

广东省高等学校“九五”规划重点教材

城镇管网规划设计

潘大林 赵晓川 编

CHENG ZHEN GUAN WANG



GUI HUA SHE JI

广东高等教育出版社

城镇管网规划设计

潘大林 赵晓川 编

广东高等教育出版社

·广州·

图书在版编目(CIP)数据

城镇管网规划设计/潘大林,赵晓川编. —广州:广东高等教育出版社,1998.9
ISBN 7-5361-2241-1

I. 城… II. ①潘…②赵… III. ①管道-管网-市政工程-总体规划②管道-管网-市政工程-建筑设计 IV. TU990.3

中国版本图书馆 CIP 数据核字(98)第 10771 号

广东高等教育出版社出版发行

(地址:广州市广州大道北广州体育学院 20 幢. 邮码:510076)

茂名广发印刷有限公司印刷

787 毫米×1092 毫米 16 开本 17.75 印张 410 千字

1998 年 9 月第 1 版 1998 年 9 月第 1 次印刷

印数:1~1000 册

定价:32.00 元

前 言

《城镇管网规划设计》根据教学要求和专业拓宽的需要,系统地、全面地论述了在城镇建设中输送流体的地下管线的功能、作用、规划设计原理、计算方法及管线综合。内容包括水力学基础,给水管网规划设计,排水管网规划设计,燃气管网规划设计及地下管线综合设计。

本书根据分散在全国统编教材《给水工程》、《排水工程》和《燃气输配》中有关管网的内容系统地编辑而成,并辅之管网设计的水力学基础理论及城市地下管线综合设计,由浅入深,既有理论,又有设计实例,还附有必要的设计图表,使用方便,便于自学。

本书适用于城市规划和城镇建设两专业的教学用书,也可作为从事管网规划设计的工程技术人员、管理人员的参考书。

本书由广东工业大学潘大林主编,广州市政三公司赵晓川参加了第二、第三章的编写工作。

由于本书是首次编写,作者水平有限,有不妥之处,请读者批评指正。

1998年3月于广州

目 录

第一章 水力学基础	(1)
§ 1-1 绪 论	(1)
一 水力学的研究内容	(1)
二 液体的主要物理性质	(1)
三 作用在液体上的力	(4)
§ 1-2 水静力学	(5)
一 静止流体中应力的性质	(5)
二 流体平衡微分方程	(7)
三 重力作用下静止液体的压强分布规律	(8)
四 液柱式测压计	(13)
§ 1-3 水动力学基础	(16)
一 描述液体运动的两种方法	(16)
二 欧拉法的若干基本概念	(18)
三 恒定总流的连续性方程	(21)
四 恒定总流的能量方程	(23)
§ 1-4 水头损失	(30)
一 沿程水头损失及局部水头损失	(30)
二 层流和紊流两种型态	(31)
三 恒定均匀流沿程水头损失与切应力的关系	(34)
四 沿程水头损失计算	(35)
五 局部水头损失	(41)
§ 1-5 不可压缩流体的管道流动	(44)
一 简单管道	(44)
二 复杂管道	(47)
三 管网计算基础	(52)
第二章 给水管网规划设计	(55)
§ 2-1 概 述	(55)
一 给水工程规划的任务	(55)
二 给水工程规划的内容	(55)
三 给水工程规划与城市总体规划关系	(56)
§ 2-2 给水系统	(57)
一 给水系统的组成和布置	(57)
二 给水系统的影响因素	(59)

三	工业给水系统	(61)
§ 2-3	城镇设计用水量	(62)
一	用水量标准	(62)
二	用水量变化	(64)
三	用水量计算	(67)
§ 2-4	给水系统的工作情况	(69)
一	给水系统的流量关系	(69)
二	给水系统的水压关系	(71)
三	水塔和清水池的容积计算	(76)
§ 2-5	给水管网的布置	(77)
一	管网布置的基本形式	(77)
二	管网定线	(80)
三	输水管定线	(83)
§ 2-6	给水管网的水力计算	(85)
一	管网计算的课题	(85)
二	沿线流量和节点流量	(86)
三	流量分配	(90)
四	管径确定	(91)
五	水头损失计算	(92)
六	管网的稳定流方程组	(96)
§ 2-7	管网平差理论和方法	(100)
一	平差理论	(101)
二	平差方法	(102)
三	输水系统	(112)
§ 2-8	城市消防给水规划	(118)
一	城市消防给水存在的主要问题	(118)
二	城市消防给水规划	(119)
三	城市居住区消防规划	(122)
第三章	排水管网规划设计	(128)
§ 3-1	概 述	(128)
一	排水工程的任务	(128)
二	排水工程规划的内容及方法	(128)
§ 3-2	排水系统	(129)
一	排水系统的体制	(129)
二	排水系统的组成	(132)
三	排水系统的布置形式	(135)
四	工业企业排水系统和城市排水系统的关系	(137)
五	废水的综合治理和区域排水系统	(138)

§ 3-3	污水管道系统的设计	(139)
一	设计资料和设计方	(140)
二	污水设计流量	(141)
三	污水管道的水力计算	(145)
四	污水管道的设计	(154)
五	污水管道的设计计算举例	(160)
六	管道平面图和纵剖面图的绘制	(166)
§ 3-4	雨水管渠系统设计	(166)
一	雨水管渠的布置	(166)
二	雨水管渠设计流量	(169)
三	雨水管渠的水力计算	(173)
四	雨水管渠设计计算举例	(177)
五	立体交叉道路排水	(181)
六	排洪沟的设计	(182)
七	城市防洪规划	(188)
第四章	燃气管网规划设计	(190)
§ 4-1	概 述	(190)
一	燃气工程规划的任务和内容	(190)
二	城市燃气的气源及燃气供应系统	(192)
§ 4-2	城市燃气需用量	(195)
一	年用气量	(194)
二	燃气需用工况	(198)
三	燃气的小时计算流量	(200)
四	燃气生产与使用的平衡	(202)
§ 4-3	城市燃气管网系统	(208)
一	城市燃气管网的分类及其选择	(208)
二	城市燃气管道的布线	(214)
§ 4-4	燃气管网水力计算	(221)
一	水力计算公式	(221)
二	燃气管道总压力降和压力降分配	(225)
三	环状管网的计算	(225)
§ 4-5	液化石油气	(229)
一	管道输送	(229)
二	液化石油气的供应	(231)
第五章	管线工程综合	(234)
§ 5-1	概 述	(234)
一	管线工程的分类、内容及技术术语	(234)
二	管线工程综合的工作阶段	(235)

§ 5-2 管线工程综合布置的原则与规定	(235)
一 敷设工程管线的一般原则	(235)
二 工程管线交叉点标高	(241)
三 工业企业中给、排水管的间距	(242)
四 架空敷设工程管线	(242)
§ 5-3 管线工程综合的编制方法	(245)
一 示意综合的编制	(245)
二 初步设计综合的编制	(246)
附录	(253)

第一章 水力学基础

§ 1-1 绪 论

一、水力学的研究内容

水力学是一门技术科学，它是力学的一个分支。水力学是研究液体机械运动的规律及其实际应用的一门科学。在一定条件下，其运动规律也适用于气体运动。

自然界物质存在的主要形式有三种，即固体、液体和气体。液体和气体统称为流体。从力学分析的角度上看，流体与固体的主要区别在于它们对外力抵抗的能力不同，固体可以抵抗一定的拉力、压力和剪力。当外力作用于固体时，固体将产生相应的变形，相应的科学有材料力学、弹性力学等。而流体几乎不能承受拉力，处于静止状态下的流体还不能抵抗剪力，即流体在很小剪力作用下将发生连续不断的变形，流体的这种特性称为易流动性。至于气体与液体的差别在于气体易于压缩，而液体难于压缩。由于液体所具有的物理力学特性与固体和气体不同，在历史的发展中，逐渐形成了水力学这样一门科学。

水力学在工程中有广泛的应用，在修建铁路、公路，开通运河和输水渠道，以及修筑地下工程等许多土建工程中，就需要解决一系列水力学问题。如在道路桥涵孔径的设计、铁路站场与路基的排水设计、地下工程的通风与排水设计、渠道断面的设计中都要进行大量的水力计算。在给排水工程及建筑设备工程中也要解决一系列水力学问题，如在室外给水工程设计中，就要解决从地面水源或地下水源到泵房、到净水与消毒设备、再到输水与配水管道的整个工艺流程中的许多水力计算问题，等等。

二、液体的主要物理性质

力对液体的作用都是通过液体的物理性质来表现的。由于液体分子结构的复杂性和水力计算的要求，不需要从微观的角度来探讨液体的物理性质，而采用能反映液体主要矛盾的模型作为研究的对象。

1. 连续介质模型

液体是由大量不断地作无规则的热运动的分子所组成。从微观角度上看，由于分子之间存在空隙，因此液体的物理量（如密度、压强和流速等）在空间的分布是不连续的；同时，由于分子作随机热运动，导致物理量在时间上的变化也不连续。

现代物理研究表明，在常温下，每立方厘米的液体中约有 3.3×10^{22} 个液体分子，相邻分子间的距离约为 3×10^{-8} 厘米。可见分子间的距离是相当微小而在很小的体积中包含有难以计数的分子。

水力学在研究液体运动时，只研究由于外力作用下的机械运动，不研究液体内部的分子运动。在实际工程中，需要人们研究的液体空间尺度比分子尺寸大得多，要解决的实际工程问题不是液体微观运动特性，而是液体大量分子运动的统计平均特性，即宏观特性。

基于上述原因，在水力学中，把液体作为连续介质看待，即假设液体是一种充满其所占据空间毫无空隙的连续体。连续介质的概念是由瑞士学者欧拉（L. Euler）在 1753 年首先建议采用的，它作为一种假说在流体力学的发展上起了重要作用。把液体视为连续介质后，液体运动中的物理量都可视为空间坐标和时间的连续函数，这样，就可以利用连续函数的分析方法来研究液体运动。实践也证明，采用液体连续介质模型解决一般工程中的水力学问题是能够满足要求的。

2. 密度和容重

液体和固体一样，也具有质量和重量，分别用密度 ρ 和容重 γ 表示。

液体的密度是指单位体积液体所含有质量，若一均质液体的体积以 V 表示，质量以 M 表示，即该均质液体的密度为

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

密度的量纲为 $[ML^{-3}]$ ，其国际单位为公斤/米³ (kg/m^3)。

均质液体的容重 γ 是指单位体积液体所含有重量，即

$$\gamma = \frac{Mg}{V} = \rho g \quad (1-1-2)$$

液体的容重又称重度，其量纲为 $[ML^{-2}T^{-2}]$ ，国际单位为牛/米³ (N/m^3)，由于容重与重力加速度 g 有关，所以随位置而变化。在水力学计算中一般采用 $g = 9.80m/s^2$ 。

净水在一个标准大气压条件下，其密度和容重随温度的变化见表 1-1-1。几种常见流体的容重见表 1-1-2。

表 1-1-1 水的密度和容重

°C	0°	4°	10°	20°	30°
密度/(kg/m ³)	999.87	1000.00	999.73	998.23	995.67
容重/(N/m ³)	9798.73	9800.00	9797.35	9782.65	9757.57
°C	40°	50°	60°	80°	100°
密度/(kg/m ³)	992.24	988.07	983.24	971.83	958.38
容重/(N/m ³)	9723.95	9683.09	9635.75	9523.94	9392.12

表 1-1-2 几种常见流体的容重

流体名称	空气	水银	汽油	酒精	四氯化碳	海水
容重/(N/m ³)	11.82	133280	6664 ~ 7350	7778.3	15600	9996 ~ 10084
测定温度/°C	20	0	15	15	20	15

需要指出的是，在工程计算中，水的密度和容重视为常数，采用在一个标准大气压下、温度为 4°C 时的纯净水密度来计算，此时认为淡水的密度 $\rho = 1000kg/m^3$ ，容重 $\gamma = 9.80kN/m^3$ 。

3. 粘滞性

当液体处于运动状态时，若液体质点之间存在着相对运动，则质点间要产生内摩擦力抵抗其相对运动，这种性质称为液体的粘滞性或简称粘性，此内摩擦力又称为粘滞力。

运动液体中的摩擦力是液体分子间的动量交换和内聚力作用的结果。液体温度升高时粘性减小，这是因为液体分子间的内聚力随温度升高而减小，而动量交换对液体的粘性作用不大。气体的粘性主要是由于分子间的动量交换引起的，温度升高动量交换加剧，因此气体的粘性随温度增高而增大。

现用牛顿 (I. Newton) 平板实验来说明液体的粘性。

设两个平行平板相距 h ，其间充满了液体，平板面积为 A ，设下板固定不动，上板受拉力 T 作用，以匀速 u 向右运动 (图 1-1-1a)。由于液体质点粘附于固体壁上，下板上的液体质点的速度为零，上板上的液体质点的速度为 u 。当 h 或 u 不是太大时，实测表明板间空间沿板法线方向 y 的流速分布为直线，如图 1-1-1a 所示，即

$$u(y) = \frac{u}{h}y \quad (1-1-3)$$

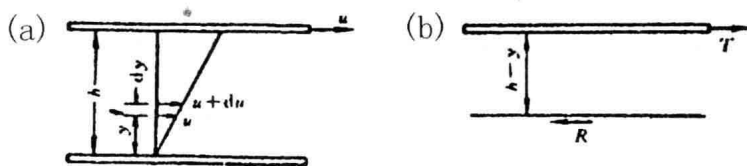


图 1-1-1

实验表明，对包括水在内的大多数液体有下列关系。

$$T \propto \frac{Au}{h}$$

若引用一比例常数 μ ，称为粘性系数或动力粘性系数，则粘附于上板液层的切应力 τ 为

$$\tau = \frac{T}{A} = \mu \frac{u}{h} \quad (1-1-4)$$

再研究任一液层上的切应力。距下板 y 处作一个同上下板平行的平面，取上部液体为隔离体，如图 1-1-1 (b) 所示，由受力条件得

$$R = T$$

因此，任一液层上的切应力皆为 τ 。

如图 1-1-1b 所示，此力 R 是下部液体对上部液体的阻力，其方向与 u 方向相反。根据牛顿第三定律，上部液体对下部液体作用力的大小仍为 R ，但方向与 u 方向相同。上下部液体在 y 平面上的这一对相互作用的剪力，即为粘滞力或摩擦力。

由于两平板间的速度分布为直线，故

$$\frac{du}{dy} = \frac{u}{h}$$

则由式 (1-1-4)，对 y 层液体为

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} \quad (1-1-5)$$

此式称为牛顿内摩擦定律。

可以证明，上式中的流速梯度 du/dy ，实质上是代表液体微团的剪切变形速率。因此，液体的粘滞性可视为液体抵抗剪切变形速率的特性。

液体动力粘度 μ 的量纲 $[ML^{-1}T^{-1}]$ ，国际单位为帕·秒 (Pa·s)。粘性大的液体其 μ 值也大，因此，液体的性质对摩擦力的影响，可通过动力粘度 μ 来反映。

另外，液体的粘性还可以用动力粘度 μ 与液体密度 ρ 的比值 $\mu/\rho = \nu$ 表示， ν 称为液体的运动粘度，其量纲为 $[L^2T^{-1}]$ ，国际单位为米²/秒 (m²/s)。

液体的 μ 或 ν 值随压力变化甚微，随温度变化较为敏感。水的运动粘度 ν 可用下列经验公式计算

$$\nu = \frac{0.01775}{1 + 0.0337t + 0.000221t^2} \quad (1-1-6)$$

式中 t 为水温，以°C 计； ν 的单位为厘米²/秒 (cm²/s) 计。例如当水温 $t = 20^\circ\text{C}$ 时， $\nu = 0.01010\text{cm}^2/\text{s}$ 。

通过以后有关液体运动的讨论可以了解，考虑液体粘性后，将使液体运动的分析很困难。在水力学中，为了简化分析，对液体的粘性暂不考虑，从而引出没有粘性的理想液体模型。在理想液体模型中，动力粘度 $\mu = 0$ 。按照理想液体得出的液体运动的结论，应用到实际液体时，必须对没有考虑粘性而引起的偏差进行修正。

4. 压缩性

液体不能承受拉力，但可以承受压力。液体受压后体积会缩小，同时其内部将产生一种企图恢复原状的内力（弹性力）与所受压力维持平衡，撤除压力后，液体可立即恢复原状，这种性质称为液体的压缩性或弹性。

液体压缩性的大小是以体积压缩系数 β 或体积弹性系数 K 来表示。体积压缩系数 β 是液体体积的相对缩小值与压强的增值之比。设液体压缩前的体积为 V ，压强增加 Δp 后，体积减小 ΔV ，其体积压缩系数为

$$\beta = -\frac{(\Delta V/V)}{\Delta p} \quad (1-1-7)$$

式中负号是考虑到压强增大，体积缩小，所以 Δp 与 ΔV 的符号始终是相反的，上式右端加一个负号是为了保持 β 为正值。 β 值愈大，则液体压缩性亦愈大。 β 的单位为米²/牛 (m²/N)。

体积弹性系数 K 是体积压缩系数 β 的倒数，即

$$K = \frac{1}{\beta} = -\frac{\Delta p}{(\Delta V/V)} \quad (1-1-8)$$

K 值愈大，表示液体愈不容易受压缩。 K 的单位为 Pa (N/m²)。

水的压缩性很小，在 10°C 时水的体积弹性数 $K \approx 2 \times 10^9 \text{Pa}$ (N/m²)。此值说明，每增加一个工程大气压（按 $98 \times 10^3 \text{Pa}$ 计），水的体积相对压缩值 ($\Delta V/V$) 约为二万分之一。所以，在一般工程设计中，认为水不可压缩是足够精确的，相应水的密度及容重可视为常数。

当气体速度远小于音速时，气体的压缩性也可不计。

三、作用在液体上的力

作用在液体上的力，按其物理性质而言，有重力、摩擦力、弹性力、表面张力及惯性力等等。为便于分析液体平衡和运动的规律，又可按力的作用方式分为表面力和质量力两大类。

1. 表面力

表面力是指作用于液体的表面上，并与受作用的液体表面积成比例的力。例如作用在液体隔离体表面上的压力与切力，固体边界对液体的摩擦力等都属于表面力。

表面力的大小除用总作用力来度量以外，也常用单位面积上所受的表面力即应力来度量。与作用面正交的应力称为压应力或压强，与作用面平行的应力称为切应力。

如图 1-1-2 所示，在液体隔离体表面上取包含 A 点的微小面积 $\Delta\omega$ ，作用在 $\Delta\omega$ 上的法向力为 ΔP ，切向力为 ΔT ，则 A 点处的压强 p 及切应力 τ 为

$$p = \lim_{\Delta\omega \rightarrow 0} \frac{\Delta P}{\Delta\omega} = \frac{dP}{d\omega} \quad (1-1-9)$$

$$\tau = \lim_{\Delta\omega \rightarrow 0} \frac{\Delta T}{\Delta\omega} = \frac{dT}{d\omega} \quad (1-1-10)$$

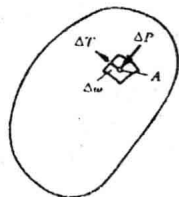


图 1-1-2

顺便指出，在静止液体中，液体间没有相对运动，即流速梯度 $du/dy=0$ ，或者在理想液体中，动力粘性系数 $\mu=0$ ，这两种情况都有 $\tau=0$ ，则作用在 $\Delta\omega$ 上的表面力只是法向力 ΔP 。

2. 质量力

质量力是指作用于液体的每个质点上，并与受作用的液体的质量成比例的力。最常见的质量力是重力；此外在非惯性坐标系中，质量力还包括惯性力。

质量力除用总作用力来度量外，还常用单位质量力来度量。单位质量力是指作用在单位质量液体上的质量力。若有一质量为 M 的均质液体，所受的总质量力为 F ，则单位质量力 f 为

$$f = \frac{F}{M} \quad (1-1-11)$$

若总质量力 F 在坐标轴上的投影分别为 F_x, F_y, F_z ，则单位质量力 f 在相应坐标轴的投影 X, Y, Z ，则有

$$\begin{aligned} X &= \frac{F_x}{M} \\ Y &= \frac{F_y}{M} \\ Z &= \frac{F_z}{M} \end{aligned} \quad (1-1-12)$$

单位质量力具有和加速度一样的量纲 $L \cdot T^{-2}$ 。

§ 1-2 水静力学

这一章将讨论流体在静止状态下的平衡规律及其应用。水静力学的基本问题是求压强的问题。因此本章的主要内容是阐述静止流体中应力的性质、压强的分布规律及其工程应用。

一、静止流体中应力的性质

静止流体内的应力具有下列两个重要的性质。

第一，静止流体内的应力一定垂直指向作用面。亦即应力的方向与作用面的内法线方向相同。

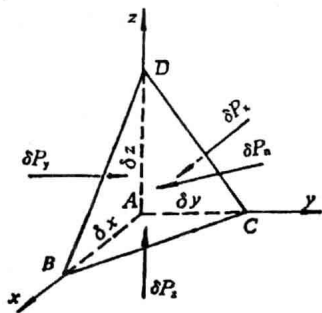


图 1-2-1 静止流体中的微元四面体

前一章关于粘性的讨论中已知，流体的内摩擦力（即切应力）与作用面法线方向的速度梯度成正比。静止流体内各点的速度为零，因而沿各方向的速度梯度亦为零，所以没有切向应力。

第二，任一点上各方向的流体静压强大小相等，与作用面的方位无关。

为了证明这个特性，在静止流体内部任一点 A 附近取一微小四面体（见 1-2-1），它的三个棱边分别取 x, y, z 三个坐标轴，长度分别为 $\delta x, \delta y, \delta z$ 。因四面体处于静止状态，作用于其上的外力应是平衡的。由于静止流体中没有切应力，作用在四个面上的表面力只有垂直于各作用面的压力

$\delta P_x, \delta P_y, \delta P_z$ 和 δP_n 。设作用在该四面体上的质量力为 δF_m 。写出 x 方向的外力平衡方程：

$$\delta P_x - \delta P_n \cos(n, x) + \delta F_{mx} = 0$$

式中 n 为斜平面 BCD 的外法线方向， δF_{mx} 为质量力在 x 方向的分量。

用 $\triangle ACD$ 的面积 δA_x 除上式

$$\frac{\delta P_x}{\delta A_x} - \frac{\delta P_n \cos(n, x)}{\delta A_x} + \frac{\delta F_{mx}}{\delta A_x} = 0$$

由于斜平面的面积 δA_n 与 $\cos(n, x)$ 的乘积即为该斜平面在 $yo z$ 平面上的投影，因此 $\delta A_x = \delta A_n \cos(n, x)$ ，而

$$\delta F_{mx} = \frac{1}{3} \rho \delta A_x \delta x f_x$$

f_x 为单位质量力在 x 方向的分量。

将 δA_x 和 δF_{mx} 代入上式

$$\frac{\delta P_x}{\delta A_x} - \frac{\delta P_n}{\delta A_n} + \frac{1}{3} \rho \delta x f_x = 0$$

若令四面体向 A 点收缩成为一点，则 δx 趋近于零，上式可写成

$$\lim_{\delta A_x \rightarrow 0} \frac{\delta P_x}{\delta A_x} - \lim_{\delta A_n \rightarrow 0} \frac{\delta P_n}{\delta A_n} = 0$$

即 $p_x - p_n = 0$ 或 $p_x = p_n$

同理可证得 $p_y = p_n$ 和 $p_z = p_n$

也就是

$$p_x = p_y = p_z = p_n \quad (1-2-1)$$

因为 A 点和 n 的方向是任选的，所以在静止流体内任一点的压强沿各方向都相等。

静止流体中同一点的压强只有一个值，但不同点的压强一般说来是不一样的，而流体又是一种连续介质，故可认为流体静压强是空间坐标 x, y, z 的连续函数，即

$$p = f(x, y, z)$$

二、流体平衡微分方程

水静力学的中心问题是求任一点的压强，也就是寻求静止流体中压强分布规律。由上节知道，作用于静止流体上的力只有质量力和压力。所以只要建立静止流体质量力与压力之间的关系，就可求得压强分布规律。

1. 流体平衡微分方程

在静止流体中取一微元平行六面体，如图 1-2-2 所示。六面体的棱边与坐标轴平行，边长为 dx , dy , dz 。现来分析作用在这个平行六面体上的力。为简便起见，先讨论沿 x 方向的力，其它沿 y 和 z 方向的力，可仿此方法求得类似的结果。

由于静止流体内作用面上没有切向力，因此只有 $ADD'A'$ 和 $BCC'B'$ 两个面上有 x 方向的表面力，其他四个面上的表面力都垂直于 x 轴。设平行六面体的中心 M 点的压强为 $p = f(x, y, z)$ ，作用在 $ADD'A'$ 和 $BCC'B'$ 两个面的中心点 M' 和 M'' 处的压强分别为

$$p' = f\left(x - \frac{dx}{2}, y, z\right) \text{ 和 } p'' = f\left(x + \frac{dx}{2}, y, z\right)$$

将上式用泰勒级数展开，并取到一阶无穷小量，则 M' 与 M'' 的压强分别为

$$p' = p - \frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial x} dx \quad p'' = p + \frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial x} dx$$

又因为 $ADD'A'$ 和 $BCC'B'$ 的面积为无穷小，其中心点上的压强可认为就等于该平面上的平均压强，于是周围流体对这两个平面作用的压力分别为

$$\left(p - \frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial x} dx\right) dydz \quad \left(p + \frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial x} dx\right) dydz$$

已知六面体的质量为 $\rho dx dy dz$ ，单位质量力在各坐标轴方向的分量分别为 f_x, f_y, f_z ，则 x 方向的质量力为

$$F_{mx} = \rho f_x dx dy dz$$

根据平衡条件，作用在静止六面体上的所有外力在各方向的合力都应为零，所以

$$\left(p - \frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial x} dx\right) dydz - \left(p + \frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial x} dx\right) dydz + \rho f_x dx dy dz = 0$$

用 $\rho dx dy dz$ 除上式，这意味着所取微元六面体为单位质量，于是上式简化为

$$f_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad \text{或} \quad f_x = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}$$

同理，在 y, z 方向可得

$$f_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad f_y = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}$$

$$f_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = 0 \quad f_z = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}$$

(1-2-2)

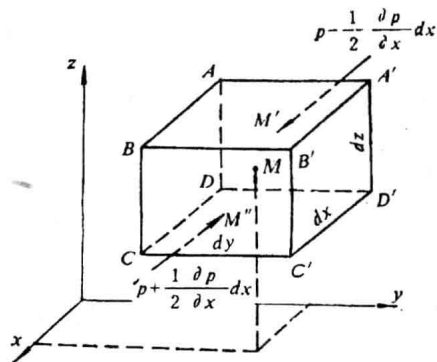


图 1-2-2 静止流体中的微元六面体

这就是流体平衡微分方程，是1755年由欧拉（L.Euler）首先导出的，因此又称欧拉平衡方程。上式表明，在静止流体中作用于单位质量流体上的质量力和压力彼此平衡。由于单位质量力的分量通常是已知的，代入（1-2-2）式后积分，即可求得压强 p 的分布规律。

为了便于积分，将（1-2-2）式中各式分别乘以 dx ， dy ， dz ，然后相加

$$f_x dx + f_y dy + f_z dz = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz \right)$$

因压强 p 是坐标的连续函数，故 p 的全微分为

$$dp = \frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz$$

于是平衡方程（1-2-2）式又可表示为

$$dp = \rho (f_x dx + f_y dy + f_z dz) \quad (1-2-3)$$

2. 等压面

静止液体中压强相等的各点组成的面称为等压面。例如液体与气体交界的自由表面就是最明显的等压面，其上各点的压强都等于液体表面上的气体压强。静止液体内可以作一系列的等压面，不同的等压面上压强为不同的常数。由于等压面上 p 等于常数，故 $dp=0$ ，代入（1-2-3）式，即得等压面的微分方程

$$f_x dx + f_y dy + f_z dz = 0 \quad (1-2-4)$$

由此可得等压面的性质：

等压面与质量力处处正交。

等压面微分方程（1-2-4）式中， f_x ， f_y ， f_z 是单位质量力矢量 f 的三个分量， dx ， dy ， dz 是等压面上任取的有向微元线段 $d\vec{l}$ 在三个坐标轴上的投影。因此（1-2-4）式如用矢量表示为

$$\vec{f} \cdot d\vec{l} = 0$$

只有当两个矢量相互垂直时其点乘积才等于零。这就证明了等压面处处与质量力正交。

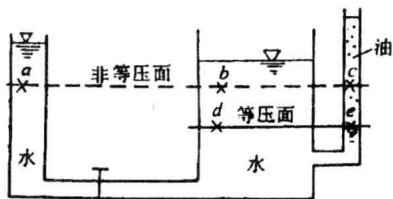


图 1-2-3 水平面是等压面的条件

由流体平衡微分方程（1-2-2）式可以看出，静止流体内出现压强差仅仅是质量力作用的结果。哪个方向没有质量力作用，那个方向就不会有压强差，因此在与质量力垂直的方向压强必然相等。这样，就从物理概念上理解了等压面与质量力必然正交的原因。

不仅气体与液体的交界面是等压面，只有重力作用的两不相容液体的交界面也是等压面。

质量力中只有重力作用的静止液体中，等压面是水平面。但要注意，我们在讨论等压面方程时把密度 ρ 看作是常数，因此这一结论只适用于容器的连通部分只有同一种液体，并且是连续的情况。例如图 1-2-3 所示的容器， a ， b ， c 三点不满足上述条件，因而虚线不是等压面， $p_a \neq p_b \neq p_c$ ；而实线是等压面， $p_d = p_e$ 。

三、重力作用下静止液体的压强分布规律

自然界中最常见的是质量力中只有重力作用的流体。重力作用下静止液体中的压强称为静水压

强。本节将主要讨论静水压强的分布规律及其表示方法。这一规律对于可以忽略密度变化的气体也是适用的。

1. 静水压强基本方程

流体平衡微分方程是适用于一切平衡流体的普遍规律。根据流体平衡微分方程 (1-2-3) 式, 不难求得静水压强的分布规律。

在重力作用下的静止液体中设置坐标系, 令 z 轴铅垂向上。于是单位质量力在各坐标轴方向的分量为

$$f_x = 0, f_y = 0, f_z = -g$$

代入 (1-2-3) 式, 得

$$dp = -\rho g dz = -\gamma dz$$

在均质液体中, 重度 γ 为常数, 上式积分后

$$p = -\gamma z + C \quad (1-2-5)$$

积分常数 C 可由边界条件确定, 如已知自由液面的坐标为 z_0 (见图 1-2-4), 其上典气体压强为 p_0 , 代入 (1-2-5) 式中, 得 $C = p_0 + \gamma z_0$, 因此

$$p = p_0 + \gamma (z_0 - z)$$

令 h 为所取点的淹没深度, $h = z_0 - z$, 故上式又可写成

$$p = p_0 + \gamma h \quad (1-2-6)$$

这个方程所表达的就是静止液体中压强的分布规律, 通常称它为静水压强基本方程。由该方程可以看出, 静水压强 p 由两部分组成: ①表面压强 p_0 , 它可以是气体作用于液面上的压强, 也可以是固体或另一种液体作用于液面上的压强 (见图 1-2-5); ②余压强 γh , 它是由位于该点以上的液体重量引起的。表面压强通过液体介质等值地传递到各点上, 余压强则是随各点的淹没深度不同而改变的。

在 (1-2-6) 式中, 如令 $h = \text{常量}$, 压强 p 也是常量, 这也说明重力作用下静止液体中的等压面是一族水平面, 同时也表明了等压面与质量力相互正交的性质。

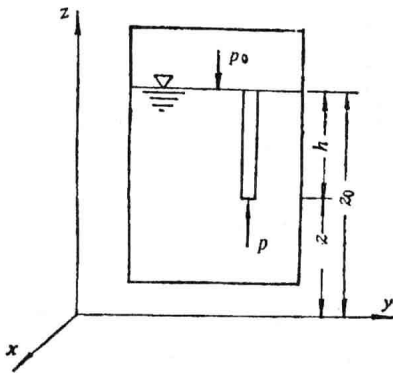


图 1-2-4 推导静水压强基本方程的简图

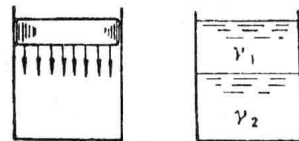


图 1-2-5 特殊情况的表面压强

2. 绝对压强、相对压强和真空度

在工程计算中, 由于采用不同的基准来度量, 压强可以有两种表示方法: 绝对压强; 相对压强和真空度。