高等学校教材

（公路与城市道路、桥梁工程专业用）

水力学

向华球 主编

SHUI LI XUE

人民交通出版社

高等学校教材

水力学

（公路与城市道路、桥梁工程专业用）

向华球 主编

人民交通出版社

内 容 提 要

全书共分八章，内容包括：绪论，水静力学，水动力学基础，水流阻力和水头损失，明渠均匀流，明渠非均匀流，堰流和泄水建筑物下游的消能，渗流。

本书为高等学校公路与城市道路工程、桥梁工程两专业以及其他有关专业的教材，也可供有关工程技术人员参考。

高等学校教材
水 力 学
（公路与城市道路、桥梁工程专业用）
向华球　主编
人民交通出版社出版
新华书店北京发行所发行
各地新华书店经售
人民交通出版社印刷厂印
开本：$787 \times 1092 \frac{1}{16}$　印张：11.5　字数：284 千
1 9 8 6 年 6 月　第 1 版
1 9 8 6 年 6 月　第 1 版　第 1 次印刷
印数：0001—9,500册　定价：[redacted]元
1.70

前　　言

水力学是公路与城市道路工程、桥梁工程两专业的技术基础课。它的主要任务是使学生掌握必要的水力学基本概念、基本理论、基本计算方法和基本实验技能，为以后学习专业课程，从事专业工作和科学研究工作打下一定的基础。

本书是根据1982年4月高等院校公路与城市道路工程、桥梁工程两专业教材编审委员会扩大会议所审定的教学大纲编写的。

全书共分八章，前四章为理论基础部分，后四章为明渠水流和渗流方面的有关课题。书中内容，着重于基本概念和基本理论，力求贯彻理论联系实际的原则和体现专业需要。为了培养分析问题和水力计算的能力，各章选有一定数量的例题和习题，书末还附有必要的计算图表。书中打*号的内容，各校可以根据具体情况和教学时数，酌情取舍。

参加本书编写的有湖南大学向华球（第一、二、八章），汪兴华（第三、四章）和叶镇国（第五、六、七章），由向华球担任主编。

本书由南京工学院闻德荪担任主审。在编审过程中，先后得到西安公路学院、同济大学、重庆交通学院、河北工学院、北京工业大学、北京建筑工程学院、哈尔滨建筑工程学院、东北林学院、福州大学、长沙交通学院等兄弟院校有关同志的大力支持，提出不少宝贵意见，在此表示衷心感谢。

由于水平所限，书中缺点和错误在所难免，殷切期望广大读者批评指正。

编　者

1985年4月于湖南大学

目　录

第一章 绪 论

水力学是研究液体机械运动规律及其实际应用的一门科学。它广泛应用于水利、土木、环保、化工、机械等许多工程部门。在公路和桥梁工程中，从勘测、设计、施工到维修养护，与水打交道的地方是相当多的。如路基的沉陷、崩塌、滑坡、翻浆、冻胀等病害，大都与地面水或地下水的活动有关；为使路基经常处于干燥、坚固和良好的稳定状态，必须修筑路堑边沟、截水沟和渗水暗沟；公路跨越水流，要修建桥梁、涵洞、倒虹吸管或透水路堤；在山沟水流湍急的地方，为保护路基、桥梁不致被水流冲坏，须修建急流槽、跌水和消能设施。水力学是对上述一系列水工设施进行水力分析和水力计算的理论基础，因而是公路与城市道路工程、桥梁工程等专业的技术基础课。

人类生活及生产活动与水的关系极为密切。千百年来，人们对水流运动规律的探索经历了实践——理论——实践的过程。在水力学的发展史上，曾出现过两种截然不同的发展方向，一是主要依靠实验手段和总结治水经验而建立起来的实验水力学，一是在古典力学的基础上，运用严格的数学工具描述液体运动普遍规律的古典水动力学。前者由于理论指导不足，其成果往往有局限性，后者或由于推理中的某些假设与实际不尽相符，或由于求解中的数学困难，尚难以解决各种实际问题。因此，使理论与实践相结合，改变古典水动力学与实验水力学相互脱节的状况，是水力学发展的必然趋势。随着现代科学技术的迅速发展，各门学科的相互渗透，实验理论和量测手段的不断进步，特别是快速电子计算技术的广泛应用，现在已经形成了理论与实验相结合的现代水力学。

第一节 液体的连续介质假设

液体是由大量分子所组成的。分子之间真空区的尺度远大于分子本身。由于每个分子都在无休止地作不规则的热运动，相互间经常发生碰撞，因此，液体的微观结构和运动，无论在时间上或空间上，都充满着不均匀性、离散性和随机性。但是，组成液体的分子，体积极小，数量极多，在标准状态下，每$1cm^3$的水，约有3.34×10^{22}个水分子，相邻分子间的间距约为$3\times10^{-8}cm$。如此众多而密集的分子，各自作极不规则的随机运动，彼此间必将它们所携带的能量和动量进行充分交换，因而人们用一般仪器所测量到的，或用肉眼所观察到的宏观运动，亦即上述微观运动的统计平均状况，明显呈现出均匀性、连续性和确定性。因此，微观运动的不均匀性、离散性和随机性，与宏观运动的均匀性、连续性和确定性，是液体运动的两个重要侧面。

一般实际工程中的水流运动，无论是地面水或地下水，明渠流或有压管流，所涉及的特征尺度及特征时间，与分子间距及碰撞时间相比，是大得不可比拟的。个别分子的行为，几乎不影响大量分子统计平均后的宏观物理量（如质量、速度、压力等）。因此，在考虑液体的宏观运动时，不必直接考虑液体的分子结构，而可采用连续介质这一近似的物理模型，即认为真实液体所占有的空间，完全由液体质点所充满着，质点之间毫无空隙。质点所具有的

物理量，满足一切应该遵循的物理定律，例如万有引力定律、牛顿三定律、质量和能量守恒定律等，但液体的某些物理常数还必须由实验来确定。

所谓“液体质点”，是指微观上充分大而宏观上又充分小的分子团。一方面，分子团的尺寸应该远远大于分子运动的尺度，使其包含大量分子，对其进行统计平均后，能得到稳定的数值，少数分子出入分子团，不致影响此稳定的平均值。另一方面，又要求分子团的尺寸远远小于所研究问题的特征尺度，使得分子团的平均物理量可看成是均匀不变的，因而可把它近似地看成是几何上没有维度的一个点。以液体的密度为例，如图1-1所示，当分子团的尺寸取得太小，小到和分子运动的尺度L_1同数量级时，分子团中只有少数几个分子，分子数目的增减，将使密度值产生时大时小的随机脉动；反之，当分子团的尺寸取得太大，大到和所研究问题的特征尺度L_3同数量级时，则物质分布的不均匀性也使密度产生相应的变化。上述这两种极端情形，都不能得到密度的稳定值。只有当分子团尺度L_2大于L_1而小于L_3，即微观充分大而宏观充分小时，密度值才是稳定不变的。

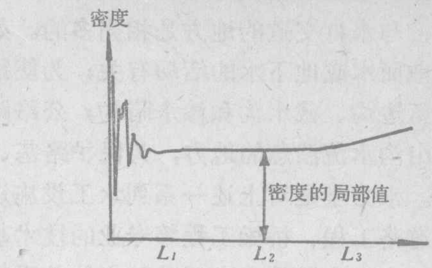


图 1-1

如前所述，在标准状态下，$1cm^3$的水就包含了3.34×10^{22}个水分子，那末，即使是$10^{-9}cm^3$的体积中，也包含了3.34×10^{13}个水分子。很显然，$10^{-9}cm^3$的体积，从宏观上看来是很小的，而从微观方面看来还是非常大的。在通常遇到的问题中，要求液体质点满足在宏观上充分小而在微观上充分大的条件是可能的，因此，连续介质的假设是合理的。

有了连续介质假设，在研究液体的宏观运动时，就可以将液体看作均匀连续体，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，但允许在孤立点、线、面上不连续。由此，可以运用有关连续函数的数学分析工具，很有效地描述液体平衡和运动的规律。正因为这样，连续介质假设是水力学中的第一个基本假设。

第二节　液体的主要物理性质

外因是变化的条件，内因是变化的根据。液体受力而作机械运动，一方面与作用于液体的外部因素和条件有关，但更主要的是决定于液体本身的内在物理性质。为此，先讨论液体（主要是水）的几个主要物理性质。

一、液体的密度和重度

和自然界其它物质一样，液体具有质量。

牛顿第二运动定律表明，质点受到外力作用时，所产生的加速度的大小，与力的大小成正比，而与质点的质量成反比。设以相等的力作用于不同的质点，则质量越大的质点所产生的加速度越小，即越不容易改变其运动状态。因此，质量表征质点的惯性，质点的质量是它的惯性的量度，质量越大，惯性也越大，故又称为惯性质量。

质量的单位为kg。以1N的力作用于质量为1kg的物质，将得到$1m/s^2$的加速度，即

$$1N = 1kg\cdot m/s^2$$

单位体积的液体所具有的质量，称为液体的密度，以符号ρ表示，其单位为kg/m^3。

对于均质液体，设其体积为V，质量为M，则

$$\rho=\frac{M}{V} \tag{1-1}$$

对于非均质液体，取包含某点$A(x, y, z)$的微小体积ΔV，其质量为ΔM，根据连续介质假设，点A的密度可定义为

$$\rho=\lim_{\Delta V \to 0}\frac{\Delta M}{\Delta V} \tag{1-2}$$

且ρ为空间坐标（x，y，z）和时间t的函数，即

$$\rho=\rho(x, y, z, t)$$

万有引力定律指出，任何两个物体都是相互吸引的，引力的大小与两个物体的质量的乘积成正比，与它们的距离的平方成反比。物体的质量越大，它对其它物体的吸引及被吸引的能力也越大，所以从引力特性来看，物体的质量又称为引力质量。在液体运动中，除个别情况（例如潮汐现象）须涉及月球的引力外，一般只须考虑地球对液体的引力，这个引力就是重力。

单位体积的液体所具有的重力，称为液体的重度，或称容重、重率，以符号γ表示，其单位为N/m^3。

对于均质液体，设其体积为V，重力为G，则

$$\gamma=\frac{G}{V} \tag{1-3}$$

对于非均质液体，γ应定义为

$$\gamma=\lim_{\Delta V \to 0}\frac{\Delta G}{\Delta V} \tag{1-4}$$

因为$G=Mg$，故γ与ρ的关系为

$$\gamma=\rho g \tag{1-5}$$

式中g为重力加速度，其数值大小与地球的纬度有关，本书采用$9.8m/s^2$。

二、液体的膨胀性和压缩性

液体的宏观体积，在温度升高时膨胀，其密度则减小。在一个标准大气压条件下，清水的密度和重度随温度的变化见表 1-1，几种常见液体的重度见表 1-2 。

水的密度和重度

表1-1

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

从表 1-1 可以看出，在常温下，水的密度变化幅度是很小的。例如，温度由 0 ℃到30 ℃，密度只减小0.4%。由于水的密度和重度随压强和温度的变化 很 小，故工程上一般可将水的密度看作常数，并按 4 ℃时的密度1000kg/m^3 计算。但在温差较大的热水循环系统中，如果

几种常见液体的重度　　表1-2

液体名称	水银	汽油	酒精	四氯化碳	海水
重度（kN/m^3）	133.280	6.664～7.350	7.7783	15.600	9.996～10.084
测定温度（℃）	0°	15°	15°	20°	15°

将水加热到80℃或100℃，则其密度将比4℃时的密度减小2.8%或4%，此时需设膨胀接头或膨胀水箱，防止管道和容器被水胀裂。值得注意的是，当水结冰时，密度只有917kg/m^3，冰的体积要比水的体积增大10%，故水管、水泵、盛水容器及公路路基等要注意防冻。

当液体承受正向压力时，其宏观体积将有所减小，密度有所增大，同时其内部会产生压应力，以抵抗压缩变形，液体的这种性质称为压缩性。除去正向压力后，液体的体积能消除变形，恢复原状，这就是液体的弹性。

液体的压缩性和弹性，可分别用体积压缩系数β和体积弹性系数K来量度。β是液体体积的相对压缩值$\frac{dV}{V}$与液体压强增量dp的比值，即

$$\beta=-\frac{\frac{dV}{V}}{dp} \tag{1-6}$$

β越大，表明越易压缩。因液体体积随压强的增大而减少，dV与dp的符号相反，故在上式右端加一负号，使β保持正值。β的单位为m^2/N。很显然，在压缩前后，液体的质量是不变的，液体体积的相对压缩值必等于液体密度的相对增加值，故式（1-6）也可写为

$$\beta=\frac{\frac{d\rho}{\rho}}{dp} \tag{1-7}$$

液体的体积弹性系数K是β的倒数

$$K=-\frac{dp}{\frac{dV}{V}} \tag{1-8}$$

K越大，表明越不易压缩。K的单位为N/m^2。

不同种类的液体具有不同的β值和K值，同一种液体的β值和K值也随压强和温度而略有变化，因此，液体并不完全符合弹性体的虎克定律。

在通常的压强和温度下，水的K值变化不大，可近似地采用$2\times10^9N/m^2$。这就是说，每增加1个大气压，水体积的相对压缩量只有两万分之一。因此，在一般工程设计中，可以忽略水的压缩性。但在讨论压强变化很大的水力现象（例如水中爆炸或水击问题）时，仍要考虑水的压缩性。

至于气体，虽然其膨胀性和压缩性比液体大得多，但是，如果速度不大，且压强及温度变化较小，则气体的体积变化不大，也可近似地将气体看作是不可压缩的。

三、液体的流动性和粘滞性

在物质的三种聚集形态中，液体和气体统称为流体。流体和固体的主要区别，在于它们

对外力的抵抗能力不同。固体的分子作用力较强，能维持一定的体积和形状，静止时可以承受切应力。当固体受到切向作用力时，将沿切线方向产生相应的内力与外力相平衡，而后变形停止，因此，固体在静止时，既有法应力也有切应力。与此相反，流体分子间的作用力较弱或很弱，静止时不能承受切向应力。无论多么小的切向应力，都能使流体发生任意大的变形，外力不去，变形不止，因此，流体在静止时，只有法应力而没有切应力。流体的这种宏观性质称为流动性或易动性。

流体只要受到切向力的作用，就会发生剪切变形，即发生流动。然而流动一经发生，就会在流体内部产生阻滞相对运动和剪切变形的粘滞切应力或内摩擦切应力。流体在运动情况下（也只有在运动情况下）所具有的这种阻滞剪切变形的能力，称为流体的粘滞性。不言而喻，流体的粘滞性与流体的流动性是相反相成的。

气体和液体都具有粘滞性，但产生这种性质的微观机理是有区别的。气体的粘滞性主要来自分子的热运动，温度越高，粘滞性越大；而液体的粘滞性则主要来自分子力，温度越高，粘滞性越低。

下面用平板实验来阐明液体的粘滞性。

在两块水平放置的平板之间（图1-2a），充满某种液体，下板固定不动，用F力拖动上板以速度U向右作匀速运动，这样，粘附于上板的液流速度为U，粘附于下板的液流速度为零，其余液体则象薄纸片一样，作层状运动。由于液体的粘滞性而在层与层之间产生粘滞力，逐层传至下板，这种粘滞力是成对出现的，对低速层起拖带作用，对高速层起阻尼作用。如果通过任意点A作水平面，把液体分开，取其上部作为隔离体（图1-2b），分析它在水平方向的受力情况，很显然，拖动上板所需的力F，必等于液层接触面上的粘滞力T。实验表明，当板距H和板速U都很小，则T力与平板面积ω及板速U成正比，与板距H成反比，即

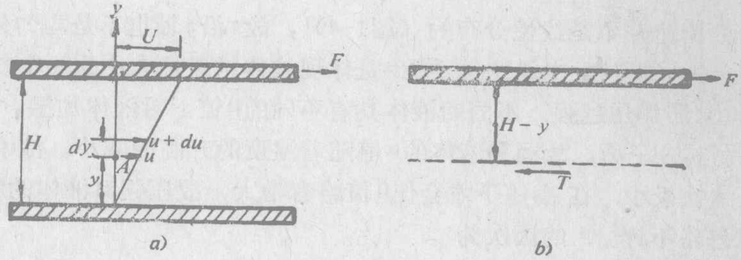


图 1-2

$$T \propto \omega \frac{U}{H}$$

单位面积上的粘滞力$\frac{T}{\omega}$称为粘滞切应力，以符号τ表示，并取比例系数μ，上式变为

$$\tau = \mu \frac{U}{H} \tag{1-9}$$

因H和U都很小，y轴上的点流速可视为直线分布，比值$\frac{U}{H}$等于A点的流速梯度$\frac{du}{dy}$，故式（1-9）可写为一般表达式

$$\tau=\mu\frac{du}{dy} \tag{1-10}$$

上式对一般流速分布情况亦适用，它表明：在二维平行直线流动中，液层之间的粘滞切应力τ与流速梯度$\frac{du}{dy}$成正比，这就是牛顿内摩擦定律。下面对式（1-10）中的$\frac{du}{dy}$、τ、μ分别加以讨论。

第一，在图1-2中的A点取厚度为dy的方形液体质点$ABCD$来看（图1-3），在流速增量du及粘滞切应力τ的作用下，经过dt时段，其位置和形状变为$A'B'C'D'$，即发生剪切变形$d\theta$

$$d\theta=\frac{dudt}{dy}$$

因此，单位时间内所发生的剪切变形为

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

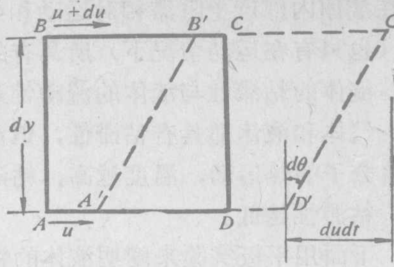


图 1-3

这就是说，流速梯度$\frac{du}{dy}$既描述了液层之间的相对运动，又是液体的剪切变形率，故牛顿内摩擦定律所表明的物理实质是：液体的粘滞切应力与液体的剪切变形率成正比。对固体来说，是切应力与剪切变形成正比，这是液体与固体在力学特性上的重要区别。

第二，粘滞切应力τ取决于流速梯度$\frac{du}{dy}$，而$\frac{du}{dy}$又取决于断面流速分布。当断面流速为直线分布时（图1-2a），各点的$\frac{du}{dy}$等于$\frac{U}{H}$，故τ沿y轴是均匀分布的。在一般情况下，液体的断面流速并不是线性分布的（图1-4），故τ沿y轴也不是均匀分布的。

第三，式（1-10）中的比例系数μ是体现液体粘滞性大小的一个物理量，称为粘滞系数。μ值越大，粘滞作用越强。不同的液体具有不同的μ值。对液体加温，将加剧液体分子的热运动而削弱其分子力，故同种液体的μ值随着温度的升高而减小。液体的分子结构是比较紧密的，压缩性极小，在高压下才会使μ值略有增大，故压强对液体的粘滞性及粘滞切应力的影响可以忽略不计。μ的因次为

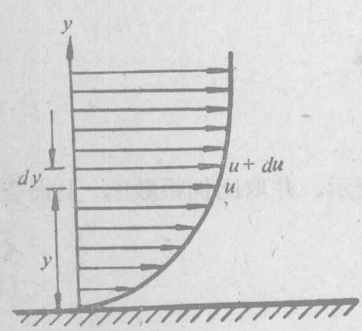


图 1-4

$$[\mu]=\left[\tau/\frac{du}{dy}\right]=\left[\frac{F}{L^2}\right]\left[\frac{\frac{L}{T}}{L}\right]^{-1}=\left[\frac{FT}{L^2}\right]$$

μ的单位为Pa·s。

在水力计算中，液体的μ值和密度ρ常以比值$\frac{\mu}{\rho}$的形式出现，以符号ν表示

$$\nu=\frac{\mu}{\rho} \tag{1-11}$$

ν的因次为

$$[\nu]=\left[\frac{\mu}{\rho}\right]=\left[\frac{FT}{L^2}\right]\left[\frac{M}{L^3}\right]^{-1}=\left[\frac{MLT^{-2}T}{L^2}\right]\left[\frac{M}{L^3}\right]^{-1}=\left[\frac{L^2}{T}\right]$$

ν的单位为m^2/s。式（1-11）表明：ν既反映μ的大小，也涉及ρ的大小，ν本身无独立意义。但对同种液体而言，视ρ为常数，则ν与μ成正比，即ν值也能体现液体的粘滞性大小。由于ν的因次只含有运动学的基本量，故称为运动粘滞系数；而μ的因次含有动力学的基本量，故称为动力粘滞系数。1个标准大气压下，不同温度的水的粘滞系数值见表1-3。在常压下，水的运动粘滞系数ν值与摄氏温度的关系，还可按下列经验公式计算

$$\nu=\frac{0.01775}{1+0.0337t+0.000221t^2} \tag{1-12}$$

式中t为水温，以℃计，ν的单位为cm^2/s。

粘滞性对液体流动的影响是比较复杂的。水力学中常引用理想液体的概念，以简化问题的研究。所谓理想液体，就是流动时不呈现粘滞性的液体。分析理想液体所获得的研究成果，可作为进一步探讨实际液体流动规律的台阶和手段；在粘滞性作用不大的流动状况下，有时也能基本满足工程技术的精度要求。

水的粘滞系数 表1-3

温度 (℃)	$\mu\times10^3$ (Pa·s)	$\nu\times10^6$ (m^2/s)	温度 (℃)	$\mu\times10^3$ (Pa·s)	$\nu\times10^6$ (m^2/s)	温度 (℃)	$\mu\times10^3$ (Pa·s)	$\nu\times10^6$ (m^2/s)
0	1.781	1.785	25	0.890	0.893	70	0.404	0.413
5	1.518	1.519	30	0.798	0.800	80	0.354	0.364
10	1.307	1.306	40	0.653	0.658	90	0.315	0.326
15	1.139	1.139	50	0.547	0.553	100	0.282	0.294
20	1.002	1.003	60	0.466	0.474			

以上讨论了液体的主要物理性质：密度和重度，膨胀性和压缩性，流动性和粘滞性。为了研究方便，还提出了某些假设，即一般将液体看作是连续的，是不可压缩的，有时还暂时将液体看作是没有粘滞性的理想液体，从而引出所谓连续介质模型、不可压缩液体模型和理想液体模型。顺便提出，在常温及流速远低于音速（例如在100 m/s以下）的情况下，这种简化了的近似模型，也可适用于气体。

此外，液体还具有其它方面的物理属性，例如，表面张力、毛细现象、热传导等，因与本教程的关系不大，不再一一介绍。

第三节　作用在液体上的力

水力学是建立在经典力学的理论基础上的。分析液体平衡和运动规律的基本步骤是：取隔离体，分析其受力情况，然后引用经典力学的有关原理（如牛顿三定律、动能定律、动量定律等）建立相应的基本方程，为此有必要弄清作用在液体上的力。

液体的受力情况，从其产生的原因和物理性质来看，有重力、惯性力、压力、粘滞切应力等。这些力又可按其作用方式分为表面力和质量力两大类。

一、表面力

液体总是与周围介质（包括固体、液体、气体）相接触的，其中，液体与气体的交界面，称为自由表面。凡通过这种接触面而起作用的力，称为表面力，其大小与接触面的面积有

关。例如，以整个水箱中的水（图1-5a）作为隔离体（图1-5b）它所受的表面力，一是作用于上部自由表面的大气压力，二是水箱边壁对液体的反作用力。如果任意从水中取隔离体$ABCD$（图1-5c），则它所受的表面力是周围相邻液体通过接触面而作用于它的水压力。如图1-2b所示，当液体处于运动状态下，在液层与液层的接触面上，其表面力不仅有垂直于作用面的压力，而且有平行于作用面的切力。

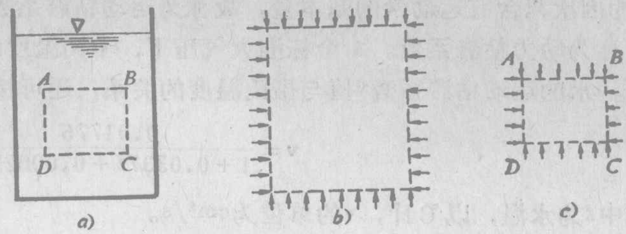


图 1-5

根据液体的连续介质假设，无论是压力还是切力，它们的时空分布，都是连续可微函数。设液体的受力面积为$\Delta\omega$，它所受的压力为ΔP、切力为ΔT，则当此面积缩小为一点时，即定义为该点的压应力p（又称压强）和切应力τ

$$p=\lim_{\Delta\omega\to 0}\frac{\Delta P}{\Delta\omega} \tag{1-13}$$

$$\tau=\lim_{\Delta\omega\to 0}\frac{\Delta T}{\Delta\omega} \tag{1-14}$$

压强和切应力的单位均为N/m^2，即帕斯卡（Pa），简称帕。

二、质 量 力

作用于每个液体质点并通过液体的质量而起作用的力，称为质量力，其大小与质量成比例。在均质液体中，质量与体积成比例，故质量力又可称为体积力。重力和惯性力皆属于质量力。

单位质量液体所受的质量力，称为单位质量力，以符号$\vec{f}$表示。设均质液体的质量为M，所受总的质量力为$\vec{F}$，则单位质量力为

$$\vec{f}=\frac{\vec{F}}{M} \tag{1-15}$$

在直角坐标系中，单位向量为$\vec{i}$、$\vec{j}$、$\vec{k}$，$\vec{F}$与它的三个分量F_x、F_y、F_z的关系为

$$\vec{F}=F_x\vec{i}+F_y\vec{j}+F_z\vec{k}$$

两端各项除以质量M

$$\frac{\vec{F}}{M}=\frac{F_x}{M}\vec{i}+\frac{F_y}{M}\vec{j}+\frac{F_z}{M}\vec{k}$$

或简写为

$$\vec{f}=X\vec{i}+Y\vec{j}+Z\vec{k} \tag{1-16}$$

式中的X、Y、Z为单位质量力$\vec{f}$在各个坐标轴上的分力，它们的单位与加速度的单位相同。

习 题

1-1 设水温为30℃，试求$0.001m^3$水的质量和重力。

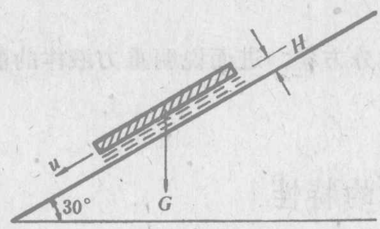
1-2 已知$0.5m^3$水银的质量为6795kg，求其密度和重度。

1-3 水温从5℃增高到100℃，水的体积将比原有体积增加百分之几？

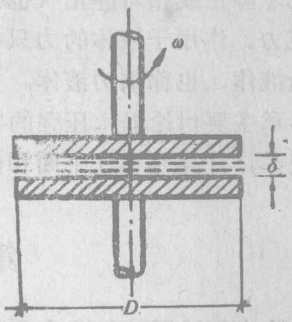
1-4　体积为$5m^3$的水，在温度不变的条件下，压强从1个大气压强（即9.8×10^4Pa）增加到5个大气压强，体积减小了$0.001m^3$，求水的体积压缩系数β和体积弹性系数K。

1-5　设水的重度$\gamma=9.71kN/m^3$，动力粘滞系数$\mu=0.599\times10^{-3}Pa\cdot s$，求其运动粘滞系数。

1-6　底面积为$40\times45cm^2$的矩形木板（习题1-6图），质量为5kg，以1m/s的速度u沿着与水平面成30°倾角的斜面向下作匀速运动，木板与斜面间的油层厚度H为1mm，求油的动力粘滞系数。



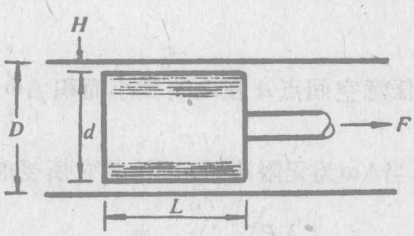
习题1-6图



习题1-7图

1-7　上下两平行圆盘（习题1-7图），直径均为D，间隙厚度为δ，间隙中液体的动力粘滞系数为μ，若下盘固定不动，上盘以角速度ω旋转，求所需力矩T的表达式。

1-8　设套筒的内径$D=12cm$（习题1-8图），活塞外径$d=11.96$ cm，活塞长度$L=14$ cm，润滑油的动力粘滞系数$\mu=0.172Pa\cdot s$，需对活塞施加多大的力F，才能使活塞以1m/s的速度作匀速运动？



习题1-8图

第二章　水 静 力 学

水静力学研究液体处于静止状态下的力学平衡规律及其实际应用。

处于静止或相对静止（也称相对平衡）状态的液体质点之间，没有相对运动，不产生粘滞切应力，作用于液体的力只有压力和质量力。当质量力只有重力时，就是最简单、最常见的静止液体，也称重力液体。

本章主要讨论静水压强的特性，建立液体平衡微分方程，进而说明重力液体的静水压强分布规律，计算作用在平面和曲面上的静水总压力。

第一节　静水压强的特性

绪论中阐述了液体的主要物理性质及作用于液体的表面力和质量力，现在我们讨论静止液体的内应力的存在形式及其特性。

设想用任意曲面ab将容器中的液体分割为上下两部分（图2-1a），取出下部液体作为隔离体（图2-1b），分析ab曲面的受力情况：该曲面所受上部液体的作用力，属于表面力，由于上下两部分液体之间并无相对运动，流速梯度为零，因此，在ab曲面上，不可能存在拉力和切力，只存在沿着内法线方向的垂直力，这个重直力定义为静水压力。

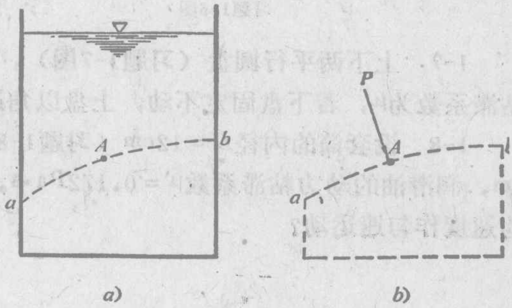


图 2-1

设作用于ab曲面上包括任意空间点A在内的微小面积$\Delta\omega$上的静水总压力为ΔP，则$\frac{\Delta P}{\Delta\omega}$为$\Delta\omega$所受的平均静水压力。当$\Delta\omega$为无限小时，可认为它所受的静水压力是均匀分布的。$\frac{\Delta P}{\Delta\omega}$能体现$A$点的实际受力强度，因此将$\frac{\Delta P}{\Delta\omega}$的极限值定义为$A$点的静水压强，这就是绪论中式（1-13）所已指出的表面力p，即

$$p=\lim_{\Delta\omega\to 0}\frac{\Delta P}{\Delta\omega}$$

或

$$p=\frac{dP}{d\omega} \qquad (2\text{-}1)$$

如上所述，静水压强p总是沿着作用面的内法线方向，这是它的第一个特性，即静水压强的垂直性。

根据材料力学中的分析，在弹性体内，任意空间点上的应力状态，对不同的方位面是不相同的。那末，在这里（图2-1a），空间点A的静水压强p的大小是否与受压面ab的方位有关

呢？例如，以A点为原点建立直角坐标系（图2-2），则沿各坐标轴方向的静水压强p_x、p_y、p_z是否相等？为了弄清这个问题，设以A点为顶点，取出边长为dx、dy、dz的微小四面体$ABCD$作为隔离体，分析其受力情况和平衡条件。

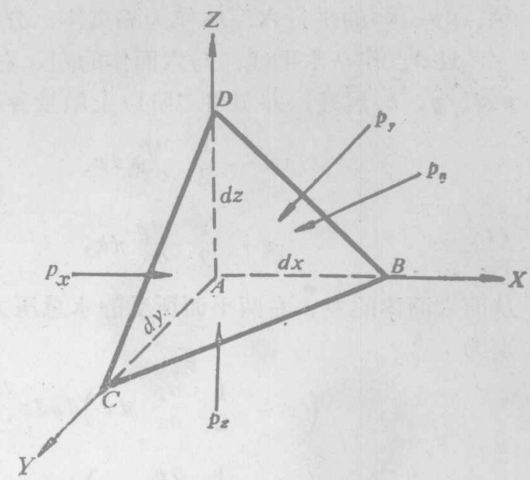


图 2-2

作用于同一个微小平面上各点的静水压强可认为是相等的，故ACD、ABD、ABC三个微小平面上各点的静水压强分别为P_x、P_y、P_z；设BCD平面的面积为ω，静水压强为p_n，则该四面体$ABCD$的四个平面所受的静水总压力分别为

$$\frac{1}{2}dydzp_x,\ \frac{1}{2}dxdzp_y,\ \frac{1}{2}dxdyp_z,\ \omega p_n$$

因单位质量力的三个分量为X、Y、Z，故四面体所受总质量力的三个分量为

$$\frac{1}{6}\rho dxdydzX,\ \frac{1}{6}\rho\, dxdydzY,\ \frac{1}{6}\rho\, dxdydzZ。$$

该四面体在上述表面力和质量力的共同作用下处于平衡状态。现对x轴方向写它的平衡方程如下

$$\frac{1}{2}dydzp_x-p_n\omega\cos(p_n,x)+\frac{1}{6}\rho dxdydzX=0$$

由几何关系可知，在上式中，$\omega\cos(p_n,x)=\frac{1}{2}dydz$，若略去三阶无穷小量，可得

$$p_x=p_n$$

同理，写y轴方向和z轴方向的平衡方程，也可得到

$$p_y=p_n,\ p_z=p_n$$

因此

$$p_x=p_y=p_z=p_n \tag{2-2}$$

由于n的方向是任意选定的，故上式表明，任意一点的静水压强p是各向等值的，与作用面的方位无关，这是静水压强p的第二个特性。

简要地说，静水压强p具有两个特性，即垂直性和各向等值性，这对分析静水压强的分布规律和计算静水总压力具有重要意义。

第二节　液体平衡微分方程

静水压强p具有各向等值性，它不是矢量，而是标量。根据液体的连续介质假设，p是空间点坐标的连续可微函数，即

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

探求这个函数式的一般步骤：先建立液体平衡微分方程，然后按照给定的质量力条件进行积分，再由边界条件求得p的代数方程式，以具体反映p的分布规律。