

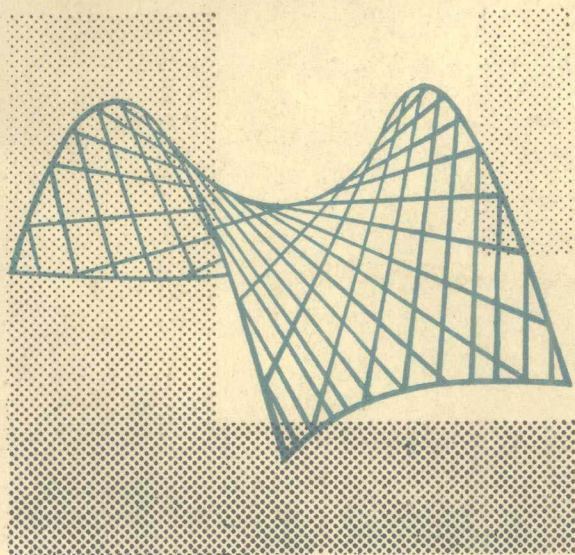
高等学校试用教材

流体力学 泵与风机

(第三版)

周谟仁 主编

中国建筑工业出版社



高等学校试用教材

流体力学 泵与风机

(第三版)

周谟仁 主编

中国建筑工业出版社

(京)新登字 035 号

本书(第三版)介绍流体静力学,一元流体动力学,理想和粘性流体动力学,管流阻力,孔口和管路计算的基本理论,气体射流,相似性原理和因次分析以及常用泵与风机的原理和特性,并附录了常用泵与风机的运行和性能资料。每章均附有习题,书末有部分习题答案。

本次修订,遵循新的课程基本要求,基本保持了第二版的特色,部分章节内容作了调整增删,对某些概念的表述作了修正。压缩了阻力理论的内容,引入用雷诺数 Re 判别阻力分区的实用标准;增添了计算流体力学中的有限差分法;完善了相似理论和因次分析的内容;充实了泵与风机的安装、调节和选择等实例,补充了新型泵和风机的构造与性能的数据及图表。

高等学校试用教材

流体力学 泵与风机

(第三版)

周漠仁 主编

*

中国建筑工业出版社出版(北京西郊百万庄)

新华书店总店科技发行所发行

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: 24³/₄ 字数: 602 千字

1994年11月第三版 1994年11月第八次印刷

印数: 99,586—115,165 册 定价: 13.95 元

ISBN7-112-02339-4/TU·1806

(7367)

修 订 说 明

《流体力学 泵与风机》(第三版)是根据供热通风空调及燃气工程学科专业指导委员会新制定的《流体力学 泵与风机》课程的基本要求和过去几年的教学经验,在第二版基础上修订而成。

第三版教材保持了第二版的特色,从一元流动到三元流动,由浅入深,循序渐进,紧密结合专业和科学技术的发展,强调概念,着重基础知识,适合本科生学习,便于教师教学,篇幅基本保持不变。

本次修订主要的变动是:适当压缩阻力理论的篇幅,引入用雷诺数 Re 辨别阻力分区的实用标准。内容编排更有条理。在相似理论中增编了基本方程组无量纲化推导相似准数,因次分析法中的瑞利法和 π 定理,相似充分必要条件等基本的相似理论内容,使相似理论较为完整。在第七章编入了计算流体力学的有限差分法一节。

在下篇泵与风机中,根据加强实用,内容更新,去粗取精的原则,适当充实了泵与风机的安装、调节及选型等内容和实例;补充了新型的泵和风机的构造与性能的数据和图表;并对内容编排作了调整。

此外,全书对一些概念的定义作了补充说明。考虑到教师的使用习惯,内容不变的章节,基本采用了第二版的叙述。

修订分工如下,第一、二、三、七、八章:重庆建筑大学周谟仁。周谟仁教授生前为本书的改编呕心沥血,做了大量工作,尚未完成本书的改编工作。考虑到第二版第一、二、三章的编写比较成熟,第七、八章在教学内容选择和学时安排上各院校差异较大,因此,基本维持不变,仅作了微小的改动。第四、十章和第七章第十节:重庆建筑大学蔡增基。第五、六、九章:西安建筑科技大学陈郁文。下篇泵与风机:重庆建筑大学田胜元。周谟仁教授去世后,全书改编工作由蔡增基负责。本书主编:重庆建筑大学周谟仁,主审:中南工学院汪兴华。

目 录

上篇 流 体 力 学

第一章 绪论	1
第一节 作用在流体上的力	1
第二节 流体的主要力学性质	3
第三节 流体的力学模型	11
习题	12
第二章 流体静力学	14
第一节 流体静压强及其特性	14
第二节 流体静压强的分布规律	16
第三节 压强的计算基准和量度单位	22
第四节 液柱测压计	25
第五节 作用于平面的液体压力	28
第六节 作用于曲面的液体压力	32
第七节 流体平衡微分方程	36
第八节 液体的相对平衡	39
习题	44
第三章 一元流体动力学基础	52
第一节 描述流体运动的两种方法	52
第二节 恒定流动和非恒定流动	53
第三节 流线和迹线	54
第四节 一元流动模型	55
第五节 连续性方程	56
第六节 恒定元流能量方程	59
第七节 过流断面的压强分布	62
第八节 恒定总流能量方程式	65
第九节 能量方程的应用	68
第十节 总水头线和测压管水头线	72
第十一节 恒定气流能量方程式	75
第十二节 总压线和全压线	79
第十三节 恒定流动量方程	81
习题	85
第四章 流动阻力和能量损失	91
第一节 沿程损失和局部损失	91
第二节 层流与紊流、雷诺数	92

第三节	圆管中的层流运动	96
第四节	紊流运动的特征和紊流阻力	100
第五节	尼古拉兹实验	104
第六节	工业管道紊流阻力系数的计算公式	107
第七节	非圆管的沿程损失	114
第八节	管道流动的局部损失	117
第九节	减小阻力的措施	127
习题		129
第五章	孔口管嘴管路流动	134
第一节	孔口自由出流	134
第二节	孔口淹没出流	136
第三节	管嘴出流	140
第四节	简单管路	143
第五节	管路的串联与并联	147
第六节	管网计算基础	150
第七节	有压管中的水击	154
习题		157
第六章	气体射流	161
第一节	无限空间淹没紊流射流的特征	161
第二节	圆断面射流的运动分析	166
第三节	平面射流	170
第四节	温差或浓差射流	171
第五节	旋转射流	177
第六节	有限空间射流	182
习题		185
第七章	理想流体动力学基础	187
第一节	不可压缩流体连续性微分方程	187
第二节	流体微团运动的分析	190
第三节	有旋流动	194
第四节	无旋流动	198
第五节	平面无旋流动	202
第六节	几种简单的平面无旋流动	206
第七节	势流叠加	211
第八节	理想流体运动微分方程	218
第九节	理想流体运动微分方程的积分	221
第十节	平面无旋流动的有限差分法	227
习题		235
第八章	粘性流体动力学基础	238
第一节	以应力表示的粘性流体运动微分方程式	238
第二节	应力和角变形速度的关系	239
第三节	纳维-斯托克斯方程	242
第四节	绕流运动与附面层基本概念	246

第五节	附面层动量方程	248
第六节	平板上层流附面层的近似计算	250
第七节	平板上紊流附面层的近似计算	252
第八节	曲面附面层的分离现象与卡门涡街	254
第九节	绕流阻力和升力	256
习题		261
第九章	一元气体动力学基础	262
第一节	理想气体一元恒定流动的运动方程	262
第二节	音速、滞止参数、马赫数	266
第三节	气体一元恒定流动的连续性方程	272
第四节	等温管路中的流动	275
第五节	绝热管路中的流动	279
习题		283
第十章	相似性原理和因次分析	285
第一节	力学相似性原理	285
第二节	相似准数	287
第三节	模型律	292
第四节	因次分析法	296
习题		299

下篇 泵 与 风 机

第十一章	离心式泵与风机的理论基础	301
第一节	工作原理及性能参数	301
第二节	离心式泵与风机的基本方程——欧拉方程	303
第三节	叶型及其对性能的影响	308
第四节	理论的流量-压头曲线和流量-功率曲线	310
第五节	泵与风机的实际性能曲线	311
第六节	相似律与比转数	315
第七节	相似律的实际应用	322
思考题		324
习题		324
第十二章	离心式泵与风机的构造、正常运行及安装	326
第一节	离心式泵的构造特点	326
第二节	离心泵正常工作所需附件及扬程计算	330
第三节	离心式泵的气蚀与安装高度	333
第四节	离心式风机的构造特点	340
第五节	风机通用性能曲线图与选择性能曲线图	342
第六节	通风机的安装	345
第十三章	离心式泵与风机的管路工作分析、调节及选择	346
第一节	管路性能曲线及工作点	346
第二节	泵或风机的联合工作	350
第三节	离心式泵或风机的工况调节	352

第四节	离心式泵或风机的选择	360
思考题		365
习题		366
第十四章	其它常用泵与风机	368
第一节	轴流式风机	368
第二节	往复式泵	370
第三节	真空泵	372
第四节	深井泵	373
第五节	旋涡泵	374
第六节	贯流式风机	375
附录		377
附录一	BA、BL型离心泵及SG型管道泵性能示例	377
附录二	BL型水泵性能表(摘录)和水泵型号举例	378
附录三	IS型单级离心泵	379
附录四	KT4-68-22型风机性能表	381
附录五	30K4-11型轴流风机性能规格表(摘录)	382
附录六	部分习题答案	383

上篇 流 体 力 学

第一章 绪 论

液体和气体，统称为流体。

流体力学是力学的一个分支，它研究流体静止和运动的力学规律，及其在工程技术中的应用。

流体在供热通风和燃气工程中应用得非常广泛。热的供应，空气的调节，燃气的输配，排毒排湿，除尘降温等等，都是以流体作为工作介质，通过流体的各种物理作用，对流体的流动有效地加以组织来实现的。学好流体力学，才能对专业范围内的流体力学现象作出合乎实际的定性判断，进行足够精确的定量估计，正确地解决专业范围内的流体力学的设计和计算问题。

学习流体力学，要注意基本理论、基本概念、基本方法的理解和掌握，要学会理论联系实际地分析和解决工程中的各种流体力学问题。

本书主要采用国际单位制，基本单位是：长度用米，代号为 m ；时间用秒，代号为 s ；质量用公斤，代号为 kg ；力为导出单位，采用牛顿，代号为 N 。 $1N=1kg \cdot m/s^2$ 。

由于我国长期采用工程单位，专业设备上某些量有时仍表为工程上习惯单位，学习者必须注意两种单位的换算。掌握换算的基本关系—— $1kgf=9.807N$ 。

第一节 作用在流体上的力

我们研究流体运动规律，首先必须分析作用于流体上的力，力是使流体运动状态发生变化的外因。根据力作用方式的不同，可以分为质量力和表面力。

一、质量力

质量力是作用于流体的每一个质点（或微团）上的力。

设在流体中取质量为 m 的质点（或微团），作用于该质点的质量力为 F ，而 F 与 m 的比值 F/m ，称为单位质量的质量力，简称为单位质量力。一般说来， F 可以沿 x 、 y 、 z 轴分为 F_x 、 F_y 、 F_z 。设 X 、 Y 、 Z 为单位质量力在 x 、 y 、 z 轴向的分力，则单位质量力的轴向分力表示为：

$$\left. \begin{aligned} X &= F_x/m \\ Y &= F_y/m \\ Z &= F_z/m \end{aligned} \right\} \quad (1-1-1)$$

它的意义可以对比牛顿公式 $f=ma$ 或 $a=f/m$ 来理解。可见，单位质量力及其轴向分力均具有加速度的因次。这是因为质量力总是与加速度相联系的缘故。

例如流体所受的质量力只有重力时（这是流体力学中碰到的普遍情况），重力 G 等于质量与重力加速度的乘积，即 $G=mg$ 。可见，重力是与重力加速度相联系的。而 $G/m=g$ ，说明作用于流体的单位质量力的大小等于重力加速度。采用直角坐标系，重力在各轴向的分力为 G_x 、 G_y 、 G_z ，而单位质量重力的轴向分力为：

$$\left. \begin{aligned} X &= G_x/m = 0 \\ Y &= G_y/m = 0 \\ Z &= G_z/m = -g \end{aligned} \right\} \quad (1-1-2)$$

式中负号是因为重力的方向是铅直向下的，恰好与 z 轴负向相同的缘故。

又如流体在作相对运动时，所受的质量力往往还要考虑牵连惯性力，牵连惯性力也是与坐标运动对质点带来的牵连加速度相联系的。例如盛装流体的容器作直线加速运动或旋转运动时，尽管容器内的流体质点之间都没有相对运动，但由于容器运动（将坐标固结在运动容器上），流体也受牵连而随之运动。则作用于质点的直线惯性力或离心惯性力也总是与直线加速度或离心加速度相联系的。这些牵连加速度，一般说来，不仅与坐标运动有关，而且是运动坐标空间位置的函数。

二、表面力

表面力是作用于所考虑的流体（或称分离体）表面上的力。尽管流体内部任一对相互接触的表面上，这部分和那部分流体之间的表面力是大小相等，方向相反，是相互抵消的，我们在流体力学里分析问题，常常从流体内部取出一个分离体，研究其受力状态，使流体的内力变成作用在分离体表面上的外力。

质量力的表达形式是单位质量力的坐标分量，类似地，表面力的表达形式也采用单位表面力的切向分力和法向分力。

设在流体分离体的表面上，任取一微小面积 ΔA ，一般地，可将作用在该面上的力分解为表面法线方向的分力 ΔP 和表面切线方向的分力 ΔT 。因为流体内部不能承受拉力，所以，表面法线方向的力只有沿内法线方向的压力。因此表面应力可分解为：

$$\left. \begin{aligned} \bar{p} &= \frac{\Delta P}{\Delta A} \\ \bar{\tau} &= \frac{\Delta T}{\Delta A} \end{aligned} \right\} \quad (1-1-3)$$

$\bar{p}$ 称为面积 ΔA 上的平均压应力，简称平均压强； $\bar{\tau}$ 称为面积 ΔA 上的平均切应力。如果面积 ΔA 无限缩小至中心点 a ，则

$$\left. \begin{aligned} p &= \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta P}{\Delta A} \\ \tau &= \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta T}{\Delta A} \end{aligned} \right\} \quad (1-1-4)$$

p 称为 a 点的压强； τ 称为 a 点的切应力。压强和切应力的因次均为力/面积。国际单位制为帕斯卡，以 Pa 表示。1 Pa = 1 N/m²。工程单位制为 kgf/m² 或 kgf/cm²。

第二节 流体的主要力学性质

在生产和生活中，有许多流体流动现象，如水在河中流动，风从门窗流入，燃气从喷孔喷出等等。这些现象表明了流体不同于固体的基本特征，就是它的流动性。

和固体比较，固体存在着抗拉、抗压和抗切三方面的能力。如果要将某一固体拉裂、压碎或切断，或使其产生很大变形，必须加以足够的外力，否则是拉不裂、压不碎、切不断的。但是，流体则不相同，如要分裂、切断水体，几乎不需什么气力。流体的抗拉能力极弱，抗切能力也很微小，静止时不能承受切力，只要受到切力作用，不管此切力怎样微小，流体都要发生不断变形，各质点间发生不断的相对运动。流体的这个性质，称为流动性。这是它便于用管道、渠道进行输送，适宜作供热、供冷等工作介质的主要原因。流体的抗压能力较强，这个特性和流动性相结合，使我们能够利用水压推动水力发电机，利用蒸汽压力推动汽轮发电机，利用液压、气压传动各种机械。

现在阐述与流体运动有关的几个物理性质。

一、惯性

惯性是物体维持原有运动状态的能力的性质。表征某一流体的惯性大小可用该流体的密度。对于均质流体，单位体积的质量称为密度，以 ρ 表示：

$$\rho = m/V \quad \text{kg/m}^3 \quad (1-2-1)$$

式中 ρ ——流体的密度， kg/m^3 ；

m ——流体的质量， kg ；

V ——该质量流体的体积， m^3 。

各点密度不完全相同的流体，称为非均质流体。非均质流体中某点的密度为：

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta M}{\Delta V} \quad (1-2-2)$$

式中 ρ ——某点流体的密度；

ΔM ——为微小体积 ΔV 内的流体质量；

ΔV ——为包含该点在内的流体体积。

二、重力特性

流体受地球引力作用的特性，称重力特性，常用容重来表征。对于均质流体，作用于单位体积流体的重力称容重。以 γ 表示：

$$\gamma = G/V \quad (1-2-3)$$

式中 γ ——流体的容重， N/m^3 ；

G ——体积为 V 的流体所受的重力， N ；

V ——重力为 G 的流体体积， m^3 。

和一点的密度相同，对于非均质流体，任一点的容重为：

$$\gamma = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta G}{\Delta V} \quad (1-2-4)$$

式中 γ ——为某点流体的容重；

ΔG ——为微小体积 ΔV 的流体重力；

ΔV ——为包含该点在内的流体体积。

重量是质量和重力加速度的乘积，即

$$G = mg$$

两端同除以体积 V ，则得容重和密度的常用重要关系：

$$\gamma = \rho g \quad (1-2-5)$$

在计算中常用的流体密度和容重如下：

水的密度和容重： $\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$

$$\gamma = 9807 \text{ N/m}^3$$

汞的密度和容重： $\rho_{\text{Hg}} = 13595 \text{ kg/m}^3$

$$\gamma_{\text{Hg}} = 133326 \text{ N/m}^3$$

干空气在温度为290k，压强为760mmHg时的密度和容重： $\rho_a = 1.2 \text{ kg/m}^3$

$$\gamma_a = 11.77 \text{ N/m}^3$$

三、粘滞性

流体内部质点间或流层间因相对运动而产生内摩擦力（内力）以反抗相对运动的性质，叫做粘滞性。此内摩擦力称为粘滞力。在流体力学研究中，流体粘滞性十分重要。

为了说明流体的粘滞性，现以流体在管中流动为例，如图1-1。当流体在管中缓缓流动

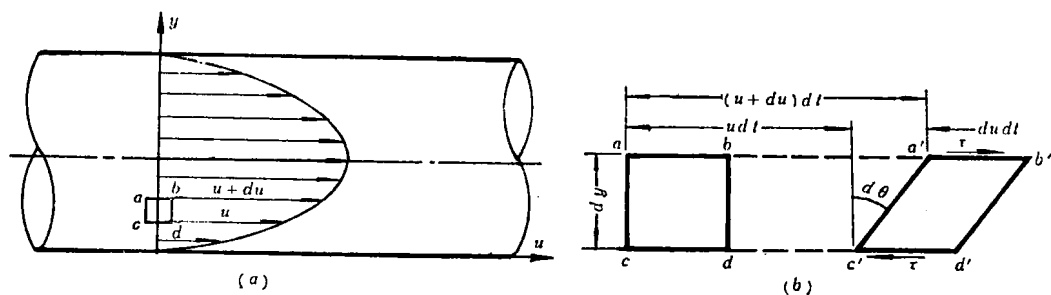


图 1-1 流体质点的直角变形速度

时，紧贴管壁的流体质点，粘附在管壁上，流速为零。位于管轴上的流体质点，离管壁的距离最远，受管壁的影响最小，因而流速最大。介于管壁和管轴之间的流体质点，将以不同的速度向右移动，它们的速度将从管壁至管轴线，由零增加至最大的轴心速度。图 1-1 (a) 就是粘性流体在管中缓慢流动时，流速 u 随垂直于流速方向 y 而变化的函数关系图，即 $u=f(y)$ 的函数关系曲线，称为流速分布图。由于各流层的速度不相同，因而各质点间便产生了相对运动，从而产生内摩擦力以抗拒相对运动。在流体作层流（层流和紊流的概念，将在第四章讲述）剪切流动时，内摩擦力（或切力） T 的大小，经过无数的试验证明：

1. 与两流层间的速度差（即相对速度） du 成正比，和流层间距离 dy 成反比；
2. 与流层的接触面积 A 的大小成正比；
3. 与流体的种类有关；
4. 与流体的压力大小无关。

内摩擦力的数学表达形式可写作：

$$T \propto A \frac{du}{dy}$$

或

$$T = \mu A \frac{du}{dy} \quad (1-2-6)$$

这就是牛顿内摩擦定律。若以 τ 代表单位面积上的内摩擦力，称切应力。则

$$\tau = \frac{T}{A} = \mu \frac{du}{dy} \quad (1-2-7)$$

式(1-2-7)就是常用的粘滞力的计算公式。现对各项阐述如下：

(1) $\frac{du}{dy}$ ——称速度梯度。表示速度沿垂直于速度方向 y 的变化率，单位为 s^{-1} 。为了理解速度梯度的意义，我们在图1-1(a)中垂直于速度方向的 y 轴上，任取一边长为 dy 的流体小方块 $abcd$ 。为清楚起见，我们将它放大成图1-1(b)。由于小方块下表面的速度 u 小于上表面的速度 $(u+du)$ 。经过 dt 时间后，下表面所移动的距离 udt ，小于上表面所移动的距离 $(u+du)dt$ 。因而小方块 $abcd$ 变形为 $a'b'c'd'$ 。也就是说，两流层间的垂直连接线 ac 及 bd ，在 dt 时间中变化了角度 $d\theta$ 。由于 dt 很小，因此， $d\theta$ 也很小。所以

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

故

$$\frac{du}{dy} = \frac{d\theta}{dt} \quad (1-2-8)$$

可见，速度梯度就是直角变形速度。这个直角变形速度是在切应力的作用下发生的，所以，也称剪切变形速度。因为流体的基本特征是具有流动性。在切应力的作用下，只要有充分的时间让它变形，它就具有无限变形的可能性。因而只能用直角变形速度来描述它的剪切变形的快慢。所以，牛顿的内摩擦定律也可以理解为切应力与剪切变形速度成正比。

(2) τ ——称切应力，因次为力/面积。常用的单位为 N/m^2 ，简称Pa。切应力 τ 不仅有不小，还有方向。现以图1-1(b)小方块变形后的 $a'b'c'd'$ 来说明它的方向的确定：上表面 $a'b'$ 上面的流层运动较快，有带动较慢的 $a'b'$ 流层前进的趋势，故作用于 $a'b'$ 面上的切应力 τ 的方向与运动方向相同。下表面 $c'd'$ 下面的流层运动较慢，有阻碍较快的 $c'd'$ 流层前进的趋势，故作用于 $c'd'$ 面上的切应力 τ 的方向与运动方向相反。对于相接触的两个流层来讲，作用在不同流层上的切应力，必然是大小相等，方向相反的。这里顺便指出：内摩擦力虽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，流体的流动性，不因有内摩擦力的存在而消失。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。

(3) μ ——称粘滞系数，单位为 $\frac{N}{m^2} \cdot s$ ，以符号 $Pa \cdot s$ 表示。不同流体有不同的 μ 值，

同一流体的 μ 值愈大，粘滞性愈强。 μ 的物理意义可以这样来理解：当取 $\frac{du}{dy} = 1$ 时，则 $\tau = \mu$ ，即 μ 表征单位速度梯度作用下的切应力，所以它反映了粘滞性的动力性质，因此也称 μ 为动力粘滞系数。

在流体力学中，经常出现 μ/ρ 的比值，用 ν 表示。即

$$\nu = \mu/\rho \quad (1-2-9)$$

式中， ρ 为流体的密度， ν 的因次为 $L^2 T^{-1}$ ，常用单位为 cm^2/s （称斯托克斯，简写St）。如果考虑密度就是单位体积质量，则 ν 的物理意义，也可以这样来理解： ν 是单位速度梯度作

用下的切应力对单位体积质量作用产生的阻力加速度。这样，由于在 ν 的因次中没有力的因次，只具有运动学要素，故称 ν 为运动粘滞系数。流体流动性是运动学的概念，所以，衡量流体流动性应用 ν 而不用 μ 。

表1-1中，列举了在不同温度时水的粘滞系数。

在表1-2中，列举了一个大气压下（压强为98.07kN/m²）不同温度时空气的粘滞系数。

水的粘滞系数			表 1-1		
t ($^{\circ}\text{C}$)	$(10^{-3}\mu\text{Pa}\cdot\text{s})$	$(10^{-6}\nu\text{m}^2/\text{s})$	t ($^{\circ}\text{C}$)	$(10^{-3}\mu\text{Pa}\cdot\text{s})$	$(10^{-6}\nu\text{m}^2/\text{s})$
0	1.792	1.792	40	0.656	0.661
5	1.519	1.519	45	0.599	0.605
10	1.308	1.308	50	0.549	0.556
15	1.140	1.140	60	0.469	0.477
20	1.005	1.007	70	0.406	0.415
25	0.894	0.897	80	0.357	0.367
30	0.801	0.804	90	0.317	0.328
35	0.723	0.727	100	0.284	0.296

一个大气压下的空气的粘滞系数			表 1-2		
t ($^{\circ}\text{C}$)	$(10^{-3}\mu\text{Pa}\cdot\text{s})$	$(10^{-6}\nu\text{m}^2/\text{s})$	t ($^{\circ}\text{C}$)	$(10^{-3}\mu\text{Pa}\cdot\text{s})$	$(10^{-6}\nu\text{m}^2/\text{s})$
0	0.0172	13.7	90	0.0216	22.9
10	0.0178	14.7	100	0.0218	23.6
20	0.0183	15.7	120	0.0228	26.2
30	0.0187	16.6	140	0.0236	28.5
40	0.0192	17.6	160	0.0242	30.6
50	0.0196	18.6	180	0.0251	33.2
60	0.0201	19.6	200	0.0259	35.8
70	0.0204	20.5	250	0.0280	42.8
80	0.0210	21.7	300	0.0298	49.9

从表1-1及表1-2中还可看出：水和空气的粘滞系数随温度变化的规律是不同的，水的粘滞性随温度升高而减小，空气的粘滞性随温度升高而增大。这是因为粘滞性是分子间的吸引力和分子不规则的热运动产生动量交换的结果。温度升高，分子间吸引力降低，动量增大；反之，温度降低，分子间吸引力增大，动量减小。对于液体，分子间的吸引力是决定性因素，所以液体的粘滞性随温度升高而减小；对于气体，分子间的热运动产生动量交换是决定性的因素，所以气体的粘滞性随温度升高而增大。

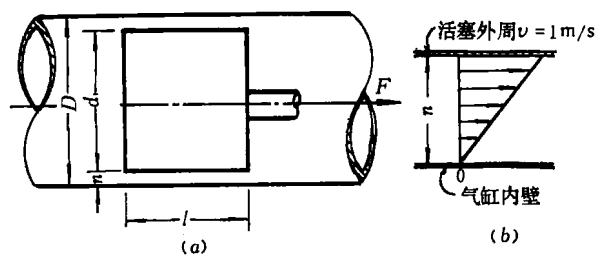


图 1-2 活塞运动的粘性阻力

最后，还需指出：牛顿内摩擦定律只适用于一般流体，它对某些特殊流体是不适用的。为此，将满足牛顿内摩擦定律的流体称为牛顿流体，如水和空气等，均为牛顿流体。而将特殊流体称为非牛顿流体，如血浆、泥浆、污水、油漆和 高分子溶液等。根据本书的任务，我们仅限于研究牛顿流体。对非牛顿流体，可

参阅有关的专门著作。

【例 1-1】 在图1-2 (a) 中, 气缸内壁的直径 $D=12\text{cm}$ 、活塞的直径 $d=11.96\text{cm}$, 活塞的长度 $l=14\text{cm}$, 活塞往复运动的速度为 1m/s , 润滑油液的 $\mu=1P(1P=0.1\text{Pa}\cdot\text{s})$, 试问作用在活塞上的粘滞力为多少?

【解】 因粘性作用, 粘附在气缸内壁的润滑油层速度为零, 粘附在活塞外沿的润滑油层与活塞速度相同, 即 $v=1\text{m/s}$ 。因此, 润滑油层的速度由零增至 1m/s , 油层间因相对运动产生切应力, 故用 $\tau=\mu\frac{du}{dy}$ 计算。该切应力乘以活塞面积, 就是作用于活塞上的粘滞力 T 。

我们将间隙 n 放大, 绘出该间隙中的速度分布图1-2 (b)。由于活塞与气缸的间隙 n 很小, 速度分布图近似认为是直线分布。故

$$\frac{du}{dy} = \frac{v}{n} = \frac{100}{\frac{1}{2} \times (12 - 11.96)} = 5 \times 10^3 \text{ 1/s}$$

将以上数值代入公式,

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} = 0.1 \times 5 \times 10^3 = 5 \times 10^2 \text{ N/m}^2$$

$$\text{接触面积 } A = \pi dl = \pi \times 0.1196 \times 0.14 = 0.053 \text{ m}^2$$

所以

$$T = A\tau = 0.053 \times 5 \times 10^2 = 26.5 \text{ N}$$

四、压缩性和热胀性

流体受压, 体积缩小, 密度增大的性质, 称为流体的压缩性。流体受热, 体积膨胀, 密度减小的性质, 称为流体的热胀性。

1. 液体的压缩性和热胀性

液体的压缩性, 一般用压缩系数 β 来表示。设某一体积 V 的流体, 密度为 ρ , 当压强增加 dp 时, 体积减小, 密度增大 $d\rho$, 密度增加率为 $d\rho/\rho$, 则 $d\rho/\rho$ 与 dp 的比值, 称为液体的压缩系数 β 。即

$$\beta = \frac{\frac{d\rho}{\rho}}{dp} \quad (1-2-10)$$

β 值愈大, 则流体的压缩性也愈大。 β 的单位为 m^2/N 。

液体被压缩时, 其质量并不改变, 即

$$dm = d(\rho V) = \rho dV + V d\rho = 0$$

所以

$$d\rho/\rho = -dV/V$$

故体积压缩系数又可以表示为:

$$\beta = -\frac{dV/V}{dp} \quad (1-2-11)$$

压缩系数 β 的倒数为 $1/\beta$, 称为液体的弹性模量, 以 E 表示。即

$$E = \frac{1}{\beta} = \frac{dp}{\frac{d\rho}{\rho}} = \rho \frac{dp}{d\rho} \quad (1-2-12)$$

式中, E 的单位为 N/m^2 。

表1-3列举了水在温度为0℃时，不同压强下的压缩系数。

水的压缩系数 (°C时) m ² /N						表 1-3
压 强 (at)	5	10	20	40	80	
β	0.538×10^{-9}	0.536×10^{-9}	0.531×10^{-9}	0.528×10^{-9}	0.515×10^{-9}	

液体的热胀性，一般用热胀系数 α 来表示，与压缩系数相反，当温度增加 dT 时，液体的密度减小率为 $-d\rho/\rho$ ，则热胀系数 α 为：

$$\alpha = -\frac{\frac{d\rho}{\rho}}{\frac{dT}{T}} \tag{1-2-13}$$

α 值愈大，则液体的热胀性也愈大。 α 的单位为 T^{-1} 。

同理，热胀系数亦可表示为：

$$\alpha = dV/V/dT \tag{1-2-14}$$

表1-4列举了水在一个大气压下，不同温度时的容重及密度。

一个大气压下水的容重及密度									表 1-4
温 度 (°C)	容 重 (kN/m ³)①	密 度 (kg/m ³)	温 度 (°C)	容 重 (kN/m ³)	密 度 (kg/m ³)	温 度 (°C)	容 重 (kN/m ³)	密 度 (kg/m ³)	
0	9.806	999.9	15	9.799	999.1	60	9.645	983.2	
1	9.806	999.9	20	9.790	998.2	65	9.617	980.6	
2	9.807	1000.0	25	9.778	997.1	70	9.590	977.8	
3	9.807	1000.0	30	9.755	995.7	75	9.561	974.9	
4	9.807	1000.0	35	9.749	994.1	80	9.529	971.8	
5	9.807	1000.0	40	9.731	992.2	85	9.500	968.7	
6	9.807	1000.0	45	9.710	990.2	90	9.467	965.3	
8	9.806	999.9	50	9.690	988.1	95	9.433	961.9	
10	9.805	999.7	55	9.657	985.7	100	9.399	958.4	

① 在国际单位制中常将因数 10^3 写成千，以符号k表示， 10^6 写成兆，以符号M表示。

从表1-3及表1-4看出：压强每升高一个大气压，水的密度约增加二万分之一。在温度较低时（10~20℃），温度每增加1℃，水的密度减小约为万分之一点五；在温度较高时（90~100℃），水的密度减小也只有万分之七，这说明水的热胀性和压缩性是很小的，一般情况下可忽略不计。只有在某些特殊情况下，例如水击、热水采暖等问题时，才需要考虑水的压缩性及热胀性。

2. 气体的压缩性及热胀性

气体与液体不同，具有显著的压缩性和热胀性。温度与压强的变化对气体容重的影响很大。在温度不过低，压强不过高时，气体密度、压强和温度三者之间的关系，服从理想气体状态方程式。即

$$\frac{p}{\rho} = RT \tag{1-2-15}$$

式中 p ——气体的绝对压强，N/m²；

T ——气体的热力学温度, K;

ρ ——气体的密度, kg/m^3 ;

R ——气体常数, 单位为 $\text{J}/\text{kg}\cdot\text{K}$ 。对于空气, $R=287$; 对于其它气体, 在标准状态下, $R=8314/n$, 式中 n 为气体的分子量。

在温度不变的等温情况下, $T=C_1$ (常数)。所以 $RT=\text{常数}$ 。因此, 状态方程简化为 $p/\rho=\text{常数}$ 。写成常用形式:

$$\frac{p}{\rho} = \frac{p_1}{\rho_1} \quad (1-2-16)$$

式中, p_1 、 ρ_1 为原来的压强及密度; p 、 ρ 是其它情况下的压强及密度。式(1-2-16)表示在等温情况下压强与密度成正比。也就是说, 压强增加, 体积缩小, 密度增大。根据这个关系, 如果把一定量的气体压缩到它的密度增大一倍, 则压强也要增加一倍。相反, 如果密度减小一倍, 则压强也要减小一倍。这一关系与实际气体的压强和密度的变化关系几乎是一致的。但是, 如果把气体压缩, 压强增加到极大时, 气体的密度则应该变得很大。并且根据公式的关系, 似乎可以计算出在某个压强下, 气体可以达到水、汞等的密度。这是不可能的, 因为气体有一个极限密度, 对应的压强称极限压强。若压强超过这个极限压强时, 不管这压强有多大, 气体再不能压缩得比这个极限密度更大了。所以只有当密度远小于极限密度时, 式(1-2-16)与实际气体的情况才是一致的。

在压强不变的定压情况下, $p=C_2$ (常数)。所以 $\frac{p}{R}=\text{常数}$ 。因此, 状态方程简化为 $\rho T=\text{常数}$ 。写成常用的形式:

$$\rho_0 T_0 = \rho T \quad (1-2-17)$$

式中, ρ_0 是热力学温度 $T_0=273.16\text{K}\approx 273\text{K}$ 时的密度; ρ 、 T 是其他某一情况下的密度及温度。式(1-2-17)表示在定压情况下, 温度与密度成反比。即温度增加, 体积增大, 密度减小; 反之, 温度降低, 体积缩小, 密度增大。这一规律对各种不同温度下的一切气体都是适用的。特别是在中等压强范围内, 对于空气及其它不易液化的气体相当准确。只有在温度降低到气体液化的程度, 才有比较明显的误差。

表1-5中, 列举了在标准大气压(为海平面上 0°C 时的大气压强, 即等于 760mmHg)下, 不同温度时的空气容重及密度。

在标准大气压时的空气容重及密度

表 1-5

温 度 ($^\circ\text{C}$)	容 重 (N/m^3)	密 度 (kg/m^3)	温 度 ($^\circ\text{C}$)	容 重 (N/m^3)	密 度 (kg/m^3)	温 度 ($^\circ\text{C}$)	容 重 (N/m^3)	密 度 (kg/m^3)
0	12.70	1.293	25	11.62	1.185	60	10.40	1.060
5	12.47	1.270	30	11.43	1.165	70	10.10	1.029
10	12.24	1.248	35	11.23	1.146	80	9.81	1.000
15	12.02	1.226	40	11.05	1.128	90	9.55	0.973
20	11.80	1.205	50	10.72	1.093	100	9.30	0.947

【例 1-2】 已知压强为 1at ($98.07\text{kN}/\text{m}^2$), 0°C 时的烟气容重为 $13.13\text{N}/\text{m}^3$, 求 200°C 时的烟气容重及密度。

【解】 因压强不变, 故为定压情况。用 $\rho T = \rho_0 T_0$ 计算密度, 然后求容重。

气体热力学温度与摄氏温度的关系为: