

哈尔滨工业大学出版社

工程液体 和 气体动力学

赵肃铭 冯国泰 韩万今 编



前 言

本书从工程应用角度，讲述了液体和气体动力学的基本概念、基本规律和计算方法。

哈尔滨工业大学热力轮机专业从1957年建立以来，一直独立地为本专业本科学生开设气体动力学课程，编有《空气动力学》讲义。后来工程流体动力学和气体动力学两门课程合并，又根据新的教学大纲的要求，编写了《工程液体和气体动力学》校内教材。本书是在上述教材的基础上修改、编写而成的。

本书具有如下特点：

1. 把热力轮机专业的工程流体动力学（水力学）和气体动力学两门课程合并，用统一的观点和研究方法，根据两门课程之间的共性和内在联系，在内容上取其精华，融会贯通，形成一门适于热力轮机专业使用的教材，避免了原两门课教材中的一些不必要的重复，减少了教学时数。

2. 为了便于学生学习和掌握本课程的基本内容，本书首先较详细地讨论了理想流体一元流动的基本理论、基本规律、基本方程及其应用，然后在此基础上逐步深入地讨论了粘性流体和三元流动的基本规律及其计算问题。实践表明，这种由浅入深、由简单到复杂、由特殊到一般的内容安排，符合循序渐进的学习规律，获得较好的教学效果。

3. 本书是专业基础课教材，具有广泛的通用性。在各个工业领域中，凡设计、制造和使用叶轮机械的部门都可将本书作为教材或参考书。它是学习轮机原理课程的先修课教材。

本书共分十二章。第一章至第五章由赵肃铭编写；第六章至第十章由冯国泰编写；第十一章、第十二章由韩万令编写。焦德勇教授担任本书的主审。在审查书稿时，提出了许多具体意见，纠正了某些不正确的提法，在此谨表深切的谢意。

限于编者的水平，书中的缺点和错误在所难免，恳切希望同行、广大读者及以本书为教材学习本课程的学生提出批评和指正。

编 者

1991年4月于哈尔滨

目 录

前 言	(1)
第一章 流体力学的基本概念	(1)
§ 1-1 流体的特性及连续介质的概念	(1)
§ 1-2 流体的粘性	(5)
§ 1-3 流体的可压缩性及热膨胀性	(9)
§ 1-4 研究流体运动的两种方法	(12)
§ 1-5 流场及其分类	(14)
§ 1-6 迹线、流线、流管及流量	(18)
第二章 流体静力学	(23)
§ 2-1 作用在流体上的力	(23)
§ 2-2 流体静压力及其特性	(25)
§ 2-3 静止流体平衡微分方程式及等压面的概念	(26)
§ 2-4 重力流体和相对静止流体中静压力的分布规律	(28)
§ 2-5 压力表示方法	(33)
§ 2-6 流体作用在平面和曲面上的总压力	(34)
§ 2-7 大气的平衡	(39)
第三章 流体一元流动基本方程式	(41)
§ 3-1 系统和控制体	(42)
§ 3-2 流体一元流动基本方程的微分形式	(43)
§ 3-3 流体一元流动基本方程的积分形式	(51)
§ 3-4 声速及声速方程式	(54)
§ 3-5 理想流体伯努利方程式及其应用	(57)
§ 3-6 完全气体一元等熵定常流动及其气动函数	(60)
第四章 膨胀波和激波	(69)
§ 4-1 小扰动在气流中的传播	(69)
§ 4-2 平面马赫波	(71)
§ 4-3 超声速气流绕外凸壁面与绕内凹壁面的流动	(73)
§ 4-4 特征线和特征线网图	(78)
§ 4-5 激波的形成	(82)
§ 4-6 激波前后各流动参数间的关系	(85)
§ 4-7 激波极限	(95)
§ 4-8 正激波的一般解法	(96)
§ 4-9 推进激波	(99)
§ 4-10 膨胀波与激波的相交与反射	(100)

§ 4-11 超声速气流的速度测量	(107)
第五章 流体的一元管道流动	(107)
§ 5-1 粘性流体的两种流态	(109)
§ 5-2 管道中流动阻力损失的分类 流动损失的迭加原理	(113)
§ 5-3 实际流体总流的伯努利方程式和动量方程式	(115)
§ 5-4 流体在圆管中的层流流动	(118)
§ 5-5 流体在圆管中的湍流流动 尼古拉兹实验	(121)
§ 5-6 局部阻力损失	(126)
§ 5-7 变截面管中的一元等熵流动	(131)
§ 5-8 等截面一元摩擦管流	(140)
§ 5-9 等截面管中有热交换的一元定常理想流动	(148)
§ 5-10 管道计算	(156)
第六章 流体三元流动基本方程式	(166)
§ 6-1 流体运动的分解	(166)
§ 6-2 流场参数的随体导数	(175)
§ 6-3 连续微分方程式	(178)
§ 6-4 欧拉运动微分方程式	(181)
§ 6-5 能量微分方程式	(182)
§ 6-6 葛罗米柯运动微分方程式与克罗克定理	(185)
§ 6-7 运动微分方程式的积分	(186)
§ 6-8 理想流体基本方程组	(190)
§ 6-9 初始条件和边界条件	(191)
§ 6-10 积分形式的基本方程	(192)
第七章 理想气体的平面无旋流动	(196)
§ 7-1 速度环量和速度势	(196)
§ 7-2 平面势函数的微分方程式	(200)
§ 7-3 流函数	(202)
§ 7-4 不可压缩平面势流 简单典型的不可压缩平面势流举例	(205)
§ 7-5 不可压缩平面势流绕圆柱体的流动	(210)
第八章 粘性流体的运动	(216)
§ 8-1 粘性流体运动的基本方程	(217)
§ 8-2 广义牛顿内摩擦定律与粘性流体基本方程组定解问题	(221)
§ 8-3 纳维-斯托克斯方程式的精解举例	(226)
§ 8-4 雷诺方程	(227)
第九章 流体的旋涡运动	(232)
§ 9-1 旋涡运动的基本概念	(232)
§ 9-2 斯托克斯定理	(235)
§ 9-3 凯尔文定理	(240)

§ 9-4 关于旋涡运动的海姆霍兹三定理	(243)
第十章 附面层基本理论	(246)
§ 10-1 附面层概念	(246)
§ 10-2 附面层的特征量	(247)
§ 10-3 平面不可压层流附面层微分方程式	(250)
§ 10-4 附面层动量积分关系式	(259)
§ 10-5 附面层的转捩和分离	(261)
§ 10-6 利用积分方程对平板附面层的计算	(263)
§ 10-7 可压缩附面层基本概念	(269)
§ 10-8 流体作用在绕流物体上的阻力	(272)
第十一章 机翼及叶栅基本理论	(275)
§ 11-1 翼型的几何参数与气动特性	(275)
§ 11-2 库塔-儒可夫斯基升力定理	(278)
§ 11-3 库塔-儒可夫斯基假定 机翼绕流环量形成的物理过程	(281)
§ 11-4 气流绕翼型流动的气动特性及其影响因素	(282)
§ 11-5 有限翼展机翼理论	(287)
§ 11-6 叶栅的几何参数和气动参数	(289)
§ 11-7 叶轮机器的基础方程——欧拉方程	(291)
§ 11-8 不可压缩及亚声速叶栅原理 平面叶栅的库塔-儒可夫斯基定理	(294)
第十二章 流体力学实验基础	(298)
§ 12-1 流体力学实验研究的中心问题和基本任务	(298)
§ 12-2 量纲理论	(299)
§ 12-3 相似理论	(305)
§ 12-4 流体力学实验设备简介	(311)
§ 12-5 流动参数测量	(324)
§ 12-6 实验举例	(326)
附录1 气体动力学函数表 ($\gamma=1.4$)	(334)
附录2 平面超声速气流绕外钝角膨胀流函数表 ($\gamma=1.4$)	(341)

第一章 流体力学的基本概念

流体是液体和气体的统称。

流体力学是力学的一个分支，它研究流体的平衡和运动的基本规律，以及流体和固体之间相互作用的基本规律。

本章讨论与流体力学总体性质有关的一些基本概念，这些概念将贯穿各章节的始终。

§ 1-1 流体的特性及连续介质的概念

流体的运动规律除与外界条件有关之外，还和流体自身的性质和特性有关。

一、流体的特性

流体和固体相比，人们很容易从它们的外部表现分辨其不同的特性，但如何根据它们的内部结构从物理性质上加以区别，还需要认真考虑。

固体的分子排列紧密，分子之间的引力和斥力很大，分子间的距离和相对位置难于改变，所以它具有抵抗压力、拉力和剪切力的能力，容易保持自身的体积和形状。

流体不同于固体。流体分子排列松散，分子间的引力较小，加上分子运动较强烈，不能抵抗拉力和剪切力。其外部表现就是不能保持一定的形状，极容易流动。例如取杯中某一部分静止的液体，其重力和液面垂直（如图1-1a）。将杯倾斜，其重力 P 可分解为垂直液面的法向力 P_n 和沿液面的切向力 P_t （如图1-1b所示）。由于液体静止时不能承受切向力，故在任何微小的切向力作用下都可使液体发生变形运动，直至切向力消失，液体保持水平表面时为止。

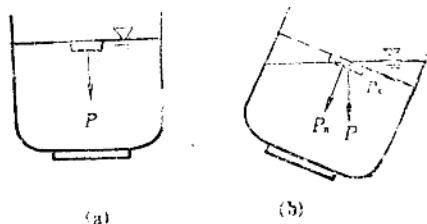


图1-1 静止液体受力

液体和气体虽然都具有流动这一共同特性，但它们还有不同之处。气体分子间的距离比液体还大，引力和斥力都很弱，它既不能保持一定的形状，也不能保持一定的体积，很容易膨胀或被压缩。由于气体分子的热运动，气体很快能充满所在容器整个空间。液体由于表面张力作用，具有使自身表面缩小到最小表面的特性。所以，一定量的液体在大容器内，只占据一定的体积，而在上部形成自由表面（即液体和气体的分界面），还能够形成滴状流体。液体的分子距离与分子的有效直径差不多相等，因而当液

体受到压力作用时, 分子距离稍有缩小, 就会出现强大的分子斥力来抵抗压缩, 以阻止分子距离的缩小, 所以液体具有实用意义的不可压缩性。

二. 流体作为连续介质的概念

在研究流体或流动中的各种现象时, 如果按其真实的物质结构来分析, 它们都是由大量运动着的分子组成的, 分子和分子之间以及在分子的内部, 都存在着间隙, 由于分子不断运动, 间隙的位置也在随时改变, 因此在流动空间, 流体质量的分布是不连续的, 流体物理量的分布也是不均匀的。这样, 如果要研究流体流动空间某一点的性质, 这一点可能落到有质量的地方, 也可能落到间隙处, 两种情况, 性质完全不同, 所以该点的物理量就无法确定。

不过对大多数工程上的流体力学问题并不需要从分子运动论的微观角度进行研究。我们的兴趣在于确定流体的宏观的物理属性及其运动规律。例如要研究流体和固体的相互作用, 包括力和传热两个方面。力和传热都不是流体个别分子的行为, 而是大量分子行为所表现的宏观平均效应。

提出连续介质物理模型, 就是不考虑流体真实的物质结构, 把流体看作是一种连续物质组成的结构形态, 其中既不存在分子间距和分子内部的间隙, 也没有分子运动。

为了说明连续介质这种假想的结构形态的实用性和有效界限, 我们研究流动空间某一点处流体的物理属性。

1. 一点的密度

如图 1-2 所示, 在流体运动空间中取一点 $M(x, y, z)$, 包围 M 点取一微元体积 ΔV , 其质量 Δm , 微元体的平均密度可用

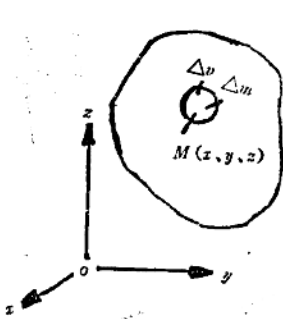


图 1-2 一点的密度

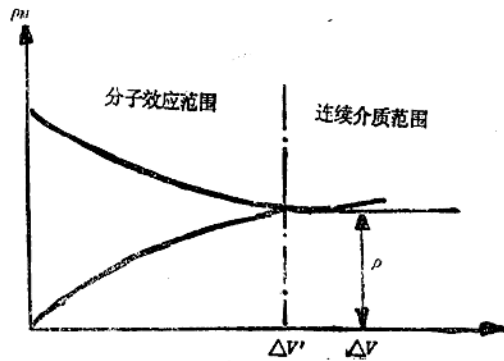


图 1-3 ρ_M 随 ΔV 变化图

$$\rho_M = \frac{\Delta m}{\Delta V}$$

来表示。

如果开始时微元体积取得较大, 尔后逐渐收缩包围 M 点的微元体积, 那么经过测试得出, 所测出的质量是不同的, 计算得到的平均密度 ρ_M 亦随 ΔV 而变化。将其结果画在 $\rho_M - \Delta V$ 坐标图上 (图 1-3), 可见当 ΔV 接近某一特征体积 $\Delta V'$ 时, ρ_M 便趋于某一极限值。当 $\Delta V < \Delta V'$ 时, 平均密度出现了不稳定值。在不同时间测出的平均密度数值不

同,因而无法确定对应 ΔV 的 ρ_M 值。但是 ρ_M 的变化是在一定的上下限范围内进行的,这现象可以这样来解释。当 $\Delta V < \Delta V'$ 以后,在 ΔV 内包含的分子数减少到这样程度,以至进入和跑出 ΔV 的分子数不能随时保持平衡,质量出现了不确定值,故 ρ_M 随时间而振荡。 ΔV 越小,其中包含的分子数越少,不稳定范围越大。如果设想体积减小到只包含一个分子时,这个分子跑出 ΔV ,则 ρ_M 为零,这个分子进入 ΔV ,则 ρ_M 达到最大值。特征体积 $\Delta V'$ 是连续介质范围的界限。于是定义一点的密度是:当 ΔV 趋于 $\Delta V'$ 时,密度的渐近值为 ρ ,其数学形式表示为

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

2. 一点的速度

作为连续介质的流体在某一点的速度和这一点的个别分子的运动速度是不相干的,它是流体质点的宏观速度。和上述方法一样,在流体流动空间中,在某一瞬时,取一个包围着M点的微元体积 ΔV ,当 ΔV 收缩到特征积 $\Delta V'$ 时,该体积重心运动的瞬时,速度既定义为M点的流体速度。

3. 一点的应力

如图1-4所示,在流体中取一面上包含M点沿给定方向的微元面积 ΔA ,上面作用着来自周围流体的作用力 ΔF 。此力可以分解为垂直 ΔA 方向的法向分力 ΔF_n 和沿面方向的切向分力 ΔF_t ,收缩微元面积 ΔA ,测试表明,如图1-5所示,也存在一个保持连续介质属性的特征面积 $\Delta A'$ 。通常把作用在单位面积上的法向分力 $\frac{\Delta F_n}{\Delta A}$ 称为平均正应力。对其取极限,定义为流体在该点处的正应力(对理想流体,该点正应力即为流体的压力),以 P 表示,则

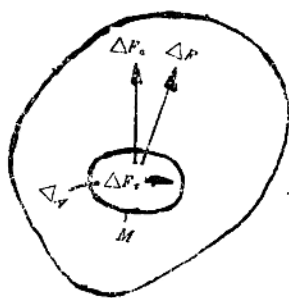


图1-4 一点的应力

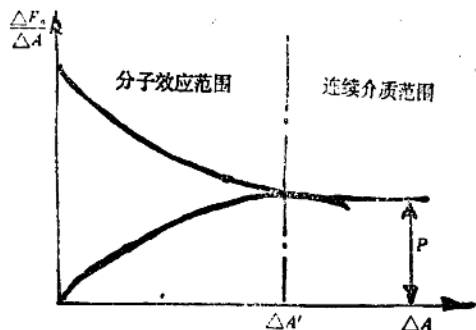


图1-5 $\frac{\Delta F_n}{\Delta A}$ 随 ΔA 变化图

$$P = \lim_{\Delta A \rightarrow \Delta A'} \frac{\Delta F_n}{\Delta A} \quad (1-1-2)$$

式(1-1-2)表示一点的正应力的定义。其中 $\Delta A'$ 和 $\Delta V'$ 应是同一数量级的。

同理,也可写出一点的切应力的定义式

$$\tau = \lim_{\Delta A \rightarrow \Delta A'} \frac{\Delta F_{\tau}}{\Delta A} \quad (1-1-3)$$

从流体这几个物理量的定义中不难看出, 只有所取的体积或面积大于特征体积 $\Delta V'$ 或特征面积 $\Delta A'$ 时, 连续介质的概念才有意义。因此, 作为连续介质的流体质点和数学上几何点的概念是不同的。流体质点实际上是一个有限量的点, 通常也称为流体微团。

流体质点要满足这样的要求: 其体积要足够的小, 能体现流动空间一点的性质; 同时其体积又要足够的大, 使其中包含的分子数目多到足以保证获得稳定的宏观属性。在特征体积下的流体刚好满足上述要求, 就取它作为流体质点或流体微团。

因此, 对连续介质的物理模型可以这样来定义: 流体是由连续分布的流体质点组成的。

连续介质模型的建立给研究流体力学问题提供一个有效的方法。因为工程上大多数流体力学所涉及的尺寸范围不仅远远大于分子的平均自由行程, 也大于特征尺寸 $\Delta V'$ 或 $\Delta A'$ 。例如, 在标准状态下, $1\mu\text{m}^3$ 液体体积中有 3.35×10^{10} 个分子, $1\mu\text{m}^3$ 气体体积中有 2.7×10^6 个分子。在如此微小的体积中包含的分子数目如此之多, 不会因分子随机出入该体积而影响流体宏观特性。

用连续介质的物理模型代替真实流体, 便可以对其应用数学工具。在研究流动空间物理量的分布时, 不管研究的点取在哪里, 都有介质存在, 都可用数学上的连续性条件(激波除外)写出方程或其它数学表达式。由于 $\Delta V'$ 和 $\Delta A'$ 与研究对象的尺寸相比较甚小, 故可忽略, 因而研究流体中每一点的物理量时, 均可采用数学上的定义。如密度可写成

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

正应力和切应力可写成

$$p = \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta F_n}{\Delta A} \quad (1-1-5)$$

$$\tau = \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta F_{\tau}}{\Delta A} \quad (1-1-6)$$

按照连续介质的概念, 在每一瞬时, 在流体流动空间的每一点上都有确定的物理量, 而在不同瞬时在不同的空间点上, 物理量一般不同。因此, 对于密度 ρ 、温度 T 、压力 p 这类标量, 可写成空间坐标位置 (x, y, z) 和时间 t 的函数

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

$$T = T(x, y, z, t)$$

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

对于速度 $\vec{v}$ 这类矢量, 亦可表示为

$$\vec{v} = \vec{v}(x, y, z, t)$$

如果研究对象所涉及的最小有效尺寸和流体分子的平均自由行程相比不是大得很

多, 比如说处于同一数量级时, 连续介质的概念便不适用了。例如飞行器在离地面200km的高空飞行。空气极为稀薄, 分子的平均自由行程为300m, 远远超过一般结构尺寸, 故不能应用连续介质模型, 而要用分子运动论的微观方法研究这类稀薄气体中的流动问题。

§ 1-2 流体的粘性

一、粘性和粘性系数

流体在运动时, 产生阻抗流体切应力变形的性质称为粘性。

粘性是流体的固有属性, 一切实际流体都具有粘性。当流体内部相邻流动层由于流动速度不同而产生相对滑动时, 流速较快的一层流体对流速较慢的一层流体产生拖动作用, 使其加速。相反, 流速较慢的一层流体对流速较快的一层流体又产生阻滞作用, 使其减速。加速的拖动力和减速的阻滞力发生在两层流体之间, 分别作用在两个流体层上, 其大小相等, 方向相反, 称为内摩擦力。内摩擦力的作用是流体粘性的一种具体表现。流体在流动时, 一部分能量消耗于变形功, 转变为热能。

用分子运动论的观点, 粘性的来源解释为流体分子之间的内聚力和速度不同的相邻流层间进行的动量交换。液体的粘性主要是由分子间的内聚力引起的, 相邻流层间的动量交换较小; 对于气体, 分子之间的内聚力很小, 粘性起因于分子本身的热运动。由于气体分子从一个流层跑到另一个流层, 进行着动量交换, 致使相邻流层之间的速度均等化。

为了研究粘性的影响因素及其数量关系, 现分析相距为 h , 中间充满流体的两个相互平行的平板运动, 如图1-6所示。下面的平板是固定不动的, 上面的平板在切向牵引力 F 作用下, 以速度 V 平行于 F 平板作等速运动。由于存在粘性, 直接和上下平板表面接触的一层流体, 流速等于平板速度。这样, 紧贴下平板那层流体, 速度为零; 紧贴上平板那层流体, 速度为 V , 两平板之间的各层流体速度在 h 不大时为线性分布。由图1-6(a)中所标出的符号, 可写:

$$\frac{V}{h} = \frac{v}{y} = \frac{dv}{dy}$$

如用 A 表示平板面积, 通过试验, 测量阻抗上平板运动的力 F , 试验表明, 流

体对单位平板面积上作用的切向力 $\frac{F}{A}$ 和上平板速度 V 成正比, 和两板距离 h 成反比, 写成等式关系, 有

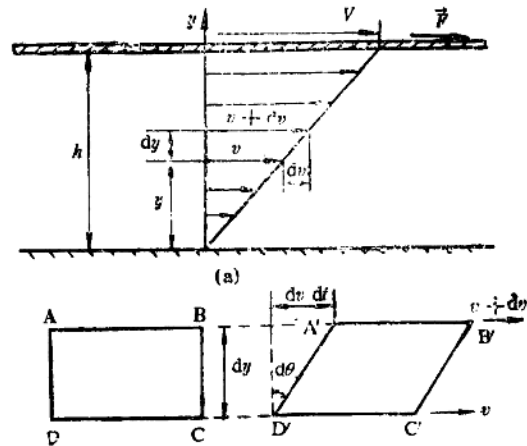


图1-6 动静平板间流体速度分布

$$\frac{F}{A} = \mu \frac{V}{h} = \mu \frac{dv}{dy} \quad (1-2-1)$$

式中, μ 是和流体性质有关的比例系数, 称为动力粘性系数, 或称动力粘度。 $\frac{F}{A}$ 是流体抵抗平板运动的切应力, 它和平板作用的流体上的切应力大小相等, 方向相反。若以 τ 表示单位流层面积上所作用的内摩擦力, 根据作用在每一流层上的力的平衡原理, τ 等于平板作用在流体上的切应力 $\frac{F}{A}$, 由式 (1-2-1) 可得

$$\tau = \mu \frac{dv}{dy} \quad (1-2-2)$$

这一关系是牛顿 1687 年提出的, 称为牛顿内摩擦定律。

由式 (1-2-2) 可见, 摩擦切应力 τ 和速度梯度 $\frac{dv}{dy}$ 成正比。当流体作直线运动时, 速度增量 dv 表示流体的变形速度, 而速度梯度 $\frac{dv}{dy}$ 表示角变形速度。如图 1-6 (b) 所示, 在运动流体中取一微小矩形 ABCD。由于上层 AB 和下层 CD 流速不同, 经 dt 时间后, A、B、C、D 各点分别运动到 A'、B'、C'、D' 点, 原为矩形微元流体变成平行四边形, 角度变化 $d\theta$ 。单位时间内角变量 $\frac{d\theta}{dt}$ 即是剪切角变形速度。由图示几何关系, 因 $d\theta$ 很小, 可写成

$$\frac{d\theta}{dt} \approx \frac{tg d\theta}{dt} = \frac{dv \cdot dt/dy}{dt} = \frac{dv}{dy}$$

可见, 角变形速度等于速度梯度。反过来说, 速度梯度大小也表示流体质点角变形速度的大小。

由式 (1-2-2) 可得动力粘性系数的表达式

$$\mu = \frac{\tau}{dv/dy} \quad [N \cdot s/m^2]$$

流体的动力粘性系数是摩擦切应力与速度梯度的比值, 即单位速度梯度具有的摩擦切应力。

除动力粘性系数外, 在流体运动学中还常用动力粘性系数 μ 与密度 ρ 的比值表示粘性, 称为运动粘性系数, 以 γ 表示

$$\gamma = \frac{\mu}{\rho} \quad [m^2/s]$$

因为 γ 中没有动力学的单位, 只有运动学长度和时间单位, 故称运动粘性系数。

运动粘性系数通常在研究流体相似流动这类问题时采用, 而研究流体内摩擦这类问题时不宜采用。因为不同流体的密度不同, 因而不同流体 γ 值和 μ 值差异很大。例如在 15°C

时, 水的 μ 值是空气 μ 值的 64 倍, 而空气的 γ 值又是水的 γ 值的 12.7 倍。

γ 的单位是 $[\text{m}^2/\text{s}]$, 这个单位太大, 常用的单位是 $[\text{cm}^2/\text{s}]$, 称为斯托克斯, 简称斯。如这个单位也还嫌大, 通常用斯的百分之一作单位, 称厘斯。

$$1 \text{ 斯} = 100 \text{ 厘斯}$$

$$1 [\text{m}^2/\text{s}] = 10^4 \text{ 斯}$$

工程上多用厘斯表示油的粘性, 并以厘斯数命名机械油的牌号。

二、温度和压力对流体粘性的影响

流体粘性的大小由粘性系数来度量。粘性系数的大小除取决于流体本身的性质外, 还决定于流体温度, 而和压力几乎无关。

对液体和气体来说, 粘性系数随温度的变化规律是不同的。当温度升高时, 液体的粘性系数 μ 减小, 而气体的粘性系数 μ 增大。

表 1-1 在不同温度时水的动力粘性系数 μ

温度 ($^{\circ}\text{C}$)	动力粘性系数 $\mu \times 10^3 [\text{Ns}/\text{m}^2]$	运动粘性系数 $\gamma \times 10^6 [\text{m}^2/\text{s}]$
0	1.781	1.785
10	1.307	1.306
20	1.002	1.003
30	0.798	0.800
40	0.653	0.658
50	0.547	0.553
60	0.468	0.474
70	0.404	0.413
80	0.354	0.364
90	0.315	0.326
100	0.282	0.294

表 1-2 几种液体的动力粘性系数 μ

名 称	温 度 $^{\circ}\text{C}$			
	0	20	40	60
标 准 汽 油	7.21×10^{-3}	5.6×10^{-3}		
透 平 油		0.0156	0.00250	0.00122
润 滑 油	0.0653	0.0176	0.00551	0.00224
甘 油		0.0966	0.01344	0.00551
水 银	1.93×10^{-4}	1.0×10^{-4}		1.25×10^{-4}

表 1-1 列出了水的粘性系数 μ 和 γ 随温度的变化数值, 表 1-2 列出了几种常用的液体动力粘性系数 μ 在不同温度下的数值。表 1-3 列出了空气在标准压力下粘性系数 μ 和 γ 随温度的变化。

表1-3

空气在标准压力下的粘性系数

温度 $^{\circ}\text{C}$	动力粘性系数 $\mu \times 10^5 [\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^2]$	运动粘性系数 $\nu \times 10^{-5} [\text{m}^2/\text{s}]$
-40	1.49	0.98
-20	1.61	1.13
0	1.71	1.32
10	1.76	1.41
20	1.81	1.50
30	1.86	1.60
40	1.90	1.68
60	2.00	1.87
80	2.09	2.09
100	2.18	2.31
200	2.58	2.45

随着温度的提高,液体和气体的粘性系数变化规律不同,这不难从分子运动的理论得到解释。如前所述,液体的粘性主要决定于分子间的内聚力。当温度升高时,分子振动的振幅增加,内聚力减小,因而比较容易变形,故粘性系数减小。而气体的粘性主要决定于气体分子的不规则的热运动引起相邻层的动量交换。当温度升高时,气体分子运动速度加快,分子间的碰撞更加频繁,分子平均自由行程减小,因而相邻流层之间的动量交换更加剧烈,故粘性系数增加。

至于压力的变化几乎不影响流体的粘性,也可用分子运动论来说明。对液体来说,它是不可压缩流体,压力增加不至于影响分子振动范围和内聚力的大小,故对粘性系数影响很小。对气体来说,按分子运动理论,动力粘性系数 μ 和气体的密度 ρ 、声速 a 以及分子的平均自由行程 l 的乘积成正比。当压力升高时,虽然密度增加,但分子平均自由行程减小,综合看,对粘性系数 μ 影响不大。

三、粘性流体和理想流体

一切实际流体都是有粘性的,所以实际流体也称为粘性流体。在粘性流体中,对于能满足牛顿内摩擦定律式(1-2-2)流体,称为牛顿流体,牛顿流体的速度梯度和摩擦切应力的关系是通过原点的直线。一般气体和分子结构简单的液体,如水、汽油、乙醇等均属牛顿流体。凡不满足牛顿内摩擦定律的流体,称为非牛顿流体。

图1-7是在 $\tau - \frac{dv}{dy}$ -坐标图上表示牛顿流体和非牛顿流体的关系曲线。把牛顿流体和非牛顿流体的内摩擦定律近似地用一个式子统一表示出来,可写成

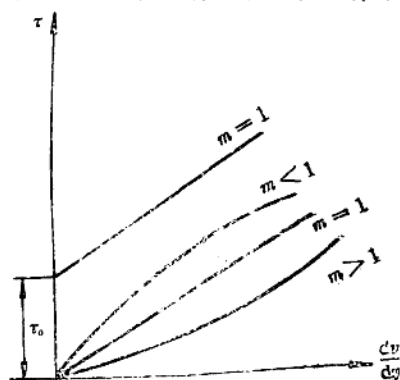


图1-7 牛顿流体和非牛顿流体

$$\tau = K \left(\frac{dv}{dy} \right)^m \quad (1-2-3)$$

式中 K ——流体的粘性系数;
 m ——流体的特征指数。

当 $m = 1$ 时, 为牛顿流体。其余为非牛顿流体, 如有机胶体、油漆、高分子溶液、血液等。本书的内容只限于牛顿流体, 非牛顿流体属流变学的研究内容。

如果假设流体完全没有粘性, 即 $\mu = 0$, 这样的流体称为理想流体。理想流体虽然是一种假想的流体模型, 但由于研究和计算真实粘性流体时要考虑的影响因素很多, 数学求解较为复杂, 因此用理想流体代替粘性流体, 从而得到流体运动的基本规律, 然后再用理论的或实验的方法去考虑粘性的影响, 对理想流体的计算结果进行修正, 便能得到接近实际粘性流体的计算结果, 这是流体力学中通常采用的一种方便的研究方法。

此外, 在某些场合下, 实际粘性流体很接近理想流体。由式 (1-2-2) 可知, 流体的摩擦切应力决定于 μ 和 $\frac{dv}{dy}$, 其中 μ 和流体的物理性质有关, 有些流体 μ 值很小, 在工程上, 可近似看作理想流体; $\frac{dv}{dy}$ 决定于流体的运动情况, 若离壁面较远处, $\frac{dv}{dy}$ 较小, 也可按理想流体模型进行计算。

本书将用较大的篇幅来研究流体的流动规律。

§ 1-3 流体的可压缩性及热膨胀性

一、流体的可压缩性

作用在流体上的压力增加时, 流体被压缩, 流体的体积相应减小。流体的这种属性称流体的可压缩性。

一切流体都是可压缩的, 但液体和气体的可压缩性差别很大。气体分子间的距离比液体的大得多, 因此容易被压缩。

液体的压缩性通常用压缩性系数来表示。其定义是: 在一定的温度下, 作用在液体上的压力增加单位压力时液体体积的相对缩小率。其数学式为:

$$\beta_p = - \frac{1}{V} \cdot \frac{dV}{dP} \quad (1-3-1)$$

式中 V ——液体的体积, $[m^3]$,
 P ——作用在液体上的压力, $[N/m^2]$,
 β_p ——压缩性系数, $[m^2/N]$,

其中负号表示压力增加, 体积减小。

表1-4列举出在 $0^\circ C$ 时的水在不同压力下的压缩性系数。

由表1-4所列数据可见, 压力增加 $1 N/m^2$ 时, 体积的相对缩小大约为 0.5×10^{-9} ,

即体积的缩小为其原体积的亿分之五。其他液体的压缩性系数亦类似。因此在进行工程计算时，一般可忽略压力变化引起液体体积变化。把液体看作是**不可压缩流体**。

表1-4 不同压力下水的压缩性系数(0℃时)

压力 $p \times 10^{-5} [\text{Pa}]$	4.9	9.81	19.61	39.93	78.45
压缩性系数 $\beta_p \times 10^9 [\text{m}^2/\text{N}]$	0.539	0.537	0.531	0.523	0.515

液体被压缩时其质量并不改变，可得 $\frac{dV}{V} = -\frac{d\rho}{\rho}$ 。所以压缩性系数又可写为密度 ρ 的变化形式。

$$\beta_p = -\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dp}$$

在表示液体的压缩性时，通常用**体积弹性系数**（或称弹性模量）来描述。它等于压缩性系数的倒数，以 E_v 表示

$$E_v = \frac{1}{\beta_p} = -\frac{V dp}{dV} = \frac{\rho dp}{d\rho} \quad (1-3-2)$$

E_v 的单位是 $[\text{m}^2/\text{N}]$ 。 E_v 表示流体受压缩性时，流体抗拒压缩的能力。所以弹性系数越大，压缩性越小。表1-5给出在不同温度下水的体积弹性系数值。

表1-5 水的体积弹性系数 E_v 值

温度 $[\text{℃}]$ \ 压力 $[\text{Pa}]$	49×10^4	98×10^4	196×10^4	392×10^4	784×10^4
0	1.8522	1.8623	1.8816	1.9110	1.9404
5	1.8914	1.9110	1.9306	1.9698	2.0286
10	1.9110	1.9306	1.9698	2.0093	2.0776
15	1.9306	1.9600	1.9894	2.0482	2.1266
20	1.9404	1.9796	2.0188	2.0776	2.1727

对气体，压缩性不仅和压力有关，还和其他状态参数的变化有关，即和不同热力过程有关。当气体被压缩时，产生热量。如果压缩过程进行得很慢，有足够时间把压缩生成的热量在压缩过程中全散发出来，便可保持温度不变，这便是**等温过程**。按 $PV = \text{常数}$ 计算压力 p 的变化而引起的体积 V 的改变。可见等温压缩，压力增加一倍，体积减少一半。如果压缩过程进行得很快，热量来不及散发，压缩过程产生的热量又加热了气体本身，这便是**绝热压缩**。按热力学中的绝热方程，

$$PV^k = \text{常数}$$

式中， $k = \frac{C_p}{C_v}$ 称为**绝热指数**（比热比），它是等压比热和等容比热之比值。对不同气体， k 有不同数值。例如空气， $k = 1.4$ 。可见绝热压缩空气，其压力的增加要比体积的减少更快。

一般说, 气体不能看作是不可压缩流体。但是对于运动中的气体, 由于速度变化引起压力变化, 而造成密度(或体积)的变化。通常在低速流动中的气体, 速度变化引起压力变化不大, 因此体积或密度变化很小, 可作为不可压缩流体处理。例如流体流速与当地声速之比小于0.2时, 流速变化引起密度的变化不超过2%, 在工程计算中往往可以忽略。这样低速流动的气体和液体都可采用不可压缩流体的简化模型, 使计算大大简化。

运动气体只有当流速较高时才考虑压缩性的影响, 流速越高, 压缩性影响越大。

二、流体的热膨胀性

流体体积随温度升高而增大的性质称为热膨胀性。流体受热后体积膨胀大小用体积膨胀系数 β_t 表示。其定义是: 在一定压力下, 流体体积随温度改变而变化的相对变化率:

$$\beta_t = \frac{1}{V} \frac{dV}{dT} \quad (1-3-3)$$

式中 V ——流体的体积[m³];

T ——流体的温度[°C或K];

β_t ——体积膨胀系数[1/°C或1/K]。

流体的体积膨胀系数随温度和压力变化。表1-6给出了水的体积膨胀系数 β_t 值。

表1-6 水的体积膨胀系数 β_t

温度 t [°C] 压力 P [Pa]	4~10	10~20	40~50	60~70	90~100
9.8×10^4	14×10^{-6}	150×10^{-6}	422×10^{-6}	556×10^{-6}	719×10^{-6}
980×10^4	43×10^{-6}	165×10^{-6}	422×10^{-6}	548×10^{-6}	704×10^{-6}
1960×10^4	72×10^{-6}	183×10^{-6}	426×10^{-6}	539×10^{-6}	~
4900×10^4	149×10^{-6}	236×10^{-6}	429×10^{-6}	523×10^{-6}	661×10^{-6}
8820×10^4	229×10^{-6}	269×10^{-6}	437×10^{-6}	514×10^{-6}	621×10^{-6}

由表1-6可见, 液体的 β_t 值较小, 当温度变化较小时, 可不计体积的变化。只当温度变化较大时, 需考虑体积膨胀的影响。

对气体来说, 压力和温度变化对气体密度和体积的变化影响很大, 它们之间的关系要用气体状态方程式来描述。如完全气体在等压过程中, 体积变化和温度变化成正比,

$$\frac{dT}{T} = \frac{dV}{V}$$

将此关系代到式(1-3-3)中, 得

$$\beta_t = \frac{1}{T} \quad (1-3-4)$$

式中, T 是气体的绝对温度[K]。

§ 1-4 研究流体运动的两种方法

流体和固体虽然都可以用连续介质模型，但它们的运动却有很大的不同。

研究固体（刚体）运动，只要知道其中某一点的移动速度和绕该点的旋转轴的角速度，整个运动就确定了。由于流体在运动中不能保持一定的形状，在一般情况下，组成运动流体的每一个流体质点的运动量和状态参数不相同，因此，研究流体运动，除要确定流体上某一点的移动速度、绕该点的转动速度之外，还要确定变形速度，同时还要确定不同瞬时各点的状态参数。研究流体运动比研究固体运动要复杂得多，因此研究方法亦有所不同。

目前，研究流体运动有以下两种方法。

一、拉格朗日法

拉格朗日法以运动流体中每一个流体质点作为研究对象，用研究固体力学的方法，着眼于每个流体质点的运动过程，探求每一个流体质点的运动量和状态参数随时间和空间位置的变化规律。综合流场所有流体质点的运动情况，从而得到整个流体的运动规律。

但流体中包含有无数多个流体质点，要选定某一流体质点进行研究，必须把这个流体质点和周围连续分布的其他流体质点区分开来。根据流体在流动中每一流体质点在每一瞬时都占有一个唯一确定的空间位置，便可在坐标系中取某一初始时刻 $t=t_0$ 。该流体质点所在的空间位置坐标 (a, b, c) 来标志和区别各个流体质点。例如，由起始坐标 (a_1, b_1, c_1) 标志的流体质点，在空间运动时，其位置坐标是时间 t 的函数，即

$$x = x(a_1, b_1, c_1, t)$$

$$y = y(a_1, b_1, c_1, t)$$

$$z = z(a_1, b_1, c_1, t)$$

由起始坐标 (a_2, b_2, c_2, t) 标志的流体质点，同理可写

$$x = x(a_2, b_2, c_2, t)$$

$$y = y(a_2, b_2, c_2, t)$$

$$z = z(a_2, b_2, c_2, t)$$

对任意一个流体质点，可用一般形式 (a, b, c) 标志，其空间位置坐标是

$$x = x(a, b, c, t)$$

$$y = y(a, b, c, t)$$

$$z = z(a, b, c, t)$$

(1-4-1)

这里， (a, b, c) 对不同的流体质点具有不同的常数值。将 a, b, c 这些独立变量和时间 t 这个独立变量合在一起，称为拉格朗日变数。

若 a, b, c 为某一常数时，式(1-4-1)所描述的是某一流体质点的运动轨迹；若 t 为某一常数时，式(1-4-1)表示在 t 瞬时所有流体质点在空间位置上的分布。

由于式(1-4-1)中的 x, y, z 表示所有流体质点的运动轨迹的坐标，故可把它们