# 绪　论

传输过程是物理量从非平衡状态向平衡状态转移的过程，是自然界和工程技术中普遍存在的现象。比如自然界中阳光的传播、空气的流动、衣服的晾干等就是自然界中的传输现象。在工程技术领域，如冶金、化工、能源、制冷、动力、环保等领域都普遍存在传输现象。

在传输过程中，所传输的物理量一般为动量、热量、质量等。动量传输是指在垂直于实际流体流动方向上，动量由高速度区向低速度区的转移；热量传输是指热量由高温度区向低温度区的转移；质量传输是指体系中一个或几个组分由高浓度区向低浓度区的转移。由此可知，正是由于体系内存在速度梯度、温度梯度和浓度梯度，才会发生动量传输、热量传输、质量传输现象，这种速度梯度、温度梯度、浓度梯度就是产生传输现象的驱动力。

动量、热量和质量传输是一门研究速率的科学，从传输的观点去理解，三者之间具有相当多的类似性和统一性，它们不但可以用类似的数学模型来描述，而且描述三者的一些物理量之间还存在着某些定量关系。这些类似关系和定量关系会使研究三类传输过程的规律性问题得以简化，并可揭示三种传输现象的深刻内涵。如物系中存在着速度、温度和浓度梯度，则分别发生动量、热量和质量的传递现象。

当体系中存在着速度梯度、温度梯度和浓度梯度时，则发生动量、热量和质量传输，既可由分子（原子、粒子）的微观运动引起，也可由旋涡混合造成的流体微团的宏观运动引起。由分子运动引起的动量传输，可采用牛顿粘性定律来描述；由分子运动引起的热量传输为热传导的一种形式，可采用傅里叶定律来描述；而由分子（原子、粒子）运动引起的质量传输称为质量扩散，则采用费克定律来描述。牛顿粘性定律、傅里叶定律和费克定律都是描述分子运动引起的传输现象的基本定律。

## 0.1　牛顿粘性定律

工程技术中所遇到的流体均为实际流体。实际流体与所谓理想流体的一个根本区别，在于前者具有粘性而后者无粘性。

牛顿于 1686 年阐述了流体在作层状运动时，单位面积上的内摩擦力（剪应力）$\tau$ 与两流层间垂直于运动方向的速度梯度 $\frac{du}{dy}$成正比，即

$$\tau = -\mu \frac{du}{dy} \tag{0.1}$$

对于不可压缩流体，则有

$$\tau = -\frac{\mu}{\rho}\frac{d(\rho u)}{dy} = -\nu \frac{d(\rho u)}{dy} \tag{0.2}$$

式中 $y$——垂直于运动方向的坐标(m)；

$\tau$——剪应力，又称动量通量(Pa)；

$\mu$——动力粘度或动力粘度系数 (Pa·s)；

$\nu$——运动粘度($m^2/s$)，$\nu = \mu/\rho$；

$\rho$——密度($kg/m^3$)；

$\frac{du}{dy}$——速度梯度，表示流体剪切变形角速度($s^{-1}$)；

$\frac{d(\rho u)}{dy}$——动量浓度变化率，表示单位体积流体的动量在 $y$ 方向的变化率 [$kg/(m^3 \cdot s)$]。

式中的负号表示动量通量的方向与速度梯度的方向相反，即动量朝着速度降低的方向传输。

粘度是流体的一种物理性质,它仅为流体的状态(压力、温度、组成)的函数,与剪应力或速度梯度无关。气体的粘度随温度的升高而增加，液体的粘度随温度的升高而降低。凡是遵循牛顿粘性定律的流体称为牛顿型流体。所有气体和大多数相对分子量小的液体均属于牛顿型流体。不遵循牛顿粘性定律的流体统称为非牛顿型流体，某些泥浆、污水、聚合物溶液和油漆等，均属于非牛顿型流体。研究非牛顿型流体的学科称为流变学。本书的研究对象仅为牛顿型流体。

## 0.2 傅里叶定律

傅里叶于 1822 年提出，对于各向均匀同性的材料，在一维温度场中，单位时间通过单位面积的热量与垂直于该截面方向的温度梯度成正比，即

$$q = -\lambda \frac{dT}{dy} \tag{0.3}$$

对于恒定的流体,上式写为

$$q = -\frac{\lambda}{\rho c_p} \frac{d(\rho c_p T)}{dy} = -a \frac{d(\rho c_p T)}{dy} \tag{0.4}$$

式中 $y$——温度发生变化方向的坐标 (m)；

$q$——热流密度，又称热量通量[$W/m^2$)]；

$\lambda$——热导率[$W/(m \cdot K)$]；

$a$——热扩散率($m^2/s$)；

$\frac{dT}{dy}$——温度梯度(℃/m)；

$\frac{d(\rho c_p T)}{dy}$——热量浓度变化率($J \cdot m^{-3} \cdot m^{-1}$)；

$c_p$——质量定压热容[$J/(kg \cdot K)$]。

式中的负号表示热量通量的方向与温度梯度的方向相反，即热量朝着温度降低的方向传输。

## 0.3 费克定律

费克于 1855 年首先肯定了扩散过程与热传导过程的相似性，提出了各向同性物质中扩散过程的数学表达式，对于两组分系统，单位时间内通过单位面积的扩散物质的量（质量通量）与垂直于截面方向的浓度梯度成正比，即

$$j_A = -D_{AB}\frac{d\rho_A}{dy} \tag{0.5}$$

式中 $j_A$——组分 A 的扩散质量通量[$kg/(m^2 \cdot s)$]；

$D_{AB}$——组分 A 在组分 B 中的扩散系数($m^2/s$)；

$\rho_A$——组分 A 的密度或质量浓度($kg/m^3$)；

$y$——组分 A 的密度发生变化的方向坐标（m）；

$\frac{d\rho_A}{dy}$——组分 A 的质量浓度（密度）梯度($kg \cdot m^{-3} \cdot m^{-1}$)。

式中负号表示质量通量的方向与浓度梯度的方向相反，即组分 A 朝着浓度降低的方向传输。

## 0.4 三种传输现象的普遍规律

由牛顿粘性定律、傅里叶定律和费克定律的数学表达式（0.1）、(0.3)、(0.5) 可以看出，动量、热量和质量传输过程的规律存在着许多类似性，通过分析得出以下结论。

(1) 动量、热量和质量传输通量，均等于各自的扩散系数与各自量的浓度梯度乘积的负值，三种传输过程可用一个通式来表达，即

$$(\text{通量}) = -(\text{扩散系数}) \times (\text{浓度梯度})$$

(2) 动量、热量和质量扩散系数 $\nu$、$a$、$D_{AB}$具有相同的因次，其单位均为 $m^2/s$。

(3) 通量为单位时间内通过与传输方向垂直的单位面积上的动量、热量或质量，各量的传输方向均与该量的浓度梯度方向相反，故通量的普遍表达式中有一“负”号。

通常将通量等于扩散系数乘以浓度梯度的方程称为现象方程，它是一种关联所观察现象的经验方程。

# 第一篇　动量传输

在自然界中常见的物质状态有三种，即气态、液态和固态，通常把气态和液态称为流体，研究流体流动的学科称为流体力学。动量传输就是研究流体（气体和液体）在外界的作用下运动规律的一门学科，也就是流体力学。本篇就是要研究各种条件下，流动物体中的动量分布情况、动量的传输规律、流动物体的流速随空间和时间的变化规律。之所以在传输理论中称为动量传输，主要是因为从传输的观点出发，它与热量传输、质量传输有相当的类似性和统一性，用动量传输的观点来讨论流体流动，不仅有利于传输理论的和谐，同时还能揭示三种传输现象相类似的深刻内涵。

动量传输是自然界和工程技术中普遍存在的现象，如大气的流动、河流中水的流动、烟囱的烟气流动等。在材料加工和冶金过程中，钢液的流动、气泡的上浮等均与动量传输有关。研究动量传输，掌握其内在规律，不仅对于认识自然现象，改进工程设备，优化工艺过程非常重要，而且因为热量和质量多在流动介质中传输，所以学习动量传输原理也为理解整体的传输理论打下基础。

学习动量传输，必须先了解流体的特性、流体的流动状态、流体静止时的一些力学特点。

# 第 1 章　流体的主要物理性质

## 学 习 要 点

流体包括液体和气体，没有固定的形状，易于流动。

密度：$\rho = \frac{m}{V}$

重度：$\gamma = \frac{G}{V}$

质量体积：$v = \frac{1}{\rho} = \frac{V}{m}$

压缩性　　　　膨胀性　　　　粘性

牛顿粘性定律：$\tau = -\mu \frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}y}$

动力粘度：$\mu = -\frac{\tau}{\left(\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}y}\right)}$

运动粘度：$\nu = \frac{\mu}{\rho}$

恩氏粘度：$°E = \frac{t_1}{t_2}$

温度升高，液体粘度降低，气体粘度则升高。

理想流体：不具有粘度的流体。

# 1.1 流体的概念及连续介质假设

## 1.1.1 流体的概念

所谓流体是指没有固定的形状、易于流动的物质。它包括液体和气体。

流体和固体的差别在宏观上表现为流体具有流动性。设有两块金属板以铆钉连接，如图 1.1。两个平行的拉力反向作用于两块金属板上，一块金属板相对于另一块有滑动的趋势，铆钉承受剪力。在铆钉许用强度范围内，系统保持静力平衡。但若不用金属铆钉,而在其中充满流体,如油、水或空气,使其受剪力的作用，无论剪力怎样小，这些流体都要产生相对运动。因此说，流体是容易变形和流动的物体。

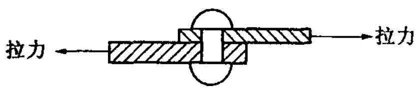


图 1.1　铆接金属板

在微观上，固体的分子排列紧密，分子间的引力和斥力都较大，分子被束缚在平衡位置附近，只能作微小的振动而不能相对移动。因此分子间的距离和相对位置都较难改变，可以承受压力、拉力和剪力，在所受作用力不大时，可以保持自身体积和形状固定不变。液体和气体与固体相比，分子排列松散，分子间引力较小，分子运动强烈，除在平衡位置附近作振动外，还可离开平衡位置作无规则的相对移动，使分子间距离和相对位置发生较大改变，不能承受拉力和剪力，因而不易保持一定的形状，表现出较大的流动性，所以液体和气体统称为流体。这就是流体与固体在力学性质上存在显著区别的根本原因。

同为流体，液体和气体还存在以下不同特性。

液体分子间的距离比气体分子之间的距离小，分子之间的引力尚能使液体保持一定的体积，故在重力作用下有边界（自由）面，有比较固定的体积，而在受到压缩时因分子之间的斥力较大，故有一定抗力，因而在实用意义上具有不可压缩的特性。

气体由于其分子之间的距离很大，引力很弱，既不能保持一定的形状，也不能保持一定的体积，总是完全地充满所占容器的空间，没有自由面，表现出较大的膨胀性。同时由于气体分子之间的斥力很弱，很容易被压缩，因此，气体被认为是可压缩流体。

那么，只要所研究的问题不涉及压缩性时，所建立的流体力学规律，对气体和液体均是适用的；否则，气体和液体应分别处理。

## 1.1.2 连续介质假设

流体是由分子所组成，而分子之间是存在空隙的。如果考虑到这种微观上的物质不连续性，并从每一个分子的运动出发去掌握整个流体平衡与运动的规律，是很困难的，甚至是不可能的。1753 年欧拉( Euler) 建议采用“连续介质”这一概念来对流体的运动进行研究，即把真正的流体看成是一种假想的、由无限多流体质点所组成的稠密而无间隙的连续介质，而且这种连续介质仍然具有流体的一切基本力学性质。

将流体看成是一种连续介质是可行的，因为流体力学所研究的并不是个别分子的微

观运动，而是研究由大量分子组成的宏观流体的机械运动。宏观流体总是具有一定体积的。即使是微小的流体质点，虽然其体积相对于流动空间来说很小而可忽略不计，但它相对于分子间距和分子的平均自由行程来说，却是足够大的，其内仍含有大量的分子。例如，在标准状况下，每立方毫米的空气中包含 $2.7\times10^{16}$个分子，空气分子的平均自由行程约为 $7\times10^{-6}$cm，可见分子间距和分子的平均自由行程都是极其微小的，它与机械运动的距离相比是微不足道的，所以在对流体进行宏观研究时，完全可以把流体看成是既没有空隙也没有分子运动的连续介质。

基于这种概念，流体的状态参数（如密度、流速、压强等）都可写成空间坐标的连续函数。这样就可以引用解析数学连续函数理论来研究流体处于平衡和运动状态下的状态参数问题。本书所研究的流体均指连续介质。

当然，流体的连续介质假设是相对的。例如，在研究稀薄气体流动问题时，这种经典流体力学的连续性将不再适用，而应以统计力学和运动理论的微观近似来代替。此外，对流体的某些宏观特性（如粘性和表面张力等），也需要从微观分子运动的角度来说明其产生原因。

## 1.2 流体的密度、重度、质量体积

流体具有质量和重量，流体的密度、重度、比容是流体最基本的物理量。

单位体积的流体所具有的质量称为密度，以 $\rho$ 表示。对于均质流体，各点密度相同，即

$$\rho=\frac{m}{V}\quad(\mathrm{kg/m^3})\tag{1.1}$$

式中　$m$——流体的质量(kg)；

$V$——质量为 $m$ 的流体所占有的体积($\mathrm{m^3}$)。

单位体积的流体所受的重力称为重度，以 $\gamma$ 表示。对于均质流体，各点受到的重力相同，即有

$$\gamma=\frac{G}{V}\quad(\mathrm{N/m^3})\tag{1.2}$$

式中　$G$——流体所受的重力（N)；

$V$——重力为 $G$ 的流体所占有的体积($\mathrm{m^3}$)。

流体的密度和重度有以下关系

$$\gamma=\rho g\qquad 或\qquad \rho=\frac{\gamma}{g}\tag{1.3}$$

式中　$g$——重力加速度，通常取 $g=9.81\ \mathrm{m/s^2}$。

密度的倒数称为质量体积，以 $v$ 表示

$$v=\frac{1}{\rho}=\frac{V}{m}\quad(\mathrm{m^3/kg})\tag{1.4}$$

它表示单位质量流体所占有的体积。

对于非均质流体，因质量非均匀分布，各点密度不同。取包围空间某点 $A$ 在内的微

元体积 $\Delta V$,设其所包含的流体质量为 $\Delta m$,重力为 $\Delta G$,则当 $\Delta V \to 0$ 时,$A$ 点的密度、重度和质量体积分别为

$$\rho_A = \lim_{\Delta V \to 0} \frac{\Delta m}{\Delta V} = \frac{\mathrm{d}m}{\mathrm{d}V} \tag{1.5}$$

$$\gamma_A = \lim_{\Delta V \to 0} \frac{\Delta G}{\Delta V} = \frac{\mathrm{d}G}{\mathrm{d}V} \tag{1.6}$$

$$v_A = \lim_{\Delta V \to 0} \frac{\Delta V}{\Delta m} = \frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}m} \tag{1.7}$$

## 1.3 流体的压缩性和膨胀性

流体和固体不同，其体积大小将随压强和温度的变化而变化。当温度不变时，流体所占有的体积随作用在流体上的压强增大而缩小，这种特性称为流体的压缩性；当压强不变，流体温度升高时，其体积增大，这种特性称为流体的膨胀性。液体和气体在这两种性质上的差别是很大的。

### 1.3.1 液体的压缩性和膨胀性

液体压缩性的大小，一般用等温压缩率 $\kappa_T$ 表示。其意义是指温度不变时，由压强变化所引起的液体体积的相对变化量，即

$$\kappa_T = -\frac{1}{V}\left(\frac{\Delta V}{\Delta p}\right)_T \tag{1.8}$$

式中 $\kappa_T$—— 等温压缩率($\mathrm{Pa}^{-1}$);

$V$—— 液体原来的体积($\mathrm{m}^3$);

$\Delta V$——体积的变化量($\mathrm{m}^3$);

$\Delta p$——压强的变化量(Pa)。

负号表示压强增加时体积缩小，故加上负号后 $\kappa_T$ 永远为正值。对于 0 ℃的水在压强为 $5.065 \times 10^5$ Pa(5atm)时，$\kappa_T$ 为 $0.539 \times 10^{-4}\mathrm{Pa}^{-1}$，可见水的压缩性是很小的。其他液体的情况与水类似，压缩性也是很小的。因此，在工程上可把液体看成是不可压缩的，只有在特殊情况下，如研究管中水击作用和高压造型机的液压传动系统，才必须考虑液体的压缩性。

液体膨胀系数的大小用体胀系数 $\alpha_V$ 表示。其意义是指在压强不变时，温度每变化 1 K 所引起的液体体积的相对变化量，即

$$\alpha_V = \frac{1}{V}\left(\frac{\Delta V}{\Delta T}\right)_P \tag{1.9}$$

式中 $\alpha_V$——体胀系数($\mathrm{K}^{-1}$);

$V$——液体原来的体积($\mathrm{m}^3$);

$\Delta V$——体积的变化量($\mathrm{m}^3$);

$\Delta T$——温度的变化量(K)。

标准大气压下，当温度较低(10 ~ 20 ℃)时,水的体胀系数仅为 $1.5 \times 10^{-4}\mathrm{K}^{-1}$ 当温度较高(90 ~ 100 ℃)时,也仅为 $7 \times 10^{-4}\mathrm{K}^{-1}$ 。因此,在工程实际中,除供热系统外,可以不考

虑液体的膨胀性。

### 1.3.2 气体的压缩性和膨胀性

温度与压强的改变，对气体体积变化的影响很大。根据物理学中理想气体状态方程可知，对一定质量的理想气体，当温度不变时，气体体积与压强成反比，即压强增加一倍，体积减为原来的一半；当压强不变时，体积与热力学温度成正比，温度每升高 1 K，体积就膨胀 1/273。由此可见，气体具有很大的压缩性和膨胀性。但当气体流速不高（小于 50 m/s），或在运动过程中温度、压强变化不大（相对压强小于 $1.013\times10^5$ Pa)时，也可将气体看做和水一样是不可压缩流体。这样，关于液体平衡和运动规律也同样适合于气体的流动。比如在车间的通风除尘系统和气体输送系统的设计计算中，因管道内的气流速度一般都小于20 m/s，故可以不考虑气体的压缩性和膨胀性，按液体的运动和平衡规律进行处理。

## 1.4 流体的粘性

### 1.4.1 流体粘性的概念

首先观察两个实例。若流体充满管道作稳定流动，用测速仪器来测量管道断面上各点速度，便会发现紧贴管壁流速为零，越近轴心，流速越大，轴心上的速度最大。在整个断面上，流速是按一定的曲线规律分布的，如图 1.2。图 1.3 为宽度（与纸面垂直）与长度都足够大的两平行平板间的流动。上平板以速度 $u_0$ 相对于下平板平行运动，紧贴在上平板上的流体质点速度亦为 $u_0$;下平板不动,速度为零,紧贴于其上的流体速度亦为零。中间的各点流速则按线性规律分布。

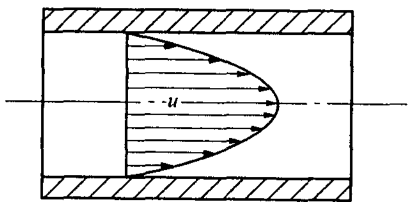


图 1.2 圆管中的流速分布

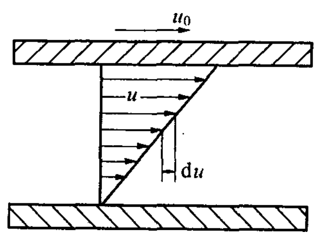


图 1.3 平行平板间的流速分布

上面这些现象都是流体粘性的表现。我们可以把其中的运动看成是许多无限薄的流体层在作相对运动。由于流体的任意两层间都有速度差，故速度快的流体层对速度慢的流体层会产生一个拖力使它加速，而速度慢的流体层对速度快的流体层则有一个阻力使它减速。拖力和阻力是大小相等而方向相反的一对作用力，称做内摩擦力和粘性阻力。所以流体粘性又可简单定义为流体中发生相对运动时，流体层与层之间产生内摩擦力的一种性质。流体粘性只有在流体层间有相对运动时才会呈现出来，静止的流体不会表现出粘性，因而也不存在内摩擦力。

内摩擦力产生的物理原因是：

①由于分子作不规则运动时，各流体层之间互有分子迁移掺混，快层分子进入慢层时给慢层以向前的碰撞，交换能量，使慢层加速；慢层分子迁移到快层时，给快层以向后的碰撞，形成阻力而使快层减速。这就是分子不规则运动的动量交换形成的内摩擦力。

②当相邻流体层有相对运动时，快层分子的引力拖动慢层，而慢层分子的引力阻滞快层，这就是两层流体之间吸引力所形成的阻力。

### 1.4.2 牛顿粘性定律

根据大量的实验研究，牛顿于 1686 年提出流体运动产生的内摩擦力大小与沿接触面法线方向的速度变化（即速度梯度）成正比，与接触面的面积成正比，而与接触面上的压强无关。这个关系式称为牛顿粘性定律（Newton's Law of Viscosity），即

$$F = \mu A \frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}y} \tag{1.10}$$

式中 $F$——流体层接触面上的内摩擦力（N）；

$A$——流体层之间的接触面积（$m^2$）；

$\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}y}$——速度梯度（$s^{-1}$）；

$\mu$——动力粘度（Pa·s）。

若以单位面积上的内摩擦力（剪应力，又称为动量通量）$\tau$ 表示，则牛顿粘性定律可以表示为

$$\tau = -\mu \frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}y} \tag{1.11}$$

式中负号表示动量通量的方向与速度梯度的方向相反，即动量朝着速度降低的方向传输。通常把满足牛顿粘性定律的流体称为牛顿流体，此时 $\mu$ 不随 $\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}y}$ 而变化，否则称为非牛顿流体。实验证明大多数气体、水和油类都属于牛顿流体。本书所讨论的内容只限于牛顿流体。

### 1.4.3 动力粘度、运动粘度和恩氏粘度

流体粘性的大小以粘度来表示和度量。粘度可分为以下三种。

1. 动力粘度 $\mu$

从牛顿粘性定律可得

$$\mu = -\frac{\tau}{\left(\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}y}\right)} \quad (\mathrm{Pa \cdot s}) \tag{1.12}$$

动力粘度表示单位速度梯度下流体内摩擦应力的大小，它直接反映了流体粘性的大小。在 SI 制中，$\mu$ 的单位为 Pa·s。

2. 运动粘度 $\nu$

动力粘度 $\mu$ 与流体密度 $\rho$ 的比值称为运动粘度，以 $\nu$ 表示，即

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (\mathrm{m^2/s}) \tag{1.13}$$

在 SI 制中，$\nu$ 的单位为 $m^2/s$。

3. 恩氏粘度

恩氏粘度是一种相对粘度，它仅适用于液体。恩氏粘度值是被测液体与水的粘度的比较值。其测定方法是：将 200 mL 的待测液体装入恩氏粘度计中，测定它在某一温度下通过底部 $\phi 2.8$ mm 标准小孔口流尽所需的时间 $t_1$，再将 200 mL 的蒸馏水加入同一恩氏粘度计中，在 20 ℃标准温度下，测出其流尽所需时间 $t_2$，时间 $t_1$ 与 $t_2$ 比值就是该液体在该温度下的恩氏粘度，即

$$°E = \frac{t_1}{t_2} \tag{1.14}$$

恩氏粘度 $°E$ 是无量纲数。当 $°E > 2$ 时，它与运动粘度　之间的关系式（经验公式）为

$$\nu = (7.13°E - \frac{6.31}{°E}) \times 10^6 \quad (m^2/s) \tag{1.15}$$

### 1.4.4 温度和压强对流体粘度的影响

流体粘度随温度和压强而变化，由于分子结构及分子运动机理的不同，液体和气体的变化规律是截然相反的。

液体粘度大小取决于分子间的距离和分子引力。当温度升高或压强降低时液体膨胀，分子间距增加，分子引力减小，粘度降低。反之，温度降低，压强升高时，液体粘度增大。

气体分子间距较大，内聚力较小，但分子运动较剧烈，粘性主要来源于流层分子的动量交换。当温度升高时，分子运动加剧，所以粘性增大；而当压强提高时，气体的动力粘度和运动粘度减小。

### 1.4.5 理想流体的概念

所有的流体都是有粘性的，只是其大小程度不同而已。由于粘性的存在，使得对流体运动规律的研究变得更复杂。为了便于理论分析，引入理想流体的概念，这种实际上并不存在于自然界中的假想流体不具有粘度。这一假设的引入大大简化了分析，容易得到流体运动的规律，建立某些基本方程。当粘度影响不大时，便可直接应用此方程来解决实际问题；对于粘度影响较大，而不能忽视时（如流动的能量损失等问题），则可以专门对粘性的作用进行理论分析和实验研究，然后再对理想流体的分析结果进行修正和补充，得到实际流体的运动规律。

## 习　题

1. 何谓流体，流体具有哪些物理性质？
2. 某种液体的密度 $\rho = 900$ kg/m$^3$，试求其重度 $\gamma$ 和质量体积 $v$.
3. 已知某液体的动力粘度 $\mu = 0.005$ Pa·s，重度 $\gamma = 8\,330$ N/m$^3$，求该液体的运动粘度 $\nu$.
4. 某可压缩液体在圆柱形容器中，当压强为 2 MN/m$^2$ 时体积为 995 cm$^3$，当压强为 1 MN/m$^2$ 时体积为 1 000 cm$^3$，问它的等温压缩率 $\kappa_T$ 为多少？

5. 当一平板在一固定板对面以 0.61 m/s 的速度移动时（图 1.4），计算其稳定状态下的动量通量（$N/m^2$）。板间距离为 2 mm，板间流体的动力粘度为 $2\times10^{-3}$ Pa·s，动量 通量的方向如何？切应力的方向呢？

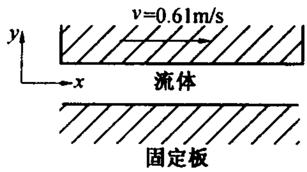


图 1.4

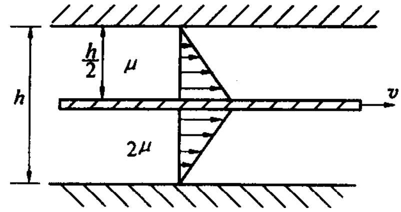


图 1.5

6. 如图 1.5所示，在相距 $h=0.06$ m 的两个固定平行平板中间放置另一块薄板，在薄板的上下分别放有不同粘度的油，并且一种油的粘度是另一种油的粘度的 2倍。当薄板以匀速 $v=0.3$ m/s 被拖动时，每平方米受合力 $F=29$ N，求两种油的粘度各是多少？

# 第 2 章　流体静力学

## 学习要点

作用在流体上的力分为质量力和表面力。

流体静压强的方向是沿着作用面的内法线方向，大小由该点的坐标决定，与方向无关。

欧拉静平衡方程：

$$\begin{cases} X - \dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial p}{\partial x} = 0 \\ Y - \dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial p}{\partial y} = 0 \\ Z - \dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial p}{\partial z} = 0 \end{cases}$$

流体静力学基本方程：

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} \text{或} p = p_0 + \rho g h = p_0 + \gamma h$$

静止液体作用于平面壁上的压力： $P = \gamma h_C A$

对曲面壁压力的水平分力：$P_x = \gamma h_C A_x$

垂直分力：$P_z = \gamma V$

流体静力学研究流体静态平衡时的力学规律以及这些规律在工程技术中的实际应用，也是研究流体运动的基础。

这里所说的静态平衡，是指流体在宏观上没有相对运动，达到了相对的平衡。静态平衡包括两种情况：一种是流体对地球无相对运动，叫绝对静止，例如盛装在固定不动容器中的液体。另一种是流体整体对地球有相对运动，但流体对运动容器无相对运动，流体内部宏观上也无相对运动，这种静止叫相对静止，例如离心铸造时，铸型内的金属液在旋转达到稳定之后，金属液内部以及与铸型间宏观上没有相对运动，金属液如同刚体一样随铸型一起转动，相对于铸型处于静止状态。

由于流体静止时，宏观上无相对运动，流体的粘性表现不出来，作用在流体上的力只有法向压应力。平衡问题中的力学规律，实际上就是压力分布的规律，并且这些规律对理想流体和实际流体均适用。

## 2.1 作用在流体上的力

作用在流体上的力就其产生原因的不同可分为质量力和表面力两类。

### 2.1.1 质量力

质量力是指作用在流体内部任何一个流体质点上的力，其大小与质点质量成正比，是由加速度所产生的，与质点以外的流体无关，例如重力和惯性力。

若流体密度为 $\rho$，质点所具有的微体积为 $\mathrm{d}V$,则质量力在 $x$、$y$、$z$ 三个坐标方向的分力为 $F_x = X\rho\mathrm{d}V, F_y = Y\rho\mathrm{d}V, F_z = Z\rho\mathrm{d}V$ 。其中 $X$、$Y$、$Z$ 代表单位质量流体的质量力分量。根据牛顿第二定律，它们就是加速度在三个坐标轴上的投影，即单位质量力在数值上等于加速度。

### 2.1.2 表面力

表面力是指作用在所研究流体体积表面上的力，其大小与表面积成正比，是由与所研究流体接触的相邻流体或固体的作用而产生的。表面力按其作用方向可以分为两种：一种是沿流体表面内法线方向的法向力，一种是与流体表面相切的切向力。

无论流体处于静止还是运动状态，法向力始终存在，并且根据流体性质只能是压力。流体粘度所引起的内摩擦力就是切向力，静止（或相对静止）流体以及处于运动的理想流体都不存在内摩擦力，因而切向力为零。

## 2.2 流体静压强及其特性

### 2.2.1 流体静压强的概念

前已述及，静止流体的任何表面上不存在内摩擦力，同时静止的流体不能抵抗拉力，所以作用在静止流体表面上唯一的力就是压力。它的方向处处沿着表面的内法线方向，

称做流体静压力。若在流体表面上任取一微小面积 $\Delta A$ ,设作用在 $\Delta A$ 上的流体静压力为 $\Delta P$ ，则表面上任一点的流体静压强可以定义为

$$p = \lim_{\Delta A \to 0} \frac{\Delta P}{\Delta A} = \frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}A} \tag{2.1}$$

所以流体静压强是指单位面积上的流体静压力，其单位为 $N/m^2$,也称 Pa。

### 2.2.2 流体静压强的特性

流体静压强具有两个重要特性：

(1) 流体静压强的方向是沿着作用面的内法线方向的。现证明如下：

若流体静压强的方向不垂直于作用面（见图 2.1）,则必然存在剪应力 $\tau$;若静压强方向不指向作用面，则必然存在拉应力 $\sigma$。这些都将违背流体的性质和静止的条件。因此，流体静压强的方向只能是沿着作用面的内法线方向。

(2) 静止流体中任意点的静压强值只能由该点的坐标位置决定，而与该压强的作用方向无关。即沿各个方向作用于同一点的静压强是等值的。现证明如下：

假设从静态平衡流体中分离出一微小四面体（如图 2.2),体积为 $\mathrm{d}V$，与坐标轴相重合的边长分别为 $\mathrm{d}x$、$\mathrm{d}y$、$\mathrm{d}z$。$p_x$、$p_y$、$p_z$ 和 $p_n$ 代表周围流体对此微小四面体的压强。当处于平衡状态的微小体积 $\mathrm{d}V$ 逐渐缩小，以零为极限时，图中的 $p_x$、$p_y$、$p_z$ 和 $p_n$ 将代表 $O$ 点来自不同方向的流体静压强。

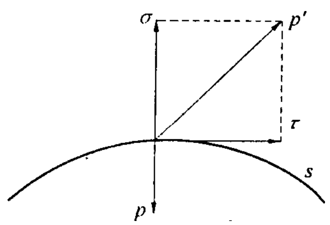


图 2.1 流体静压强的方向

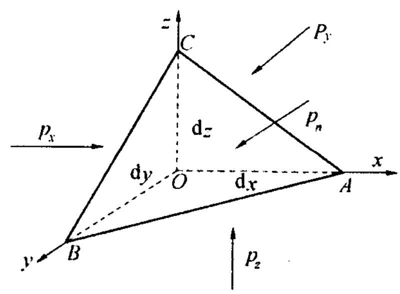


图 2.2 静态平衡的微小四面体

以 $\mathrm{d}A$ 表示四面体倾斜面 $ABC$ 的微小面积，按照力的平衡条件，可以求出 $x$ 方向力的方程为

$$p_x \frac{1}{2}\mathrm{d}y\mathrm{d}z - p_n \mathrm{d}A\cos(n,x) + X\rho\frac{1}{6}\mathrm{d}x\mathrm{d}y\mathrm{d}z = 0 \tag{2.2}$$

式中 $\cos(n,x)$——$p_n$ 与 $x$ 轴夹角的余弦。

由于

$$\mathrm{d}A\cos(n,x) = \mathrm{d}A_x = \frac{1}{2}\mathrm{d}y\mathrm{d}z \tag{2.3}$$

故有

$$p_x - p_n + X\rho\frac{1}{3}\mathrm{d}x = 0 \tag{2.4}$$

同理可得