

给水排水与环境保护丛书

工程流体力学

魏亚东 闻德荪 李兆年 夏正潮 编

中国建筑工业出版社

本书系统地阐述给水排水与环境保护等专业常用的工程流体力学理论，还着重考虑到配合《给水排水设计手册》的需要，纳入了较多的工程实例。为了适应当代工程技术不断发展、科学技术现代化的要求，书中选编了管网平差与水面曲线的电算方法和计算机程序；污染物质排入水体后的紊动扩散、离散和输移；液-固或液-气两相流；管道与明渠中非恒定流；可压缩气体一维流动；渗流；边界层以及流体的量测方法等内容。

本书供给水排水与环境保护专业技术人员使用，也可供大专院校有关专业师生参考，还可作为流体力学教材。

给水排水与环境保护丛书
工 程 流 体 力 学
魏亚东 闻德荪 李兆年 夏正潮 编

· 中国建筑工业出版社出版(北京西郊百万庄)
新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售
中国建筑工业出版社印刷厂印刷(北京阜外南礼士路)

·
开本：787×1092毫米1/16 印张：25³/₄ 字数：627千字

1989年9月第一版 1989年9月第一次印刷

印数：1—1.750册 定价：19.05元

ISBN7—112—00573—6/TU·407

(5730)

前 言

自普朗特在本世纪初发表边界层理论以来，随着这一理论的日趋完善以及近代实验与计算技术的不断发展，流体力学在工程上的应用已日益广泛。因此，对流体力学的基本理论和结合专业实践的书籍需求就更显迫切。目前，国内有关流体力学和水力学的专著、译著不少，但就品种、数量以及不同的风格尚嫌不足，特别是针对某一个或几个专业系统的书籍很少，较高层次的就更少，本书就为此目的而编写的。

本书试图建立一个比较新的体系，即从流体力学基本概念和基本方程入手来阐明流体力学中的基本规律、基本物理现象、处理问题的基本方法以及工程中的各个专题。所以，在编写过程中，注意了以下一些原则：

- (1) 加强基础理论，理论联系实际的原则；
- (2) 要面向现代化、面向世界、面向未来的原则；
- (3) 传授知识与培养能力相结合的原则。

为此，各章都尽量结合工程实际编写了一些例题，以期达到理论联系实际与培养解决实际问题的能力目的，为了适应科学技术的发展，部份章节还编写了电算方法以及相应的计算程序。

本书由魏亚东编写第1、2、3、4、11章，由闻德荪编写第5、6、7、10、13章，由李兆年编写第8、9、12、14章，由夏正潮编写第15、16章。部分章节由闻德荪、李兆年作了初审，全书由魏亚东做最后审订和统稿工作。

由于我们水平有限，不妥之处恳请读者指正。

编者

1988年1月

目 录

前言

1. 流体特性	1	2.7.2 流网	28
1.1 流体与流体力学	1	2.7.3 几个基本的平面势流	29
1.1.1 流体力学的研究对象和研究方法	1	2.7.4 势流的叠加原理	32
1.1.2 流体的连续介质假设	1	2.8 应力与应变的关系	38
1.2 流体的粘滞性	2	2.8.1 粘性流体的应力	38
1.3 流体的压缩性和热胀性	4	2.8.2 广义牛顿内摩擦定律	40
1.4 汽化压强	5	3. 流体力学的基本方程	43
1.5 流体的状态方程	5	3.1 质点与控制体的概念	43
1.5.1 液体的状态方程	6	3.1.1 质点与微元控制体	43
1.5.2 气体的状态方程	6	3.1.2 有限控制体	44
1.5.3 气体的状态变化过程	7	3.2 流体运动的连续性微分方程	44
2. 流体力学的基本概念	8	3.3 欧拉运动微分方程	45
2.1 研究流体运动的方法	8	3.4 粘性流体的运动微分方程	47
2.2 流线与迹线	9	3.4.1 以应力形式表示的粘性流体的	
2.3 流体运动的分类	11	运动微分方程	47
2.3.1 恒定流和非恒定流	11	3.4.2 纳维埃-斯托克司 (Navier-	
2.3.2 均匀流和非均匀流	12	Stokes) 方程 (简称N-S方	
2.3.3 一维、二维、三维流动	13	程)	48
2.3.4 有压流和无压流	13	3.5 不可压缩流体一维流动的基本方程组	52
2.3.5 有旋流和无旋流	13	3.5.1 连续性方程	52
2.4 流体运动的加速度、流量和断面平		3.5.2 理想流体元流的伯努利方程	54
均流速	14	3.5.3 粘性流体元流的伯努利方程	55
2.4.1 质点加速度	14	3.5.4 粘性流体恒定总流的伯努利方	
2.4.2 流量	15	程	56
2.4.3 断面平均流速	15	3.5.5 伯努利方程的几何表示	60
2.5 流体微团运动分析	15	3.5.6 伯努利方程的应用	60
2.5.1 平移运动	16	3.5.7 恒定总流的动量方程	67
2.5.2 线变形速度	16	3.5.8 恒定总流的动量矩方程	74
2.5.3 角变形速度 (剪切变形速度)	17	4. 流体静力学	77
2.5.4 旋转运动的平均旋转角速度	18	4.1 流体静力学规律	78
2.6 有涡流动和无涡流动	20	4.1.1 流体平衡的微分方程式	78
2.6.1 有涡流动	20	4.1.2 微分方程式的积分	78
2.6.2 无涡流动	22	4.1.3 等压面	79
2.7 恒定平面势流	25	4.2 重力场中流体的平衡	80
2.7.1 平面流与流函数	25	4.2.1 重力作用下流体平衡方程	80
		4.2.2 绝对压强、相对压强、真空	81

4.2.3 位置水头、压强水头、测压管水头	82	6.4.1 紊流运动要素的脉动和时均法	128
4.3 液体的相对平衡	84	6.4.2 紊流的基本方程——雷诺方程	130
4.3.1 等加速直线运动中液体的平衡	84	6.4.3 紊流的半经验理论	131
4.3.2 等角速转动液体的平衡	85	6.4.4 边界层概念及其分离现象	134
4.4 液体作用在平面上的总压力	87	6.5 紊流沿程损失的分析 and 计算	137
4.4.1 压强分布图	87	6.5.1 尼古拉兹实验	137
4.4.2 图算法求矩形平面的总压力	87	6.5.2 光滑管区沿程阻力系数的确定	138
4.4.3 解析法	88	6.5.3 粗糙管区沿程阻力系数的确定	142
4.4.4 流体作用在弯管上的静压力	90	6.5.4 实用管道沿程阻力系数的确定	144
4.5 液体作用在曲面上的总压力	92	6.5.5 非圆形管道沿程损失的计算	147
4.6 潜体及浮体的平衡和稳定	95	6.5.6 计算沿程损失的经验公式	147
4.6.1 阿基米德原理	95	6.6 局部损失的分析 and 计算	148
4.6.2 物体在静止液体中的浮沉	96	6.6.1 局部损失的分析	149
4.6.3 潜体的平衡与稳定	97	6.6.2 局部损失的计算	149
4.6.4 浮体的平衡与稳定	97	7. 边界层和绕流运动	152
4.7 可压缩流体的压强变化	99	7.1 边界层微分方程——普朗特边界层方程	153
5. 相似原理与量纲分析	102	7.2 边界层的动量积分方程	155
5.1 流动相似的概念	102	7.3 平板上的层流边界层	157
5.1.1 几何相似	102	7.4 平板上的紊流边界层	160
5.1.2 运动相似	103	7.4.1 光滑平板上的紊流边界层	160
5.1.3 动力相似	104	7.4.2 光滑平板上的混合边界层	162
5.2 相似准则	105	7.4.3 粗糙平板上的紊流边界层	163
5.2.1 重力相似准则	105	7.5 绕流运动	164
5.2.2 粘滞力相似准则	107	7.5.1 一般分析	165
5.2.3 压力相似准则	109	7.5.2 二维物体的阻力	166
5.2.4 弹性力相似准则	110	7.5.3 三维物体的阻力	166
5.2.5 表面张力相似准则	110	8. 有压管中的恒定流	168
5.3 准数方程	111	8.1 短管中的水力计算	168
5.4 量纲分析	112	8.1.1 自由出流	168
5.4.1 量纲和量纲和谐原理	113	8.1.2 淹没出流	169
5.4.2 雷列法	114	8.1.3 短管计算实例	170
5.4.3 π 定理	115	8.2 长管的水力计算	172
5.5 相似条件	118	8.2.1 简单管路	172
6. 流动阻力和能量损失	121	8.2.2 串联管路	177
6.1 流体的两种流动型态	121	8.2.3 并联管路	178
6.1.1 层流和紊流	121	8.3 沿途均匀泄流的管路	180
6.1.2 层流向紊流的过渡	123	8.4 枝状管网	181
6.2 沿程损失的表示式	124	8.4.1 干线水力计算	181
6.2.1 均匀流基本方程	124	8.4.2 支线的水力计算	183
6.2.2 沿程损失的另一表示式	125	8.5 环状管网	184
6.3 圆管内层流沿程损失的分析 and 计算	126	8.5.1 环网水力计算原则	185
6.4 紊流运动	128	8.5.2 环网方程求解方法	185

8·5·3 哈代-克罗斯法	186	9·10·4 小结	222
8·6 电算法求解环状管网	189	9·11 棱柱体渠道中水面曲线的计算	223
8·6·1 程序中各变量符号所代表的意义	189	9·11·1 分段求和法	223
8·6·2 上机前需准备的输入资料	189	9·11·2 数值积分法	225
8·6·3 对程序的一些说明	190	9·12 电算法求解水面曲线	226
9. 明渠恒定流	198	9·12·1 电算法所使用的基本公式	226
9·1 明渠均匀流的特征及基本公式	198	9·12·2 程序中各变量符号所代表的意义	229
9·2 水力最佳断面	201	9·12·3 上机前的准备工作	230
9·2·1 最佳断面的条件	201	9·12·4 对程序的一些说明	232
9·2·2 梯形断面水力最佳条件	202	9·13 水跃	236
9·3 渠道中的允许流速	203	9·13·1 水跃现象	236
9·4 明渠均匀流水力计算的几类问题	204	9·13·2 完全水跃的基本方程	236
9·4·1 校核渠道的输水能力	204	9·13·3 共轭水深的求法	238
9·4·2 求渠道底坡	205	9·13·4 水跃能量损失与水跃长度	239
9·4·3 设计渠道断面尺寸	205	10. 孔口、管嘴、闸孔出流及堰流	241
9·5 无压圆管均匀流的水力计算	207	10·1 孔口出流	241
9·5·1 圆形断面的水力要素	207	10·1·1 小孔口自由出流	241
9·5·2 充满度与流速和流量的关系	208	10·1·2 大孔口自由出流	243
9·6 明渠非均匀流概述	211	10·1·3 孔口淹没出流	244
9·6·1 明渠非均匀流的几类现象	211	10·2 管嘴出流	246
9·6·2 渠道的三种底坡	212	10·2·1 圆柱形外管嘴自由出流	246
9·7 明渠非均匀流的水流状态	212	10·2·2 圆柱形外管嘴淹没出流	247
9·7·1 明渠中弱扰动波传播速度	212	10·2·3 其他类型管嘴的出流	248
9·7·2 急流、缓流、临界流	213	10·3 闸孔出流	249
9·7·3 弗劳德数	213	10·3·1 无底坎闸孔出流流动现象的分析	249
9·8 断面比能与临界水深	214	10·3·2 无底坎闸孔自由出流的基本公式	251
9·8·1 断面比能	214	10·3·3 无底坎闸孔淹没出流的基本公式	251
9·8·2 临界水深	214	10·4 堰流	254
9·8·3 临界底坡	216	10·4·1 宽顶堰溢流	254
9·9 明渠非均匀渐变流的基本微分方程	217	10·4·2 薄壁堰溢流	259
9·9·1 一些假设	217	10·4·3 实用堰溢流简介	262
9·9·2 一般形式的非均匀渐变流的基本微分方程	218	10·5 水工构筑物下游的水流衔接与消能	262
9·9·3 以特性流量与弗劳德数表示的渐变流基本微分方程	219	10·5·1 收缩断面水深的计算	263
9·9·4 以断面比能 e 表示的基本微分方程	219	10·5·2 消力池的水力计算	265
9·10 棱柱体明渠中恒定渐变流水面曲线型的分析	219	11. 管、渠非恒定流	269
9·10·1 顺坡渠道 ($i > 0$)	219	11·1 一维非恒定流动的基本方程	269
9·10·2 平坡渠道 ($i = 0$)	221	11·1·1 连续方程	269
9·10·3 逆坡渠道 ($i < 0$)	222	11·1·2 运动方程	270
		11·2 孔口管嘴或短管的非恒定流	271

11.2.1 有恒定水源横断面不变的蓄水池的非恒定出流	271	13. 渗流	313
11.2.2 上下游水面均变化时的出流	272	13.1 渗流模型	313
11.3 水锤现象与水锤波的传播	276	13.2 渗流基本定律——达西定律	314
11.3.1 水锤现象	276	13.2.1 达西定律	314
11.3.2 水锤波的波速	277	13.2.2 达西定律的运用范围	315
11.3.3 水锤波的传播过程	277	13.2.3 渗流系数及其确定方法	315
11.3.4 直接水锤和间接水锤	279	13.3 地下明渠中的恒定均匀渗流和非均匀渐变渗流	316
11.4 水锤基本方程	280	13.3.1 地下明渠中的恒定均匀渗流	316
11.4.1 水锤运动方程	280	13.3.2 恒定非均匀渐变渗流基本公式——裘布依公式	317
11.4.2 水锤连续方程	280	13.4 棱柱体地下明渠中恒定渐变渗流浸润曲线型式的分析和计算	317
11.4.3 水锤波动方程	282	13.4.1 渐变渗流的基本微分方程	318
11.5 水锤压强的计算	282	13.4.2 渐变渗流浸润曲线型式的分析和计算	318
11.5.1 水锤波动方程的求解	282	13.5 集水廊道和单井的渗流	322
11.5.2 水锤联锁方程	284	13.5.1 集水廊道	322
11.5.3 边界条件	285	13.5.2 潜水井	323
11.5.4 水锤压强的解析算法	286	13.5.3 承压井	325
11.6 明渠非恒定流的基本方程	289	13.5.4 渗井	327
11.6.1 明渠非恒定流的特性	289	13.5.5 大口井	327
11.6.2 明渠非恒定流动的连续方程	289	13.6 渗流运动的微分方程	328
11.6.3 明渠非恒定流动的运动方程	290	13.6.1 渗流阻力的表达式	328
12. 紊动射流和紊动扩散	293	13.6.2 渗流的运动方程	329
12.1 紊动射流的特性	293	13.6.3 渗流的连续性方程	329
12.1.1 射流边界的直线扩散	294	13.6.4 渗流的流速势和拉普拉斯方程	330
12.1.2 各断面轴向流速分布的相似性	294	13.6.5 恒定无压渐变渗流运动的微分方程	330
12.1.3 动量通量的守恒性	295	13.7 井群	332
12.2 圆形断面淹没射流	296	13.8 河边井的渗流	334
12.2.1 轴心流速	296	14. 可压缩流体的流动	336
12.2.2 断面流量	296	14.1 无粘性可压缩流体一维恒定流基本方程	336
12.2.3 断面平均流速	297	14.1.1 连续方程	336
12.2.4 质量平均流速	297	14.1.2 运动微分方程	336
12.2.5 极点的位置	297	14.1.3 能量方程	337
12.3 平面淹没射流	299	14.2 音速、马赫数	339
12.4 温差或浓差射流	299	14.2.1 音速	339
12.5 分子扩散定律——费克 (Fick) 定律	301	14.2.2 音速与流速的关系	341
12.6 紊动扩散方程	303	14.2.3 马赫数	343
12.7 简单边界条件下扩散方程的求解	304	14.3 气流速度与断面的关系	344
12.7.1 一维瞬时平面源	305	14.3.1 亚音速流	345
12.7.2 静止流体中三维瞬时点源	306		
12.7.3 均匀紊流中的一维瞬时平面源	308		
12.7.4 均匀紊流中的二维连续源	308		
12.8 一维剪切紊流中的离散	310		

14.3.2	临界流	345	15.5.1	固体颗粒的悬浮	378
14.3.3	超音速流	345	15.5.2	悬移质浓度沿水深的分布	378
14.4	气体经喷嘴的外射流动	346	15.5.3	悬移质对水流速度分布的影响	381
14.4.1	亚音速气流经收缩式喷嘴的外射流动	346	15.6	液、固两相流动的推移质运动	381
14.4.2	气流经拉伐尔管的流动	350	15.6.1	床面颗粒的临界推动力与起动流速	381
14.5	可压缩流体在等温管道中的流动	351	15.6.2	泥石流的计算	384
14.6	可压缩流体在绝热管道中的流动	354	15.7	液、气两相流动	385
15.两相流动		358	15.7.1	液、气两相流运动参数及其意义	385
15.1	固体颗粒的主要性质	358	15.7.2	均流模型的基本方程式	386
15.1.1	固体颗粒的密度、容重和比重	358	16.流体量测		391
15.1.2	固体颗粒的粒径	358	16.1	压强量测	391
15.2	固体颗粒的沉降速度	359	16.1.1	液柱式测压计	391
15.2.1	圆球形颗粒在静止流体中的自由沉降末速	359	16.1.2	金属压力表	395
15.2.2	非球形固体颗粒自由沉降末速	361	16.2	流速量测	395
15.2.3	浓度对沉降末速的影响	362	16.2.1	毕托管测流速	395
15.2.4	运动流体中的固体颗粒沉降	364	16.2.2	旋浆式小流速仪	396
15.3	料渣的水力输送	366	16.2.3	超声波测速仪	396
15.3.1	混合液主要的物理性质	366	16.2.4	激光多普勒流速计	397
15.3.2	圆管两相流的水力计算	367	16.3	流量的量测	398
15.3.3	明槽两相流的水力计算	371	16.3.1	节流流量计	398
15.4	变态液体的有压流动	373	16.3.2	量水堰测量流量	400
15.4.1	圆管结构流的沿程水头损失	373	16.3.3	量水槽测流量	400
15.4.2	圆管变态液体紊流的沿程水头损失	376	16.3.4	浮子流量计	401
15.4.3	圆管变态液体紊流的局部水头损失	376	16.3.5	翼轮式流量计	402
15.5	液、固两相流的悬移质运动	378	16.3.6	电磁式流量计	403
			16.3.7	体积法或重量法	404

1. 流体特性

本书主要研究流体的力学性质，以及如何正确地应用流体的力学性质来为人类服务。为此就必须首先了解所研究对象的一些基本属性，如流体的惯性特性、重力特性、粘性、压缩性等等。

1.1 流体与流体力学

1.1.1 流体力学的研究对象和研究方法

流体力学是力学的一个分支，它是研究流体宏观运动规律及其在实践中如何应用的一门技术科学。研究的对象主要是水和视为不可压缩的气体，也涉及可压缩气体。

流体力学的研究方法和其它学科一样，有理论分析，数值计算和实验三种。三种方法相互补充，相互促进，从而使流体力学得到很快发展。

流体力学这门技术，在各个生产部门中广泛的应用。可以这样说，目前已很难找出一个技术部门，它与流体力学没有或多或少的联系。在给水处理工程中的取水、输水、配水、给水净化和污水处理等都与流体力学密切相关。在水利工程中的水利枢纽、水库、水力发电站等也都离不开流体力学。此外，在环境保护、航空工程、造船工业、能源、交通、化工等部门都与流体力学相联系。近年来，由于科学技术的飞速发展，流体力学和其他学科相互渗透，形成了一系列边缘学科，例如电磁流体力学、化学流体力学、生物流体力学、地球流体力学、高温流体力学、稀薄气体流体力学、非牛顿流体、多相流等。这些学科的出现使得流体力学这一古老学科更加生气蓬勃。

1.1.2 流体的连续介质假设

流体，无论是液体还是气体，都是由大量不断运动着的分子所组成。分子间的真空区其尺度远大于分子本身。每个分子无休止地作不规则的运动，相互碰撞，交换着动量和能量。因此，流体的微观结构和运动无论在时间或空间上都充满着不均匀性，离散性和随机性。另一方面人们用仪器测量到的或用肉眼观察到的流体宏观结构及运动却又明显地呈现出均匀性、连续性和确定性。这二者是既有不同但却又和谐地统一在流体这一物质中，从而形成了流体运动的两个重要侧面。

流体的宏观运动存在着两种不同的研究途径。一种是统计物理的办法。从分子和原子的运动出发，采用统计平均建立宏观理论满足的方程，并确定流体的性质。这种方法运用于气体分子运动，导出了正确的宏观方程，如热力学的三大定律。至于液体输运过程的理论迄今为止还不完善。由此可见，统计物理的办法还不能为流体力学提供充分的理论依据。第二种办法以连续介质假说为基础，认为流体质点连续地充满了流体所在的整个空间，它们之间不留任何空隙，既没有分子间的真空区，也没有分子间的间隙。流体质点所具有的宏观物理量（如质量、速度、压力、温度等）满足一切应该遵循的物理定律及物理性

质，例如牛顿定律，质量、能量守恒定律，热力学定律以及扩散、粘性、热传导等输运性质。但流体的某些物理常数和关系还必须由实验确定。这种方法已广泛地用于流体力学，并获得了很大的成功。尽管如此，但是统计物理处理问题的方法和结果对于理解流体力学中很多基本性质和概念仍十分有用，因它力图从微观导出宏观，从而深刻地揭示了微观和宏观之间的内在联系。

有了连续介质假设，在研究流体的宏观运动时，就可以把一个本来是大量的离散分子或原子的运动问题近似为连续充满整个空间的流体质点的运动问题。而且每个空间点和每个时刻都有确定的物理量，它们都是空间坐标和时间的连续函数，从而可用数学分析这一工具。正因为这样，连续介质假设是流体力学中一个带根本性的假设。

在一般情况下，连续介质假设是合理的，因为我们所讨论的工程问题其尺度往往远大于分子之间的距离。以液体为例，在标准状态下，每立方厘米的液体中，约有 3.3×10^{23} 个液体分子，相邻分子间的距离约为 3×10^{-8} cm，可见分子间距离是相当微小，而在很小的体积中，包含了难以计数的分子。因此，我们有理由不以分子作为研究对象，而只注重流体的宏观特性。也就是说，从连续介质力学看来，流体的形象是宏观的均匀连续体，而不是微观的包含大量分子的离散体。根据连续介质假设，在流体力学中流体质点的位移，不是指个别分子的位移，而是指包含大量分子，把它看成是几何点的分子团的位移。当指流体质点处于静止状态时，那是说它将永远在原地不动，虽然那里的分子由于热运动将不断移动位置。

1.2 流体的粘滞性

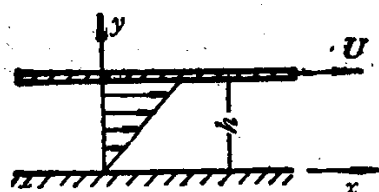


图 1-1 流体的内摩擦力

自然界里所有实际流体都具有一定的粘滞性，这可以由流体抗拒变形的内摩擦力而显示出来，为了了解粘滞性的实质，我们将从讨论下述的简单例子开始。有两个被流体分开的平行板，设上平板在它自己的平面内以速度 U 运动，而下平板则静止不动，如图1-1所示。由于粘滞性的作用，两板间的流体就发生运动，粘附于上平板的流体层其速度和平板的速度一样，而中间的流体层则以与该流层到静止平板的距离成正比的速度 u 运动，即

$$u = U \frac{y}{h}$$

流体具有内摩擦这个事实，是通过有抗拒上面平板运动的力存在而证明的，并且平板单位面积上的切应力为

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

进一步的实验证明，可以把这个结论推广到任意作层流直线运动中去，如管流中去。在管流中或其他流动中流速分布一般为曲线，是非线性分布，其相应切应力为

$$\tau = \tau_{yx} = \mu \frac{du}{dy} \quad (1-2)$$

式(1-2)实际上是牛顿提出的，所以称为牛顿内摩擦定律。式中 τ_{yx} 的第一个下标 y 表示

作用面的法线方向,第二个下标 x 表示切应力的指向。现对式(1-2)各项进一步说明如下:

(1) τ ——切应力,即单位面积上的内摩擦力,单位为牛/米² (N/m²) 简称帕 (Pa)。切应力 τ 不仅有大小,还有方向。作用在两相邻流层之间的 τ 是成对出现的,数值相等,方向相反。运动较慢的流层作用于运动较快流层上的切应力,其方向与运动方向相反,运动较快的流层作用于运动较慢的流层上的切应力,其方向与运动方向相同。这里顺便指出,内摩擦力虽然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,因此,流体易于流动的特性,不因为有内摩擦力存在而消失。当然,在流体质点间没有相对运动(在静止或相对静止状态)时,也就没有内摩擦力表现出来。

(2) $\frac{du}{dy}$ ——流速梯度,表示速度沿垂直于速度方向的变化率,单位为1/s。它实质上是表示流体微团的剪切变形速率。

(3) μ ——动力粘度,单位为牛·秒/米² (N·s/m²) 即帕·秒 (Pa·s)。它是一个比例常数,是流体粘性大小的量度。 μ 值愈大,粘性作用愈强。同一流体的动力粘度与流体的温度有很大关系,而与压力的关系不大,一般可以忽略。气体与液体的动力粘度随温度而变化的规律是不一样的。气体的 μ 值随温度的升高而增大,液体则随温度的升高而降低。这是因为液体分子间距较小,相互吸引力起主要作用,当温度升高时,间距增大,吸引力减小,因而使同样剪切变形速率所发生的切应力相应减小。气体的分子间距较大,相互吸引力很小,根据分子运动理论,分子的动量交换率因温度升高而加剧,因而使切应力也随之增大。

在流体力学中,动力粘度 μ 经常与密度 ρ 结合在一起以 μ/ρ 的形式出现,以 ν 表示,

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (1-3)$$

ν 的单位是m²/s,具有运动的量纲,所以称运动粘度,而 μ 含有力的量纲,所以称动力粘度。

应当指出,牛顿内摩擦定律只适用于部份流体,且作层状运动,即所谓层流运动。对于非层流运动的切应力规律将在第6章讨论。我们把符合牛顿内摩擦定律的流体称牛顿流体。一般气体和分子结构简单的液体如水都是牛顿流体。不符合牛顿内摩擦定律的流体称非牛顿流体,如泥浆、血浆、聚合物等。本书只研究牛顿流体。

【例 1-1】 从一个高为 h 的很窄的裂缝中,置一个大而薄的平板并使之以速度 U 运动,平板的一边充满动力粘度为 μ_1 的液体,而另一边充满动力粘度为 μ_2 的液体,如图1-2所示。在下面不同的条件下确定平板的位置。(1)平板两边的切应力是相等的;(2)加在平板上的拉力最小。

【解】 (1) 设平板上、下面的切应力分别为 τ_1 和 τ_2 , 则

$$\tau_1 = \mu_1 \frac{du}{dy} = \frac{U}{h-y}; \quad \tau_2 = \mu_2 \frac{du}{dy} = \mu_2 \frac{U}{y}$$

由 $\tau_1 = \tau_2$, 得

$$\mu_1 \frac{U}{h-y} = \mu_2 \frac{U}{y}$$

故

$$y = \frac{\mu_2 h}{\mu_1 + \mu_2}$$

(2) 设每单位面积上加于平板上的拉力为 F , 则

$$F = \mu_1 \frac{U}{h-y} + \mu_2 \frac{U}{y}$$

当 F 为最小时, 则有 $dF/dy = 0$

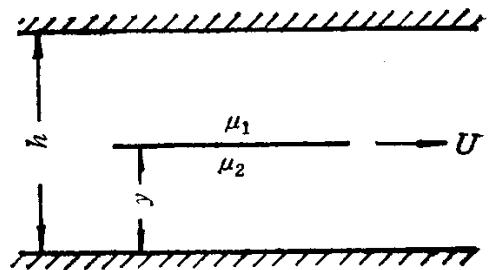


图 1-2 例1-1图

$$\text{而 } \frac{dF}{dy} = \frac{\mu_1 U}{(h-y)^2} - \frac{\mu_2 U}{y^2} = 0$$

故

$$y = \frac{h}{1 + \sqrt{\mu_1/\mu_2}}$$

1.3 流体的压缩性和热胀性

流体受外界压力时，当压强增大，体积缩小密度增大的这一性质，称流体的压缩性。一般用压缩系数 β 来表示，其值为流体的相对压缩量 $\Delta V/V$ 与流体压强增量 Δp 之比，即

$$\beta = -\frac{\Delta V/V}{\Delta p} \quad (\text{m}^2/\text{N}) \quad (1-4)$$

式中负号表示压强增大体积缩小，上式说明， β 值愈大愈易压缩。另外，根据质量为密度与体积的乘积，流体压强的增加伴随着密度的增加，所以 β 也可看作流体密度的相对增加值 $\frac{\Delta \rho}{\rho}$ 与流体压强增值 Δp 之比，即

$$\beta = \frac{\Delta \rho/\rho}{\Delta p}$$

或

$$\beta = \frac{d\rho/\rho}{dp} \quad (1-5)$$

压缩系数的倒数称为弹性系数，用 K 表示，即

$$K = \frac{1}{\beta} = -\frac{dp}{dV/V} \quad (\text{N}/\text{m}^2) \quad (1-6)$$

上式说明，流体的压缩性实际上也可以称为弹性。弹性力就是流体受外力而压缩变形时所产生的企图恢复原状的内力，其作用是抵抗压缩变形时所生的内压力。

流体的热胀性，当流体的温度升高，体积膨胀密度减小的性质称为流体的热胀性，用热胀系数 α 表示，则

$$\alpha = \frac{\Delta V/V}{\Delta T} \quad (\text{T}^{-1}) \quad (1-7)$$

式中 $\Delta V/V$ —— 体积的相对变化量；

ΔT —— 流体的绝对温度增量 (K)。

同理热胀系数亦可表示为

$$\alpha = -\frac{d\rho/\rho}{dT} \quad (1-8)$$

流体的种类不同，其 β 和 K 值也就不同。同一种流体的 β 和 K 值也随温度和压强而变化。对于水来说，压强每升高一个大气压，水的体积仅缩小约二万分之一。在温度较低时 ($10^\circ \sim 20^\circ\text{C}$)，温度每增加 1°C ，水的体积增大约万分之一点五。即使水温较高 ($90^\circ \sim 100^\circ\text{C}$) 时，其体积也只增大万分之七。这说明水的压缩性和热胀性都是很小的，一般情况下均可忽略不计。只有在某些特殊情况，如水锤、热水输送等问题时，才需考虑水的压缩性和热胀性。

气体虽然是可压缩和热胀的，但当速度不高 (远小于音速) 的气体流动，其密度变化亦不大 (例如速度等于 68m/s 时，密度变化为 1% ；速度等于 150m/s 时，密度变化为 10%)，可以把密度和容重视为常数，作不可压缩流体来处理。

1.4 汽化压强

液体分子逸出液面向空间扩散的过程称为汽化，液体汽化为蒸汽。汽化的逆过程称为凝结，蒸汽凝结为液体。在液体中，汽化和凝结同时存在，当这两个过程达到动平衡时，宏观的汽化现象停止，此时液体表面的压强称为饱和蒸汽压强，或汽化压强。汽化压强的产生是由于蒸汽分子运动的结果。液体的汽化压强与温度有关，水的汽化压强见表1-1。

水的汽化压强

表 1-1

温 度 (°C)	0	5	10	15	20	25	30	40	50	60	70	80	90	100
汽化压强 (kN/m ²)	0.61	0.87	1.23	1.70	2.34	3.17	4.24	7.38	12.33	19.92	31.16	47.34	70.10	101.33

液体具有吸收和溶解所接触的气体的能力。其溶解气体数量的多少则随液体压强的大小成比例地变化。但液体体积实际上并无变化，在常温常压下这部分溶解气体不影响流体的流动。

自然状态下的水永远含有一定数量的溶解的空气，在常温及标准大气压下，溶解的气体数量约为水体积的2.5%。当压强减小时，部分被溶解的空气将由液体中游离出来。压强下降愈大，空气游离愈剧，同时还形成了汽化。溶解气体与压强的关系见表1-2。

不同压强时水中溶解的气体量

表 1-2

压强(kPa)	101	90.9	80.8	70.7	60.6	50.5	40.4	30.3	20.2	10.1
在1m ³ 水中溶解的 气体体积 (m ³)	0.025	0.0278	0.0312	0.0357	0.0417	0.05	0.0625	0.0833	0.125	0.25

当流体中某处的压强低于当地汽化压强时，在该处发生汽化，形成空化现象，将使溶解在水中的空气分离出来，此时水将产生“沸腾”现象。这种分离出来的气体和由于汽化而产生的蒸汽将使流体运动产生两种不良影响。一是，此种气体常集中管路的高处形成“气塞”使水流动困难甚至完全遮断。二是，水因汽化而生成大量气泡。气泡随着水流进入高压区时受压缩而突然溃灭，周围的水体便以极大的速度向气泡溃灭点冲击，在该点处造成很高的压强（有时可达几十甚至几百个大气压）。这种集中在极小面积上的强大冲击力如作用在金属部件的表面上（例如水泵叶片上），就会使部件损坏。这种现象称为“气蚀”。因此管道设计时，应使管路中的压强不低于当地汽化压强。

1.5 流体的状态方程

描写平衡状态的物理量是几何变数体积 V ，力学变数压强 p 和热力学变数温度 T ，这三个变数不是相互独立的，它们之间的关系式称为状态方程，可写成

$$F(p, V, T) = 0 \quad (1-9)$$

或写成

$$p = f(V, T) \quad (1-10)$$

大多数物质的状态方程是复杂的，只有在有限范围的条件下，才可以用简单的形式表示。下面分别就液体和气体的状态方程加以论述。

1.5.1 液体的状态方程

如果要把温度、压强、体积等各种作用都表示出来，液体的状态方程也很复杂。因此，习惯上更切实用的作法是，用液体特性的表格或图解曲线，而不采用此类状态方程。幸而，在一个很大压强的变化范围内，大多数液体几乎是不可压缩的，因而，它的状态只用温度就可以相当准确地确定。在一般情况下还认为压强与温度无关。只有当承受很大的压强或极高的温度时，补充条件对于确定状态才是重要的。

1.5.2 气体的状态方程

不同的物质具有不同的状态方程式。理想气体的状态方程式则有最简单的形式。

所谓理想气体（又称完全气体）是这样一种假想的气体，其分子本身不具有体积，分子间无作用力。在工程上，当气体比容大到足以使气体分子的体积和分子间的相互作用力可以忽略不计时，均可当作理想气体来处理。这在实际中是很普遍的，如在常温常压下氧、氮、氢、二氧化碳、空气等都可视为理想气体。所以，理想气体的概念无论在理论上，还是在实践上都是有意义的，根据气体实验定律可得出理想气体的状态方程为

$$pV/T = \text{常量} \quad (1-11)$$

式(1-26)是理想气体状态方程的一种形式，式中常量的大小决定于气体质量的多少。在标准状态下，即 $p = p_0 = 1 \text{ atm}$ ， $T = T_0 = 273.15 \text{ K}$ 时，1克分子任何气体的容积是 $V_0 = 22.4 \text{ l}$ ，因此式(1-26)可写为

$$\frac{pV}{T} = \frac{p_0 V_0}{T_0}$$

很明显，在理想气体的条件下， $p_0 V_0 / T_0$ 是一个对任何气体都适合的恒量，与气体的性质无关，所以称为普适气体恒量，一般以 R_0 表示，因此

$$\frac{pV}{T} = R_0$$

或

$$pV = R_0 T \quad (1-12)$$

式中 R_0 ——通用气体常数。对于任何理想气体都是同一值，即

$$R_0 = \frac{p_0 V_0}{T_0} = \frac{101330 \times 22.4 \times 10^{-3}}{273.15} = 8.31 \text{ J/mol} \cdot \text{K}$$

上式为一克分子 (mol) 的理想气体的状态方程。

对于质量为 m ，克分子量为 μ 的气体，用简单比例计算得状态方程为

$$pV = \frac{m}{\mu} R_0 T \quad (1-13)$$

令 $R = \frac{R_0}{\mu}$ ，则上式变为

$$pV = mRT \quad (1-14)$$

式中 R ——气体常数，其单位为 $\text{J/kg} \cdot \text{K}$ ，不同的气体 R 不同，但同一种气体它是固定不变的。

上式就是通用的理想气体状态方程，称为克拉珀龙 (Clapeyron) 方程。

对于单位质量的理想气体，其状态方程为

$$\frac{p}{\rho} = RT$$

或

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

1.5.3 气体的状态变化过程

如果我们应用理想气体定律，几种状态变化过程可以用简单的关系表示如下

一、等温过程

$$\frac{p}{\rho} = RT = \text{常量} \quad (1-16)$$

在压缩过程中，对气体所作的功将增加其温度，除非容许相当于这个功的热量向气体周围散发。

二、等压过程

$$p = \rho RT = \text{常量} \quad (1-17)$$

因此，对于等压过程来说，一定质量的气体体积和温度成比例。

三、等熵绝热过程

在无热交换的情况下（绝热过程），如果不计摩擦（等熵），可以从热力学理论导得以下关系

$$\frac{p}{\rho^k} = S = \text{常量} \quad (1-18)$$

式中 k —— 气体绝热常数， $k = \frac{c_p}{c_v}$ 。

2. 流体力学的基本概念

本章主要介绍研究流体运动的方法和流体力学中一些最基本的概念，为以后的各章研究打下基础。

2.1 研究流体运动的方法

在流体力学中描述流体运动的观点和方法有两种，一为拉格朗日 (Lagrange) 法，一为欧拉 (Euler) 法。首先介绍拉格朗日法。

拉格朗日法是以流体质点作为研究的对象，描述出每个流体质点自始至终的运动过程，即它们的位置随时间的变化规律。如果知道了所有流体质点的运动规律，那么，整个流体运动的状况也就清楚了。实际上拉格朗日法也就是我们在理论力学中研究质点和质点系运动时所经常采用的，只不过现在把它推广到连续介质中而已。因此，拉格朗日法的关键在于跟踪每一个质点，建立质点的运动方程。

为了描述每一个流体质点的运动，首先必须采用某种标记方法来区分不同的流体质点。一般采用起始时刻流体质点的空间坐标 (a, b, c) 作为识别流体质点的标志。不同的 (a, b, c) 值代表不同的质点。所以， a, b, c, t 称为拉格朗日变数。在任何瞬时，质点的位置可由一组方程给定如下：

$$\left. \begin{aligned} x &= x(a, b, c, t) \\ y &= y(a, b, c, t) \\ z &= z(a, b, c, t) \end{aligned} \right\} \quad (2-1)$$

相应的速度为

$$\left. \begin{aligned} u_x &= \left(\frac{\partial x}{\partial t} \right)_0 \\ u_y &= \left(\frac{\partial y}{\partial t} \right)_0 \\ u_z &= \left(\frac{\partial z}{\partial t} \right)_0 \end{aligned} \right\} \quad (2-2)$$

式中 u_x, u_y, u_z 分别表示速度在 x, y, z 坐标轴方向的分量，偏导数的下标 0 表示起始坐标 a, b, c 保持为常量。

现在介绍欧拉法，它和拉格朗日法不同，欧拉法的着眼点不是流体质点，而是空间点。如果把由运动流体质点所充满的空间称为流场。那么欧拉法把流场中的一些固定空间点作为观察对象，研究流体通过固定空间点时的速度和压强随时间变化的规律，而不管这些流体质点在通过固定空间点以前是如何运动的，通过固定空间点之后又如何运动。把各空间点所观察的结果加以综合，就得到整个流场在某一时刻的流动图形。所以，欧拉法又