管中缓慢流动时, 流速 u 随垂直于流速的方向 y 变化的函数关系图, 即 $u=f(y)$ 的函数关系曲线, 该图称为流速分布图。图 1-1 中各流层的速度大小是不相同的, 因而它们之间将产生相对运动, 进而产生内摩擦力以抗拒这种相对运动。经过无数试验证明, 当流体作层流流动(层流和紊流的概念将在 1.4 节讲述)时, 内摩擦力(或切力) T 的大小与下述影响因素的关系为: ①与两流层间的速度差(即相对速度) du 成正比; ②与两流层间的距离 dy 成反比; ③与流层的接触面积 A 的大小成正比; ④与流体的种类有关; ⑤与流体所受的压力大小无关。

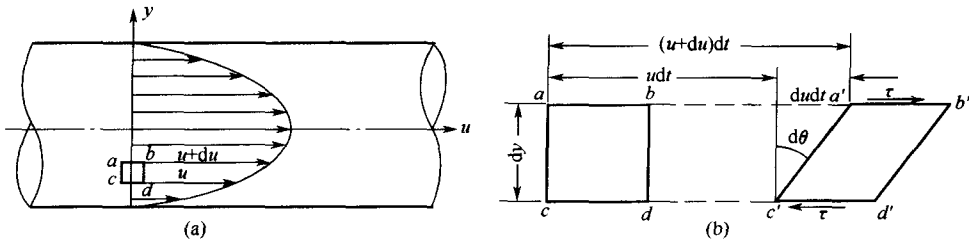


图 1-1 流体在圆管中的层流流动及流体质点的直角变形速度

据此, 内摩擦力的数学表达形式可写成

$$T \propto A \frac{du}{dy}$$

或

$$T = \mu A \frac{du}{dy} \quad (1-6)$$

这就是牛顿内摩擦定律。单位面积上的内摩擦力称为切应力, 以 τ 表示, 则

$$\tau = T/A = \mu \frac{du}{dy} \quad (1-7)$$

式(1-7)就是常用的黏滞力(切应力)计算公式。该公式适用于一切作层流流动的牛顿流体。

为了更好地理解式(1-7), 下面对式中各项的物理意义分别作出阐述。

① $\frac{du}{dy}$, 称为速度梯度。它表示速度沿垂直于速度的方向 (即 y 向) 的变化率, 单位为 s^{-1} 。为理解速度梯度的意义, 在图 1-1(a) 中垂直于速度方向的 y 轴上任取一边长为 dy 的流体小方块 $abcd$ 。为清楚起见, 将它放大成图 1-1(b)。由于小方块下表面的速度 u 小于上表面的速度 $(u+du)$, 经过 dt 时间后, 下表面所移动的距离 udt 小于上表面所移动的距离 $(u+du)dt$, 因而小方块 $abcd$ 变形为 $a'b'c'd'$ 。也就是说, 两流层间的垂直连接线 ac 及 bd 在 dt 时间中有 $d\theta$ 的角度变化。由于 dt 很小, 因此 $d\theta$ 也很小。所以

$$d\theta \approx \tan d\theta = \frac{du dt}{dy}$$

故
$$\frac{du}{dy} = \frac{d\theta}{dt} \quad (1-8)$$

可见, 速度梯度就是直角变形速度。这个直角变形速度是在切应力的作用下发生的, 所以也称剪切变形速度。因为流体的基本特征就是具有流动性, 所以在切应力的作用下, 只要有充分的时间让它变形, 它就有无限变形的可能性, 而用直角变形速度就可以描述其剪切变形的快慢。由此可知, 牛顿内摩擦定律也可以理解为: 切应力与剪切变形速度成正比。

② τ , 称为切应力, 量纲为力/面积。常用的单位为 N/m^2 , 即 Pa。 τ 不仅有大小, 还有方向。现以图 1-1(b) 中小方块变形后的 $a'b'c'd'$ 来说明其方向的确定: 上表面 $a'b'$ 之上的流层运动较快, 有带动较慢的 $a'b'$ 流层前进的趋势, 故作用于 $a'b'$ 面上的切应力 τ 的方向与流动方向相同; 下表面 $c'd'$ 之下的流层运动较慢, 有阻碍较快的 $c'd'$ 流层前进的趋势, 故作用于 $c'd'$ 面上的切应力 τ 的方向与流动方向相反。对于相互接触的两个流层而言, 作用在不同流层上的切应力必然是大小相等, 方向相反的。这里顺便指出: 内摩擦力虽是流体抗拒相对运动的性质, 但它不能从根本上制止流动的发生。也就是说, 流体的流动性不因有内摩擦力的存在而消失。当然, 在流体质点间没有相对运动 (流体处于静止或相对静止状态) 时, 也就没有内摩擦力表现出来。

③ μ , 称为黏滞系数, 单位为 $N \cdot s/m^2$, 即 $Pa \cdot s$ 。 μ 与流体种类及流体温度有关, 流体的 μ 值越大, 其黏滞性越强, 即流体阻滞流动的能力越强。 μ 的物理意义可以这样来理解: 当取 $\frac{du}{dy} = 1$ 时, 则 $\tau = \mu$, 即 μ 表征了单位速度梯度作用下的切应力。由于它反映了黏滞性的动力性质, 因此也称 μ 为动力黏滞系数。

在流体力学中, 经常出现 μ/ρ 的比值, 用 ν 表示。即

$$\nu = \mu/\rho \quad (1-9)$$

式中, ν 称为运动黏滞系数, 它的量纲为 $L^2 \cdot T^{-1}$, 常用单位为 cm^2/s (斯托克斯, 简称为 St)。由于在 ν 的量纲中没有力而只具有运动学要素, 故称 ν 为运动黏滞系数。流体流动性是运动学的概念, 所以, 在衡量流体流动性时应用 ν 而不用 μ 。

表 1-1 列举了不同温度下空气和水的物理性质。

由表 1-1 可见, 水和空气的黏滞系数随温度变化的规律是不同的: 水的黏滞系数随温度升高而减小, 空气的黏滞系数则随温度升高而增大。这是因为流体黏滞系数的大小反映了流体分子间吸引力以及由流体分子不规则热运动所产生的动量交换的大小。温度升高, 流体分子间吸引力降低, 动量增大; 温度降低, 流体分子间吸引力增大, 动量减小。对于液体, 流体分子间的吸引力是决定性因素, 所以液体的黏滞系数随温度升高而减小; 对于气体, 流体分子间的热运动所产生的动量交换是决定性因素, 所以气体的黏滞系数随温度升高而增大。

最后还需指出: 牛顿内摩擦定律只适用于一般流体, 它对某些特殊流体是不适用的。为

此，将满足牛顿内摩擦定律的流体称为牛顿流体，如水和空气等，而将特殊流体称为非牛顿流体，如血浆、泥浆、污水、油漆和高分子溶液等。本书仅限于研究牛顿流体，对于非牛顿流体，可参阅有关的专门著作。

表 1-1 1 个标准大气压 (101.325kN/m²) 下空气和水的物理性质

介质	$t/^\circ\text{C}$	$\rho/(\text{kg}/\text{m}^3)$	$\gamma/(\text{N}/\text{m}^3)$	$\mu \times 10^5$ / $(\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^2)$	$\nu \times 10^5$ / (m^2/s)
空气	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	1.165	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
水	0	999.8	9805	178.1	0.1785
	5	1000.0	9807	151.8	0.1519
	10	999.7	9804	130.7	0.1306
	15	999.1	9798	113.9	0.1139
	20	998.2	9789	100.2	0.1003
	30	995.7	9764	79.8	0.0800
	50	988.0	9689	54.7	0.5530
	70	977.8	9589	40.4	0.0413
	90	965.3	9466	31.5	0.0326
	100	958.4	9399	28.2	0.0294

【例 1-1】在图 1-2(a) 中，气缸内壁直径 $D=12\text{cm}$ ，活塞直径 $d=11.96\text{cm}$ ，活塞长度 $l=14\text{cm}$ ，活塞往复运动的速度为 1m/s ，润滑油的 $\mu=1\text{P}$ ($1\text{P}=0.1\text{Pa} \cdot \text{s}$)。试问作用在活塞上的黏滞力为多少？

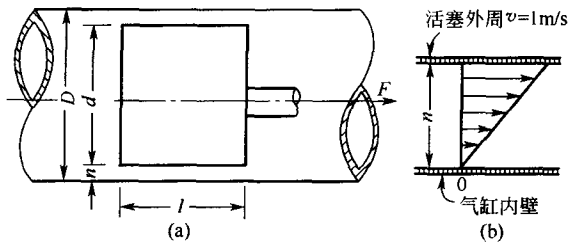


图 1-2 活塞运动的黏性阻力

解 因黏性作用，黏附在气缸内壁的润滑油层速度为零，黏附在活塞外的润滑油层与活塞速度相同，即 $v=1\text{m/s}$ 。因此，润滑油层的速度由零增至 1m/s ，油层间则因相对运动而产生切应力，该切应力乘以活塞面积，就是作用在活塞上的黏滞力 T 。将间隙 n 放大，可绘出该间隙中的速度分布图 1-2(b)。由于活塞与气缸的间隙 n 很小，该速度分布可近似认为是直线分布。故

$$\frac{du}{dy} = \frac{v}{n} = \frac{100}{\frac{1}{2} \times (12 - 11.96)} = 5 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$$

将以上数值代入式(1-7) 可得

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} = 0.1 \times 5 \times 10^3 = 5 \times 10^2 \text{ N/m}^2$$

接触面积 $A = \pi dl = \pi \times 0.1196 \times 0.14 = 0.053 \text{ m}^2$, 所以

$$T = A\tau = 0.053 \times 5 \times 10^2 = 26.5 \text{ N}$$

1.1.1.3 压缩性和热胀性

流体受压时, 其体积缩小、密度增大的性质, 称为流体的压缩性。流体受热时, 其体积膨胀、密度减小的性质, 称为流体的热胀性。

(1) 液体的压缩性和热胀性 液体的压缩性一般用压缩系数 β 来表示。设某体积为 V 的流体, 密度为 ρ , 当压强增加 $d\rho$ 时, 其体积减小, 密度增加率为 $\frac{d\rho}{\rho}$, 则 $\frac{d\rho}{\rho}$ 与 $d\rho$ 的比值即称为液体的压缩系数 β 。即

$$\beta = \frac{d\rho}{\rho} / d\rho \quad (1-10)$$

β 值越大, 则液体的压缩性也越大。 β 的单位为 m^2/N 。

液体被压缩时, 其质量并不改变, 即

$$dm = d(\rho V) = \rho dV + V d\rho = 0$$

所以

$$\frac{d\rho}{\rho} = -\frac{dV}{V}$$

故液体的压缩系数又可以表示为

$$\beta = -\frac{dV}{V} / d\rho \quad (1-11)$$

流体力学中常用体积弹性模量来衡量流体的压缩性。体积弹性模量是压缩系数的倒数, 以 E 表示, 单位为 N/m^2 。即

$$E = \frac{1}{\beta} = d\rho / \frac{d\rho}{\rho} = \rho \frac{d\rho}{d\rho} \quad (1-12)$$

流体的体积弹性模量和固体材料的弹性模量意义相似, 单位也相同。显然, E 值越大, 流体的压缩性越小, 即流体越不容易被压缩; 而 E 值小的流体其压缩性就大。

表 1-2 列举了水在 0°C , 不同压强下的压缩系数。

表 1-2 水在 0°C 时的压缩系数

压强/(kN/m ²)	5×98.07	10×98.07	20×98.07	40×98.07	80×98.07
$\beta/(\text{m}^2/\text{N})$	0.538×10^{-9}	0.536×10^{-9}	0.531×10^{-9}	0.528×10^{-9}	0.515×10^{-9}

流体的热胀性一般用热胀系数 α 来表示。当温度增加 dT 时, 液体的密度增加率为 $-\frac{d\rho}{\rho}$, 则热胀系数 α 为

$$\alpha = -\frac{d\rho}{\rho} / dT \quad (1-13)$$

α 值越大, 则液体的热胀性也越大。 α 的单位为 T^{-1} 。

同理, 热胀系数亦可表示为

$$\alpha = \frac{dV}{V} / dT \quad (1-14)$$

由表 1-1、表 1-2 可以看出：压强每升高 1 个大气压，水的密度约增加 1/20000。当水温较低时（10~20℃），每增加 1℃，水的密度约减小 1.5/10000；水温较高时（90~100℃），每增加 1℃，水的密度也仅减小 7/10000。这说明水的压缩性和热胀性是很小的，一般情况下可忽略不计。只有在某些特殊情况下，例如水击、热水采暖等，才需要考虑水的压缩性及热胀性。

(2) 气体的压缩性及热胀性 气体与液体不同，它具有显著的压缩性和热胀性，温度与压强的变化对气体容重影响很大，所以气体应属于可压缩流体。一般在气体温度不过低，压强不过高时，其密度、压强和温度三者之间的关系服从理想气体状态方程式。即

$$\frac{p}{\rho} = RT \quad (1-15)$$

式中， p 为气体的绝对压强， N/m^2 ； T 为气体的热力学温度， K ； ρ 为气体密度， kg/m^3 ； R 为气体常数， $J/(kg \cdot K)$ ，对于空气， $R=287$ ，对于其它气体，在标准状态下， $R=8314/n$ ，其中 n 为气体的相对分子质量。

下面讨论 3 种特殊情况。

① 等温情况。此时 T 为常数，即 $RT = \text{常数}$ 。因此，式(1-15)可简化为 $p/\rho = \text{常数}$ 。写成常用形式

$$\frac{p_1}{\rho_1} = \frac{p_2}{\rho_2} \quad (1-16)$$

式中的 p_1 ， ρ_1 ， p_2 ， ρ_2 分别为任意两种状态下的气体压强及密度。式(1-16)表明，等温情况下的气体压强与密度成正比。也就是说，当气体压强增加时，其体积缩小、密度增大。或者说，如果要把一定量的气体压缩到其密度增大 1 倍，则其压强也要增加 1 倍；密度减小 1 倍，则其压强也要减小 1 倍。这一关系与实际气体的压强和密度之间的关系几乎是一致的。另外，根据上式可以推论，如果压缩气体并使其压强增加到极大时，则该气体的密度应该变得很大，从而似乎可能计算出在某个压强下，气体可以达到水、汞等的密度。但实际上这是不可能的，因为气体有一个极限密度，对应的压强称为极限压强。若气体压强超过这个极限值时，则不管该压强有多大，气体都不能压缩了。也就是说，只有当气体密度远小于极限密度时，式(1-16)与实际气体的情况才是一致的。

② 定压情况。此时 p 为常数，即 $p/R = \text{常数}$ 。因此，式(1-15)可简化为 $\rho T = \text{常数}$ 。写成常用形式

$$\begin{aligned} \rho_0 T_0 &= \rho T \\ \rho_1 T_1 &= \rho_2 T_2 \end{aligned} \quad (1-17)$$

式中， ρ_0 是在热力学温度 $T_0 = 273.16K \approx 273K$ 下的气体密度； ρ_1 ， T_1 及 ρ_2 ， T_2 是任意两种状态下的气体密度及温度。式(1-17)说明，定压情况下的气体温度与密度成反比。即温度增加，气体体积增大、密度减小；温度降低，气体体积缩小、密度增大。这一规律对常用温度下的一切气体都是适用的。特别是在中等压强范围内，对于空气及其它不易液化的气体相当准确。只有当温度降低到气体液化的程度，上述规律才会出现比较明显的误差。

③ 绝热情况。当煤气、空气等自高压喷嘴中喷出时，其速度将达到音速甚至超音速，密度则发生显著变化。这种气体喷出过程可视为可逆绝热过程。仍然将这种气体视为理想气体，则理想气体的绝热过程方程式为： $\frac{p}{\rho^k} = \text{常数}$ 。写成常用形式为

$$\frac{p_1}{\rho_1^k} = \frac{p_2}{\rho_2^k}$$

$$\text{或} \quad \frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^k = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (1-18)$$

式中, k 称为绝热指数, 是气体的比定压热容与比定容热容之比, 即 $k = C_p/C_v$ 。一般情况下, 可以认为气体的绝热指数仅与气体的分子结构有关, 如双原子气体: $k=1.4$; 单原子气体: $k=1.6$; 多原子气体: $k=1.3$ (如过热蒸汽); 干饱和蒸汽: $k=1.135$ 。

1.1.2 流体的力学模型

客观上存在的实际流体, 其物质结构和物理性质非常复杂。如果要全面考虑所有影响因素, 将很难提出其力学关系式。为此, 在分析流体力学问题时, 一般都是根据主要矛盾建立力学模型, 对流体加以科学的抽象, 简化流体的物质结构和物理性质, 以便列出反映流体运动规律的数学方程式。这种研究问题的方法, 在固体力学中也常采用, 例如刚体、弹性体等。所以, 力学模型的概念具有普遍意义。下述为几个主要的流体力学模型。

1.1.2.1 连续介质模型

流体的真实结构是由大量的分子组成的, 分子之间有间隙, 每个分子都在不断地作不规则的热运动。从微观角度来看, 流体是不连续的。但是, 在大多数工程应用中, 人们关心的是大量分子的总体统计效应 (即宏观效应), 而不是单个分子的行为。当从宏观角度来研究流体的机械运动而不涉及其微观的物质结构时, 可以认为流体是连续分布的物质, 并将流体质点作为最小的研究对象。所谓流体质点, 是指其中含有大量分子并能保持流体宏观力学特性的微小流体单元。这样, 就可以把流体看成是由无数个连续分布的质点所组成、质点之间没有任何空隙、完全充满着所占空间的连续介质。

实际上, 在标准状况下, $1\mu\text{m}^3$ 的液体体积中有 3.35×10^{10} 个液体分子, $1\mu\text{m}^3$ 气体中有 2.7×10^7 个气体分子。可见, 如此微小的体积中仍含有大量流体分子, 故不会因为分子随机出入该体积而影响流体的宏观特性。而且, 一般工程中所研究的流体空间远比 $1\mu\text{m}^3$ 大, 因此将流体宏观地看成连续介质是合理的。实践证明, 根据这个假设所作的分析计算对于一般工程来说是足够精确的。只有某些特殊的问题例外, 例如航天飞机进入超高空极稀薄大气中的飞行阶段以及地面上的高真空技术等, 此时气体分子的平均自由程可大到与物体的特征长度相比拟, 因此上述连续介质的概念自然就不适用, 而应采用微观的统计方法来处理。将流体看成连续介质之后, 流体的压强、温度、密度、速度等在空间就应该是连续分布的, 从而可使我们利用连续函数这一强有力的工具, 给流体力学的研究带来极大的方便。

1.1.2.2 无黏性流体模型

一切流体都具有黏性, 无黏性流体是对流体物理性质的简化。因为在某些问题中, 黏性不起作用或不起主要作用。这种不考虑黏性作用的流体称为无黏性流体 (或称为理想流体)。如果在某些问题中, 黏性影响较大、不能忽略时, 也可采用“两步走”的办法, 即先将其当作无黏性流体分析, 得出主要结论; 然后通过试验或根据经验对结论加以补充或修正, 以此来体现黏性的影响。这种考虑黏性影响的流体, 称为黏性流体。

1.1.2.3 不可压缩流体模型

这是不计压缩性和热胀性而对流体物理性质的简化。液体的压缩性和热胀性均很小, 其密度可视为常数, 因此通常采用不可压缩流体模型。气体在大多数情况下也可采用不可压缩流体模型。只有在某些情况下, 例如气体速度接近或超过音速时, 或在流动过程中气体密度变化很大时, 才必须用可压缩流体模型。本章的讨论主要采用不可压缩流体模型, 但也有一定内容讨论可压缩流体的流动过程。

1.2 流体静力学

流体静力学研究的是流体处于静止或相对静止时的力学规律及其在工程技术上的应用。当流体处于静止或相对静止状态时，各质点之间不产生相对运动，因而流体的黏滞性不起作用。所以，研究流体静力学必然采用无黏性流体的力学模型。

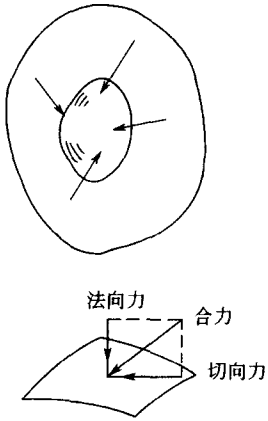


图 1-3 作用在流体上的表面力

1.2.1 作用于流体上的力

作用在任何流体上的力，按其作用方式可以分为表面力和质量力两类。在流体中划取一小块流体（图 1-3），分析在其上有哪些力作用。为保持其受力情形和原来一样，应将四周流体对它的作用力表示出来，如图中箭头所示。这些力在原来的流体中原是内力，现在对于这一小块划出来的流体而言则是外力。这种力即称为表面力，它来自于周围流体的直接接触作用，分布在这一小块流体的各个表面上。一般可以把表面力分解为法向分力与切向分力，单位面积上的法向力称为流体的法向应力 $\sigma(\text{N}/\text{m}^2)$ ；单位面积上的切向力就是由流体黏性引起的剪切应力 $\tau(\text{N}/\text{m}^2)$ 。对于静止流体，没有切向力，只有法向力。

除了接触引起的表面力之外，还有一种作用在流体上的力，称为质量力。质量力是作用在流体的每个质点（或微团）上的力，其大小与流体质量成比例，因此质量力与表面力一样，也是一种分布力。为方便起见，通常用单位质量的质量力（简称为单位质量力）的坐标分量来表示质量力。如作用在体积为 V ，质量为 m 的流体上的质量力为 M ， M_x ， M_y ， M_z 分别为 M 在 x ， y ， z 坐标轴上的分量，则单位质量力 M/m 在数值上就等于加速度。若用 X ， Y ， Z 分别表示单位质量力在 x ， y ， z 轴上的分量，即 $X=M_x/m$ ， $Y=M_y/m$ ， $Z=M_z/m$ ，则它们在数值上也就分别等于加速度在 x ， y ， z 轴上的分量。如果作用在流体上的质量力只有重力（这样的流体称为重力流体），且取 z 轴铅直向上， xy 平面为水平面，则单位质量力在 x ， y ， z 轴上的分量为

$$X=0, Y=0, Z=-g$$

式中，负号表示重力加速度 g 与 z 轴方向相反。

1.2.2 流体静压强及其特性

在静止或相对静止的流体中，单位面积上的内法向表面力称为压强（即静压强），以 p 表示。压强是流体力学中最重要、最常用的物理量之一，必须深入了解其概念，掌握其特性。

流体静压强具有以下两个重要特性。

① 流体静压强的方向总是与流体作用面的内法线方向一致。

证明如下：图 1-4 表示一块处于静止状态的流体。若作用面 AB 上的应力 p' 的方向向外且不与该作用面相垂直，则 p' 可分解为法向应力 σ 与切向应力 τ 。有了切向应力 τ 就必然会引起流体的流动，而这显然与流体静止的前提不符。因此 τ 只可能等于零，即 p' 必定与 AB 面垂直。又由于流体内部不能承受拉力，因此 p' 的方向只能与作用面 AB 的内法线方向相一致，即图 1-4 中的 p 向。

② 静止流体中任一点压强的大小与其作用面的方位无关。也就是说，同一点的压强各