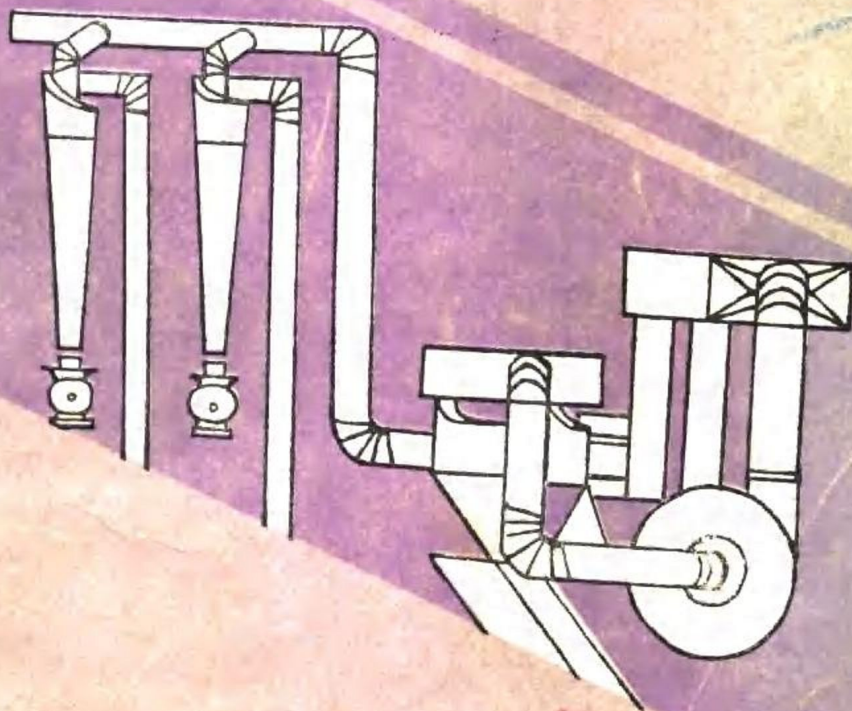


# 气力输送原理与设计计算

周乃如 朱凤德 编



河南科学技术出版社

## 内 容 提 要

本书是为了推广气力输送这项新技术而编写的。

全书共分四章：一、流体力学基础；二、气力输送原理；三、气力输送装置的主要设备；四、气力输送装置的设计计算及发展动向。

该书综合了国内外气力输送方面的大量资料，内容丰富。它既有理论，又有实践，对设计计算和实际工程都有很大参考价值。

本书可供从事气力输送或工业通风的科研人员、技术人员和工人参考，也可供有关院校的师生参阅。

## 气力输送原理与设计计算

周乃如 朱凤德 编

责任编辑 刘振杰

河南科学技术出版社出版

河南第一新华印刷厂印刷

河南省新华书店发行

787×1092毫米16开 28印张 640千字

1981年8月第1版 1981年8月第1次印刷

印数：1—5,000册

统一书号15245·3 定价 2.90元

# 目 录

<b>第一章 流体力学基础</b> .....	( 1 )
第一节 绪论 .....	( 1 )
第二节 流体及其物理性质 .....	( 1 )
第三节 流体静力学 .....	( 15 )
第四节 流体运动学 .....	( 22 )
第五节 流体动力学 .....	( 31 )
第六节 均匀流基本方程式 .....	( 40 )
第七节 流体运动的两种状态 .....	( 42 )
第八节 沿程摩擦阻力 .....	( 47 )
第九节 局部阻力 .....	( 54 )
第十节 管流中的压强分布 .....	( 61 )
第十一节 风网的阻力计算 .....	( 63 )
第十二节 风管中压强、流速和流量的测定 .....	( 77 )
第十三节 相似理论 .....	( 89 )
第十四节 流体输送机械工作原理 .....	( 94 )
<b>第二章 气力输送原理</b> .....	( 97 )
第一节 气力输送特点及形式 .....	( 97 )
第二节 物料的性质 .....	( 100 )
第三节 固、气混合流的物理性质 .....	( 120 )
第四节 管流中物料颗粒的运动状态 .....	( 123 )
第五节 输料管断面上的气流速度与粒子速度 .....	( 126 )
第六节 管流中颗粒群运动的微分方程 .....	( 130 )
第七节 管流中颗粒群的最大速度 .....	( 134 )
第八节 低压气力输送管道的理论压损 .....	( 137 )
第九节 低压水平输料管中的临界风速 .....	( 142 )
第十节 高压输料管中空气流压损 .....	( 146 )
第十一节 高压输料管中两相流的压损 .....	( 148 )
第十二节 脉冲输送的料柱速度与压损 .....	( 153 )
第十三节 低压吸送管网的压损计算 .....	( 168 )
<b>第三章 气力输送装置的主要设备</b> .....	( 176 )
第一节 供料器 .....	( 176 )
第二节 输料管道及管件 .....	( 199 )

第三节	除尘器	( 202 )
第四节	卸料器	( 255 )
第五节	闭风器	( 261 )
第六节	风量调节器	( 271 )
第七节	空气输送机械	( 272 )
第八节	消声器	( 322 )
<b>第四章</b>	<b>气力输送装置的设计计算及发展动向</b>	<b>( 333 )</b>
第一节	设计程序	( 333 )
第二节	粮食加工厂稀相气力输送主要参数的确定	( 334 )
第三节	清理车间气力输送网路的设计、计算举例	( 336 )
第四节	面粉厂制粉车间气力输送网路的设计、计算举例	( 345 )
第五节	米厂气力输送网路的设计、计算举例	( 351 )
第六节	高压吸送	( 356 )
第七节	气流斜槽输送	( 360 )
第八节	柱塞流静压输送	( 366 )
第九节	散装气力输送运输装置	( 371 )
<b>附 录</b>		<b>( 373 )</b>

# 第一章 流体力学基础

## 第一节 绪 论

工程流体力学以流体为对象，主要研究流体机械运动的规律，并把这些规律应用到有关实际工程中去。涉及流体的工程技术部门很多，如水力电力、船舶航运、流体输送等，这些部门不仅流体种类各异，而且外界条件也有差别。

气力输送属流体输送，它是以空气作为工作介质，通过空气的流动将粉粒状物料输送到指定地点。由于气力输送的过程是借助空气的运动来实现的，因此，掌握必要的工程流体力学基本知识，是我们研究气力输送原理和设计、计算气力输送系统的基础。

本章中心是叙述工程流体力学基本知识，即流体的物理性质及平衡、运动规律。

## 第二节 流体及其物理性质

### 一、流 体

气力输送涉及的流体主要是空气。

流体是液体和气体的统称，由液体分子、气体分子组成，分子之间有一定距离。但在流体力学中，一般不考虑流体的微观结构而把它看成是连续的。这是因为流体力学主要研究流体的宏观运动，它把流体分成许许多多的分子集团，称每个分子集团为质点，而质点在流体内部一个紧靠一个，它们之间没有间隙，成为连续体。实际上质点包含着大量分子，例如在体积为 $10^{-15}$ 厘米<sup>3</sup>的水滴中包含着 $3 \times 10^7$ 个水分子，在体积为1毫米<sup>3</sup>的空气中有 $2.7 \times 10^{16}$ 个各种气体的分子。质点的宏观运动被看作是全部分子运动的平均效果。忽略单个分子的个别性，按连续质点的概念所得出的结论与试验结果是很符合的。然而，也不是在所有情况下都可以把流体看成是连续的，高空中空气分子间的平均距离达几十厘米，这时空气就不能再看成是连续体了。而我们在气力输送中所接触到的流体均可视为连续体。所谓连续性的假设，首先意味着流体在宏观上质点是连续的，其次还意味着质点的运动过程也是连续的。有了这个假定就可以用连续函数来进行流体及运动的研究，并使问题大为简化。

## 二、密 度

流体第一个特性是具有质量。单位体积流体内的质量称为密度，用符号  $\rho$  表示。在均质流体内引用平均密度的概念，用符号  $\rho_{CP}$  表示：

$$\rho_{CP} = \frac{\Delta M}{\Delta V} [\text{公斤} \cdot \text{秒}^2 / \text{米}^4] \quad (1-1)$$

式中： $\Delta M$ ——流体的质量[公斤·秒<sup>2</sup>/米]；  
 $\Delta V$ ——流体的体积[米<sup>3</sup>]。

但对于非均质流体，则必须引用点密度来描述。所谓点密度是指当  $\Delta V \rightarrow 0$  时， $\frac{\Delta M}{\Delta V}$  比值的极限，即：

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

公式(1-2)中， $\Delta V \rightarrow 0$  应理解为体积缩小为一点，此点的体积可以忽略不计，同时，又必须明确，这点和分子尺寸相比必然是相当大的，它必定包含多个分子，而不至丧失流体的连续性质。

压强和温度对不可压缩流体密度的影响很小，可把流体密度看成常数。

## 三、重 度

流体的第二个特性是具有重量，这是具有第一个特性的结果。重度是单位体积内所具有的流体重量。即：

$$\gamma = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta G}{\Delta V} [\text{公斤} / \text{米}^3] \quad (1-3)$$

式中： $\Delta G$ ——流体的重量；  
 $\Delta V$ ——流体的体积。

对液体而言，重度随温度改变，而气体的重度则取决于温度和压强的改变。

显然，密度与重度存在如下关系，即：

$$\gamma = \rho g \quad (1-4)$$

根据牛顿第二定律

$$\Delta G = \Delta M g$$

等式两边除  $\Delta V$  得：

$$\frac{\Delta G}{\Delta V} = \frac{\Delta M}{\Delta V} g$$

故： $\gamma = \rho g$

式中： $g$ ——重力加速度，通常采用  $9.81$  [米/秒<sup>2</sup>]。

表1-1中列出了几种流体的密度和重度值。

几种流体的密度和重度

表 1-1

流体名称	t°C	$\gamma$ [公斤/米 <sup>3</sup> ]	$\rho$ [公斤·秒 <sup>2</sup> /米 <sup>4</sup> ]
蒸馏水	4	1000	101.93
海水	15	1020~1030	103.98~105.00
普通汽油	15	700~750	71.36~76.45
石油	15	880~890	89.70~90.72
酒精	15	790~800	80.53~81.55
水银	0	13600	1386.30
空气	20	1.183	0.120

表1-2中给出了常用的水、空气和水银的重度与温度的关系。

水、空气和水银的重度与温度的关系

表 1-2

重度 名称 \ 温度	0	10	20	40	60	80	100
水	999.87	999.75	998.26	992.35	983.38	971.94	958.65
空气	1.29	1.24	1.20	1.12	1.06	0.99	0.94
水银	13600	13570	13550	13500	13450	13400	13350

工程上除用重度外，还常用比重和比容。

比重是流体的重量与同体积 1 物理大气压，4°C 纯水的重量之比值数。它是无因次量。如海水的重度为 1030 公斤/米<sup>3</sup>，它的比重就是 1.03。

比容是单位重量空气所占有的体积。它是重度的倒数。比容的数学表达式为：

$$v = \frac{\Delta V}{\Delta G} \text{ [米}^3\text{/公斤]}$$

或 
$$v = \frac{1}{\gamma} \tag{1-5}$$

式中： $\Delta V$ 、 $\Delta G$ 同公式(1-3)的含义。

#### 四、表面张力和毛细现象

必须指出，表面张力是流体中的液体所特有的性质，而气体无自由面形成，所以不

具有表面张力。

从物理学的研究中可知，液体的分子彼此排列十分紧密，它们之间存在着很大的内聚力，而在液体自由面上，各个方向上的内聚力不能达到平衡，从而产生了分子内压力，液体在这种内压力的作用下，有使自身体积缩为最小的趋势。同时由于液体表面内聚力作用的结果，使自由表面上受有张紧的力，即表面张力。单位长度上的表面张力以表面张力系数 $\alpha$ 来表示，表面张力系数随流体种类而异，且随温度而变化。几种液体在20℃时的表面张力系数列在表1-3中。

表面张力系数[公斤/厘米] 表 1-3

水		0.000074
水	银	0.000550
酒	精	0.000022

由表 1-3 中可知，表面张力通常均很小。表面张力作用方向切于自由面。当自由面为平面时，表面张力对流体内部无大影响，一般可不考虑；当自由表面为曲面时，表面张力将对液体内部有附加压力作用，而曲率半径越小时附加压力越大。附加压力的大小可按拉普拉斯公式计算。

$$p = \alpha \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \quad (1-6)$$

式中： $r_1$ 、 $r_2$ ——曲面的主曲率半径(图1-1)。

液体与固体相接触时，其间存在附着力。将水装入细玻璃管中，则自由表面形成凹面，而将水银也装入同样的细玻璃管中，形成的却是凸表面。这种现象出现在半径很小的细管中，称细管为毛细管。而这种由表面张力和附着力所引起的液面上升、下降的现象为毛细现象(图1-2)。

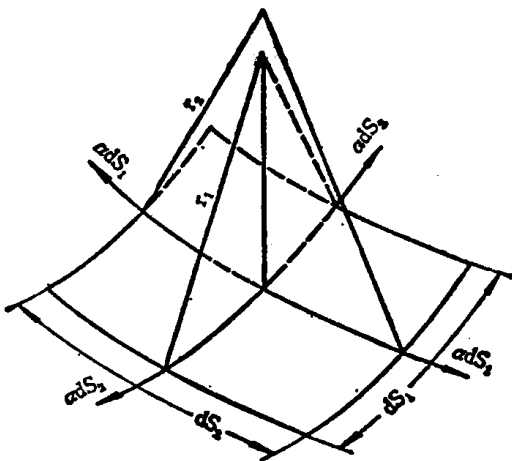


图 1-1 曲面的主曲率半径图

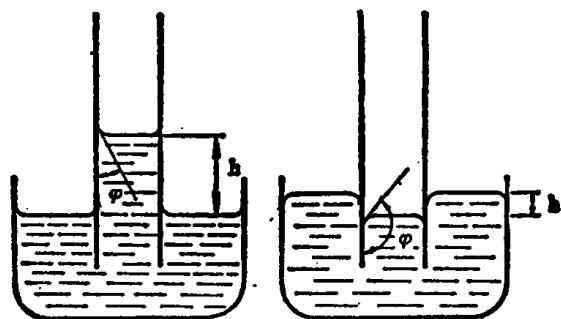


图 1-2 毛细现象



液面上升或下降的高度  $h$  可以用朱伦公式来计算：

$$h = \frac{4\alpha \cos\varphi}{\gamma d} \quad (1-7)$$

式中：  $\alpha$  —— 液体表面张力；

$\varphi$  —— 接触角；

$d$  —— 管径[毫米]。

液体为水时，在  $20^\circ\text{C}$  时升高：

$$h = \frac{29.8}{d} \text{ [毫米]} \quad (1-8)$$

水银在  $20^\circ\text{C}$  时下降高度为：

$$h = \frac{10.15}{d} \text{ [毫米]} \quad (1-9)$$

## 五、压缩性和膨胀性

流体的压缩性和膨胀性为流体所共有的第三特性。实际上流体或多或少都是可以压缩的。严格地讲流体密度是随着压强和温度的变化而改变的。例如水在温度为  $0^\circ\text{C}$  时，每增加一个大气压，其体积比原来减少  $0.005\%$  左右。而空气当压力不变时，温度增高  $100^\circ\text{C}$  密度大约减少  $27\%$ 。由此可见，流体具有压缩性，只不过液体压缩性很小，可以当作不可压缩流体看待，而空气就有明显的压缩性，但在一般情况下（其速度比音速小得多、终压变化不大于原来压强的  $20\%$ ）其密度变化很小，可以忽略，这样空气也可当作不可压缩流体对待。由此流体可分成两大类：一类是不可压缩的流体，一类是可压缩的流体。

流体的压缩性可用流体的容积压缩系数  $\beta_p$  来表示。它代表当压力增高一单位时，容积  $V$  的相对减小。当温度不变时：

$$\beta_p = -\frac{1}{V} \frac{dV}{dp} \text{ [厘米}^3\text{/公斤]} \quad (1-10)$$

水在  $0^\circ\text{C}$  时的容积压缩系数  $\beta_p$  列于表 1-4 中。

水的容积压缩系数

表 1-4

大气压	5	10	20	40	80
压缩系数	$0.529 \times 10^{-4}$	$0.527 \times 10^{-4}$	$0.521 \times 10^{-4}$	$0.513 \times 10^{-4}$	$0.505 \times 10^{-4}$

当温度变化时，流体容积改变的特性称为膨胀性。此特性可用温度膨胀系数  $\beta_t$  表示：

$$\beta_m = \frac{1}{V} \frac{dV}{dT} \quad (1-10')$$

它表示当温度增高 1℃ 时，容积 V 的相对增加值。当压力不变时，温度膨胀系数可按上式决定。

水的膨胀系数  $\beta_m$  列于表 1-5 中。

水的膨胀系数

表 1-5

压 强 〔大气压〕	温 度〔℃〕				
	1~10	10~20	40~50	60~70	90~100
1	$14 \times 10^{-6}$	$150 \times 10^{-6}$	$422 \times 10^{-6}$	$556 \times 10^{-6}$	$719 \times 10^{-6}$
100	$43 \times 10^{-6}$	$165 \times 10^{-6}$	$422 \times 10^{-6}$	$548 \times 10^{-6}$	$704 \times 10^{-6}$

## 六、粘 滞 性

当我们把油和水倒在同一斜度的平面上，发现水的流动速度比油要快得多，这是因为油的粘滞性大于水的粘滞性。又如，我们观察河流，可以明显地看到，越靠近河岸流速越小，越接近河心流速越高。这表明河岸对流体有约束作用，流体内部也有相互约束的作用力。这种性质就是流体的粘滞性。我们可以通过下面的试验来证明流体粘滞性的存在。

假设有两块平行的平板，其间充满流体（如图 1-3），让下面一块平板固定而上面一块平板以等速  $v$  运动，我们将会看到板间流体很快就处于流动状态，且靠近上面平板的流体流速较大，而向下流速则减小，其流速由上至下速度变化为从  $v$  到零。当中任一层流体的速度随法线方向呈线性改变。要使上面平板以等速运动，需在其上加一个力，使它大小恰好克服流体由于粘滞性而产生的内摩擦力  $T$ ，流体层间内摩擦力是成对出现的，其方向据实际分析而定。内摩擦力  $T$  的大小与流体种类有关；与流体的接触面积有

关；与垂直于板的速度梯度  $\frac{dv}{dn}$  成正比，故：

$$T = \mu F \frac{dv}{dn} \quad (1-11)$$

式中： $\mu$ ——流体动力粘性系数；

$F$ ——流体的接触面积；

$\frac{dv}{dn}$ ——法线方向（垂直于木板）的速度梯度。

式(1-11)通常称作牛顿内摩擦定律。而单位面积上所具有的摩擦力  $\tau$  称为摩擦应力

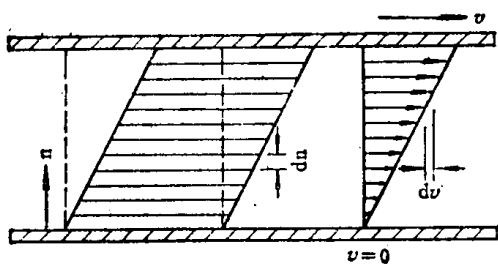


图 1-3

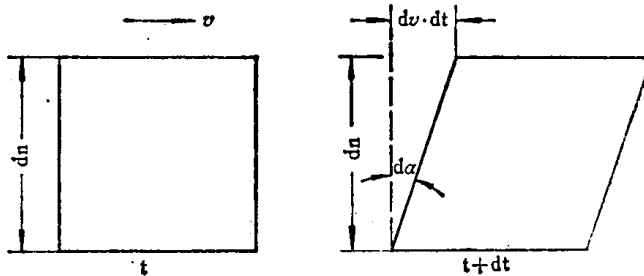


图 1-4

或切应力:

$$\tau = \frac{T}{F} = \mu \frac{dv}{dn} \quad (1-12)$$

公式(1-12)表明: 切应力大小取决于速度梯度, 也可以理解为取决于变形角速度的大小。如图 1-4 所示, 设流体作直线运动, 在某时刻  $t$  取一个正方形流体基元平面, 令上层流速大于下层流速, 经过  $dt$  时间后, 该基元平面变形成一斜方形, 原来的直角变化了  $d\alpha$  大小, 所以  $\frac{d\alpha}{dt}$  即为角变形速度, 在短暂时间内, 则:

$$\frac{d\alpha}{dt} \approx \frac{\text{tg}(d\alpha)}{dt} \approx \frac{dv \cdot dt}{dn \cdot dt} = \frac{dv}{dn}$$

另外, 从公式(1-12)中还可以看出, 切应力的大小也取决于粘性系数。而粘性系数  $\mu$  又随不同流体及温度和压力而变化。通常粘性系数与压力的关系不大, 如每增加 1 公斤/厘米<sup>2</sup>时, 液体的粘性系数平均只增加  $\frac{1}{300} \sim \frac{1}{500}$ , 因此在多数情况下可以忽略压力对液体粘性系数的影响。对于气体, 由分子运动论得知:

$$\mu = (0.31 \sim 0.49) \rho v l$$

式中:  $\rho$  —— 气体密度;  
 $v$  —— 气体分子运动速度;  
 $l$  —— 分子平均自由行程。

由于分子运动的速度  $v$  与压力  $p$  无关, 在等温条件下,  $p$  与  $\rho$  成正比与  $l$  成反比, 故压力变化时  $\mu$  仍可保持不变。

至于粘性系数与温度的关系已被大量的实验所证明, 即液体的粘性系数随温度的增高而下降, 气体的粘性系数随温度而增加。这种截然相反的结果可用流体的微观结构去阐明。流体间摩擦的原因是分子间的内聚力, 分子和壁面的附着力, 及分子不规则的热运动而引起的动量交换, 使部分机械能转变为热能。这几种原因对液体与气体的影响是不同的。因为液体分子间距比气体小, 所以内聚力较气体大。而液体分子热运动远不及气体活跃, 因此当温度增加时, 液体分子间距增大, 内聚力显著下降。而液体分子动量交换的增加又不足以补偿, 故其粘性系数下降。对于气体则恰恰相反, 其分子热运动对粘滞性的影响居主导地位, 当温度增加时, 分子热运动更为频繁, 故气体粘性系数随温

度而增加。

在我们研究流体运动规律的时候， $\mu$  和  $\rho$  经常是以  $\frac{\mu}{\rho}$  的形式相伴出现，为了实用方便，就把  $\frac{\mu}{\rho}$  叫做运动粘性系数，用符号  $\nu$  表示。

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \text{ [米}^2\text{/秒]} \quad (1-13)$$

必须指出，在分析流体流过固体的流动，或管中的流体运动诸现象时，运动粘性系数是非常重要的参数。但是当比较各种不同流体的内摩擦力时，运动粘性系数却不能作为一项物理特征。我们只要比较一下水与空气的粘性即可明白这点。水比空气粘性大，水的粘性系数  $\mu$  比空气大100倍，但是空气的运动粘性系数  $\nu$  却比水大10倍以上，所以不能依据运动粘性系数  $\nu$  来说明水比空气粘性大，这是因为空气的密度比水小几百倍缘故。

对于水的运动粘性系数可按泊肃叶公式计算：

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} = \frac{0.01775}{1 + 0.0387t + 0.000221t^2} \text{ [厘米}^2\text{/秒]} \quad (1-14)$$

空气的粘性系数也可按下式计算：

$$\mu = 1.758 \times 10^{-6} \times \frac{380}{380 + t} \times \left( \frac{273 + t}{273} \right)^{\frac{3}{2}} \text{ [公斤} \cdot \text{秒/米}^2\text{]} \quad (1-15)$$

水和空气的  $\mu$  和  $\nu$  随温度变化关系列于表1-6。

水和空气的  $\mu$  和  $\nu$  值随温度的变化

表1-6

t°C		-20	-10	0	10	20	40
水	$\mu \times 10^6$ [公斤·秒/米 <sup>2</sup> ]	/	/	183	133	103	66.8
	$\nu \times 10^6$ [米 <sup>2</sup> /秒]			1.79	1.308	1.007	0.66
空气	$\mu \times 10^6$ [公斤·秒/米 <sup>2</sup> ]	1.59	1.65	1.71	1.77	1.83	1.95
	$\nu \times 10^6$ [米 <sup>2</sup> /秒]		12.47	13.33	14.21	15.12	16.98

动力粘性系数  $\mu$  的单位有两种表示法：

工程单位为公斤·秒/米<sup>2</sup>；

绝对单位为克/厘米·秒，或称泊；实际应用中常用厘泊，1厘泊=0.01泊。

运动粘性系数  $\nu$  的单位是：

工程单位为米<sup>2</sup>/秒；

绝对单位为厘米<sup>2</sup>/秒称为斯托克斯，简称斯，实际应用中常用厘斯，1厘斯=0.01斯。

至此，介绍了流体的五个特性，均为流体的属性，是流体本质的内在因素。压缩性、

膨胀性是流体内在应力变化引起流体体积的变化，而粘滞性促使切应力的变化引起流体形状变化。

流体在不同状况下，其状态存在某种差异，这种差异就是温度、压力、比容等这样一些标志流体物理特性的数值不同，也就是说，流体所处的具体状态不同，流体的状态是通过描述状态特性的各物理量如温度、压强和比容来表示的，这些物理量称为状态参数。

## 七、温 度

温度是标志流体冷热程度的参数。

就气体而言，温度和气体分子平移运动的平均动能有关。在分子热运动中，各个分子平移运动速度的方向和大小各不相同，而且在不断地变化着，任一瞬间，都有些分子运动速度较大，也有些分子运动速度较小，就大量分子的总体而言，则具有中等大小的速度，可以用一个平均速度来表示大量分子热运动的状况。温度越高，分子热运动越强烈，分子热运动的平均速度则越大，动能也就越大。对于理想气体，下式成立。

$$\frac{m\omega^2}{2} = BT \quad (1-16)$$

式中： $\frac{m\omega^2}{2}$ ——分子平移运动的平均动能；

$m$ ——一个分子的质量；

$\omega$ ——分子平移运动的均方根速度；

$$\omega = \sqrt{\frac{\omega_1^2 + \omega_2^2 + \dots + \omega_n^2}{n}}$$

$\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_n$ ——气体各分子平移运动速度；

$n$ ——1米<sup>3</sup>气体中的分子数目；

$B$ ——比例常数（对任何气体均相同）；

$T$ ——绝对温度。

流体的温度用测温仪表测定。为了标志温度的高低和保证温度测量的准确一致，就要规定一个衡量温度高低的标准尺子，称为温度标尺，简称温标。目前国际上通用的温标主要有两种。

摄氏温标规定：在1标准大气压下，纯水开始结冰时的温度（冰点）定为0℃，纯水沸腾时的温度（沸点）定为100℃。在0℃与100℃之间划分为100等分。每一等分就是摄氏温度1℃。

在绝对温标中，把-273.15℃作为零点，由此而量出的温度就叫做绝对温度，用字母T来表示。用绝对温标表示温度时，在度数的右边加上字母“K”。

绝对温标的每1K与摄氏温标每1℃在数值上完全相等。1标准大气压下，纯水的冰点为273.15K（工程上取273K已足够准确），沸点为373.15K。

摄氏温度和绝对温度之间的换算关系为：

$$T = 273 + t \text{ [K]} \quad (1-17)$$

此外，英、美等国家还习惯采用华氏温标，仍用符号  $t$  表示，单位是  $^{\circ}\text{F}$ ，在 1 标准大气压下，纯水的冰点和沸点分别为  $32^{\circ}\text{F}$  和  $212^{\circ}\text{F}$ 。华氏温度与摄氏温度之间的换算关系为：

$$t \text{ }^{\circ}\text{C} = \frac{5}{9}(t \text{ }^{\circ}\text{F} - 32) \quad (1-18)$$

## 八、压 强

气体或液体分子总是永远不停地作无规则的热运动。在管道中这种无规则的热运动，使管流中的分子间不断地相互碰撞，同时也使流体分子不停地与管壁碰撞，这就形成了对管壁的撞击力。虽然每个分子对管壁的碰撞是不连续的，致使撞击力也是不连续的，但是由于管道中有大量的分子，它们不停地且非常密集地碰撞管壁，因此，从宏观上就产生了一个持续的有一定大小的压力。正如雨点落到伞面上，虽然每个雨点对伞面的作用力并不是连续的，但是，大量密集的雨点落到伞面上，就能感觉到雨点对伞面形成了一个持续的压力。对管壁而言，作用在管壁上压力的大小取决于单位时间内受到分子撞击的次数，以及每次撞击力量的大小。单位时间撞击次数越多，每次撞击的力量越大，作用于管壁的压力也越大。如果忽略分子相互碰撞时分子力的影响，就可以从理论上推导出作用于单位面积上的压力  $p$  与分子数及分子平移运动平均动能之间的关系式：

$$p = \frac{2}{3} n \frac{m\omega^2}{2} \quad (1-19)$$

式中：  $n$  —— 单位容积内的分子数；

$\frac{m\omega^2}{2}$  —— 分子作平移运动的平均动能。

压强的大小也可用垂直作用于管壁单位面积上的压力来表示，即：

$$p = \frac{P}{F} \quad (1-20)$$

式中：  $P$  —— 垂直作用于管壁的合力；

$F$  —— 管壁的总面积。

压强的单位通常有三种表示方法。

第一种，用单位面积的压力表示。在工程流体力学中，常以公斤作为力的单位，平方米作为面积的单位，于是压强的单位为〔公斤/米<sup>2</sup>〕，有时也用〔公斤/厘米<sup>2</sup>〕作为压强的单位。国际单位制压强的单位采用〔帕〕=牛顿/米<sup>2</sup>。其换算关系为：

$$1 \text{ 帕} = \frac{1}{9.81} [\text{公斤/米}^2]$$

第二种，用液柱高度表示。在测定管道中流体的压强时，常采用里面装有水或水银的U型压力计，以液柱高度表示压强的大小。参看图 1-5 可知，液柱作用于管底的压力为液柱的重量，其大小为：

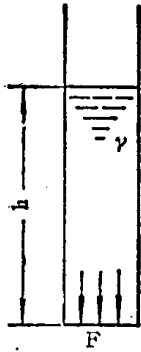


图 1-5 压强的表示

$$P = \gamma h F \quad (1-21)$$

式中:  $\gamma$  —— 液体重度;  
 $h$  —— 液柱高度;  
 $F$  —— 受力面积。

压强为:

$$p = \frac{P}{F} = \gamma h$$

或

$$h = \frac{p}{\gamma} \quad (1-22)$$

例如, 水的重度为  $1000$  [公斤/米<sup>3</sup>], 水银的重度为  $13600$  [公斤/米<sup>3</sup>], 试将  $p = 1$  [公斤/厘米<sup>2</sup>] 换算成相应的液柱高度。

用水银柱 (汞柱) 高度表示:

$$\begin{aligned} h &= \frac{p}{\gamma} = \frac{10000}{13600} \\ &= 0.736 \text{ [米水银柱]} \\ &= 736 \text{ [毫米水银柱]} \end{aligned}$$

用水柱高度表示:

$$\begin{aligned} h &= \frac{p}{\gamma} = \frac{10000}{1000} \\ &= 10 \text{ [米水柱]} \\ &= 10000 \text{ [毫米水柱]} \end{aligned}$$

第三种, 用大气压表示。在海拔为零, 空气温度为  $0^\circ\text{C}$ , 纬度为  $45^\circ$  时测得的大气压强为  $1$  个物理大气压, 它等于  $10336$  [公斤/米<sup>2</sup>]。工程上为简化起见, 在不影响计算精度的前提下, 取一个工程大气压为  $10000$  [公斤/米<sup>2</sup>]。

表示压强的三种方法换算关系为:

$$\begin{aligned} 1 \text{ 物理大气压} &= 10336 \text{ [公斤/米}^2\text{]} \\ &= 10336 \text{ [毫米水柱]} \\ &= 760 \text{ [毫米汞柱]} \\ 1 \text{ 工程大气压} &= 10000 \text{ [公斤/米}^2\text{]} \\ &= 10000 \text{ [毫米水柱]} \\ &= 736 \text{ [毫米汞柱]} \end{aligned}$$

为了满足工程上的需要, 压强可按以下三种方法进行计算。

**绝对压强**——当计算压强以完全真空 ( $p=0$ ) 为基准算起时, 称绝对压强, 其值为正。

**相对压强**——当计算压强以当地大气压 ( $p_a$ ) 为基准算起时, 称相对压强或表压。如  $A$  点的压强高于当地大气压 ( $p_M > p_a$ ), 为正压:

$$p_{MA} = p_A - p_a \quad (1-23)$$

$B$  点的压强低于当地大气压 ( $p_M < p_a$ ), 为负压:

$$p_{MB} = p_B - p_a \quad (1-24)$$

真空度——当绝对压强低于大气压强时，其小于大气压的数值称为真空度。以液柱高度表示为：

$$h_{vac} = \frac{p_a - p}{\gamma} \quad (1-25)$$

真空度有时用百分数表示：

$$p_{vac} = \frac{p_a - |p|}{p_a} \times 100\% \quad (1-26)$$

## 九、比 容

比容是单位重量的流体占有的容积，它是定量流体容积大小的状态参数。它与重度的关系为：

$$\gamma v = 1 \quad (1-27)$$

气体的比容随温度和压力变化。

工程中需要规定某一状态的空气为标准空气。在我国把一个工程大气压，温度为 20℃ 的空气状态规定为标准状态。国际上把一个物理大气压，温度为 0℃ 的状态规定为标准状态。标准状态下的空气称为标准空气。

## 十、理想气体状态方程式

研究气体性质时，需引出理想气体的概念。理想气体指一种假想的气体，它的质点是不占有容积的质点；分子之间没有内聚力。虽然自然界中不存在真正的理想气体，但是为了研究流体的客观规律，从复杂的现象中抓住主要环节而忽略某些枝节，在工程应用所要求的精度内，使问题合理简化，不至引起太大误差。就此意义来讲，引出理想气体的概念是十分必要的。

研究气体的状态时，完全可以引用理想气体的各定律：

### (一) 波义尔—马略特定律

这个定律是在温度不变时，一定量气体的压强和它的体积成反比。即：

当  $T = \text{常数}$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{V_1}{V_2} \quad (1-28)$$

或

$$p_1 V_1 = p_2 V_2 = \text{常数} \quad (1-28')$$

式中： $V_1$ ——压强  $p_1$  时气体的体积 [米<sup>3</sup>]；

$V_2$ ——压强  $p_2$  时气体的体积 [米<sup>3</sup>]。



## (二) 盖吕萨克定律

这个定律是在压强不变时，一定量气体的体积和它的绝对温度成正比。即：

当  $p = \text{常数}$

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (1-29)$$

或

$$\frac{\gamma_1}{\gamma_2} = \frac{T_2}{T_1} \quad (1-29')$$

## (三) 查理士定律

这个定律是在体积不变时，一定数量的气体压强和它的绝对温度成正比。即：

当  $V = \text{常数}$

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (1-30)$$

## (四) 气体状态方程式

仅应用上述定律来研究气体状态的变化还是不够的，实际上气体的压强、体积和温度常常是同时发生变化。要解决这个问题，就要进一步来研究气体状态方程式。

由公式(1-19)可知，理想气体作用于管壁的压强可由下式求得：

$$p = \frac{2}{3} n \frac{m\omega^2}{2}$$

将上式两边各乘以比容  $v$ ，则得：

$$pv = \frac{2}{3} n \frac{m\omega^2}{2} v \quad (1-31)$$

式(1-31)中，令  $nv = N'$  [分子数/公斤] 代入(1-31)式得：

$$pv = \frac{2}{3} N' \frac{m\omega^2}{2} \quad (1-32)$$

由公式(1-16)可知：

$$\frac{m\omega^2}{2} = BT$$

将(1-16)式代入(1-32)式得：

$$pv = \frac{2}{3} N' BT \quad (1-33)$$

令  $R = \frac{2}{3} N'B$ ，则得：

$$pv = RT \quad (1-34)$$

式中： $p$  —— 气体的绝对压强 [公斤/米<sup>2</sup>]；

$v$  —— 气体的比容 [米<sup>3</sup>/公斤]；