压力测量
——压力计和传感器

[法] 埃尔贝 著
陈道龙 译

原子能出版社

内 容 简 介

本书是压力测量技术专著，从实用角度系统地介绍了各种传统的和新型的压力计和压力传感器工作原理、性能、使用注意事项以及静态、动态特性的研究方法。本书对于从事压力测量的工程技术人员和科学研究人员，对于压力计、压力传感器生产厂的工作人员及高等院校有关专业的师生均有参考价值。

LA MESURE DES PRESSIONS

Manomètres et Capteurs

ERBER

Masson, Paris, 1983

压力测量

——压力计和传感器

［法］埃尔贝 著

陈道龙 译

原子能出版社出版

（北京2108信箱）

北京昌平兴华印刷厂印刷

新华书店总店科技发行所发行·新华书店经售

☆

开本787×1092 1/32 ·印张5.625 ·字数 126 千字

1989年3月北京第一版·1989年3月北京第一次印刷

印数1—3200

ISBN7-5022-0153-X

TH·3 定价：2.65元

目　　录

第一章　压　力

1.　压力的定义

1.1法定的定义和单位

在静止的真实流体或者在理想流体中，作用在一个给定点上的压力p是由垂直施加在中心定在该点上的面积单元dA上的力$\mathbf{df}=\mathbf{n}df$确定的：

$$p=\lim_{A\to 0}(df/dA) \qquad (1.1)$$

这样定义的量同所考虑的面积单元dA的方位无关。

在法国强制施行的国际度量系统单位的名称、定义和符号是由1961年5月3日的第61-501号法令规定的，后来由1966年1月5日的第66-16号法令和1975年12月4日的第75-1200号法令加以修改。

应力的单位，特别是压力的单位，是一个派生的力学单位：Pa(帕斯卡)。

1牛顿的力作用在1米²平面上造成的压力等于1帕斯卡：

$$1Pa=1N/m^2$$

帕斯卡使用的符号是Pa。

常用的倍数是：

兆帕斯卡$=10^6$Pa（符号——MPa）

千帕斯卡$=10^3$Pa（符号——kPa）

常用的帕斯卡的倍数有一个特别的名称——巴（符号——bar）；1bar$=10^5$Pa，它的常用约数是毫巴(符号——

表1.1

Pa	Pa	bar	kg/cm²	Atm
1Pa	1	10^{-5}	1.02×10^{-5}	0.9869×10^{-5}
1bar	10^{5}	1	1.02	0.9869
1kg/cm²	0.980×10^{5}	0.980	1	0.968
1Atm	1.013×10^{5}	1.013	1.033	1
1g/cm²	98	0.098×10^{2}	10^{-3}	0.968×10^{-3}
1mmHg	133.3	0.1333×10^{-2}	1.36×10^{-3}	1.315×10^{-3}
1mbar	100	0.1×10^{-2}	1.02×10^{-3}	0.9869×10^{-3}
1inch.Hg	3386	3.386×10^{-2}	0.03453	0.03345
1psi	6890	6.89×10^{-2}	0.0703	0.008

Pa	g/cm²	mmHg	mbar	inch.Hg	psi
1Pa	1.02×10^{-2}	0.75×10^{-2}	10^{-2}	0.2953×10^{-3}	0.1451×10^{-3}
1bar	1020	750	1000	29.53	14.51
1kg/cm²	1000	735	980	28.96	14.22
1Atm	1033	760	1013	29.95	14.70
1g/cm²	1	0.735	0.98	0.02896	0.01422
1mmHg	1.36	1	1.333	0.03937	0.01934
1mbar	1.02	0.750	1	0.02953	0.01451
1inch.Hg	34.53	25.4	33.86	1	0.4910
1psi	70.3	51.75	68.947	2.041	1

mbar)：1mbar = 10^2Pa。

表1.1把其它一些单位（禁止使用的)和法定单位连同它们的对应值编排在一起。

1.2 压力的不同型式

环境压力或大气压力——这是用气压计测定的压力，它是随大气条件和地点而变化的。确定为“标准状态”的大气压力参考值等于101325Pa。

相对压力或有效压力——这是相对于环境压力测定的压力。如果环境压力是可变的，那末在某些时间间隔中测定的压力的相对值或有效值的比较是不确定的。

真空或负压——这是负的相对压力，因此它低于环境压力。

过压——这是正的相对压力。

差压——这是两个压力的差值。

绝对压力——这是相对于真空测量的压力。

1.3 连续介质力学的压力概念

1.3.1 连续介质一个点上的应力

假定$\mathscr{D}$是任何一种材料介质的一个区域，$\mathscr{P}$ 为取自 $\mathscr{D}$ 内的一个体积单元，那么，如果 $\mathscr{P}$ 的尺寸与$\mathscr{D}$ 的尺寸相比是非常小的，而且它的物理性质是局部恒定的，那么我们就说 $\mathscr{P}$ 是$\mathscr{D}$的一个质点。

如果我们把一个质点P近似看作坐标x、y、z空间的一个点M，那么dx、dy、dz 相对于$\mathscr{D}$的尺寸来说是很小的，或者质点的尺寸是dx、dy、dz的数量级。那末以连续充满空间$\mathscr{D}$的质点形式的宏观尺度出现的整个物体就称作为连续介质。

从微观观点来说，一个质点受到内部完全相互抵销的分子间的作用以及外部的作用，后者一方面是与质点体积成正

比的体积场力的作用，另一方面是实际上归结为施加在质点表面上作用力的分子作用。

一开始就具有某种形状的质点可以用一个多面体来表征，它的每个面受到一个相对于所考虑的表面某个方向的表面力$d\mathbf{f}$的作用。

如果每个面是通过它的面积dA以及表征它的方位的法向单位矢量$\mathbf{n}$来确定的，即

$$d\mathbf{A}=\mathbf{n}dA$$

那末我们可以在每个面上确定单位面积的力，即称之为应力：

$$\mathbf{T}=\lim_{dA\to 0}(d\mathbf{f}/dA)$$

这种标记为$\mathbf{T}$（M，$\mathbf{n}$）的应力取决于点M和法线$\mathbf{n}$。

应力矢量$\mathbf{T}$（M，$\mathbf{n}$）可以用两个正交投影来代替，以便显示出一个指向为$\mathbf{n}$的法向应力σ（M，$\mathbf{n}$）和一个在平面内的切向应力τ（M，$\mathbf{n}$）（图1.1），即

$$\mathbf{T}(M,\ \mathbf{n})=\sigma(M,\ \mathbf{n})+\tau(M,\mathbf{n})$$

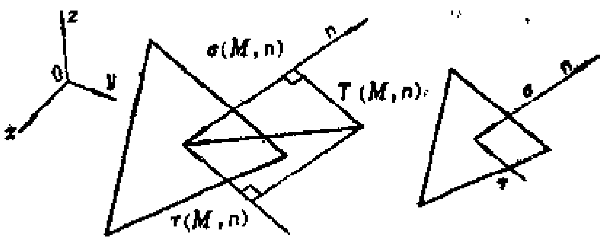

图1.1

在一个面平行于基线为$\mathbf{ijk}$的坐标系统$Oxyz$的一个坐标面的特殊和重要的情况下，例如平行于Oyz平面，那么，我们可以写出（图1.2）

$$\mathbf{T}(M,\mathbf{n})=\mathbf{T}(M,\mathbf{i})=\sigma(M,\mathbf{i})+\tau(M,\mathbf{i})$$

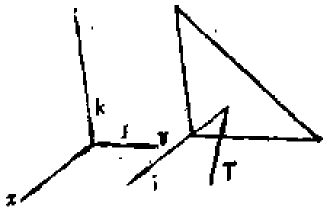

图1.2

当投影到Ox、Oy、Oz轴上时，得到

$$\mathbf{T}(\mathrm{M},\mathbf{i})\cdot\mathbf{i}=\sigma(\mathrm{M},\mathbf{i})\cdot\mathbf{i}=\sigma_{xx}$$

$$\mathbf{T}(\mathrm{M},\mathbf{i})\cdot\mathbf{j}=\tau(\mathrm{M},\mathbf{i})\mathbf{j}=\tau_{yx}$$

$$\mathbf{T}(\mathrm{M},\mathbf{i})\cdot\mathbf{k}=\tau(\mathrm{M},\mathbf{i})\cdot\mathbf{k}=\tau_{zx}$$

由此，$\mathbf{T}\ (\mathrm{M},\ \mathbf{i})\ =\sigma_{xx}\mathbf{i}+\tau_{yx}\mathbf{j}+\tau_{zx}\mathbf{k}$

因此我们指出，连续介质的一个点M在任意一个面上的应力可以写成为

$$\mathbf{T}(\mathrm{M},\ \mathbf{n})\ =\overline{\overline{\mathbf{T}}}\mathbf{n}$$

式中$\overline{\overline{\mathbf{T}}}$——由下列式子表达的二阶对称张量

$$\overline{\overline{\mathbf{T}}}=\begin{bmatrix}\sigma_{xx}\tau_{xy}\tau_{xz}\\ \tau_{yx}\sigma_{yy}\tau_{yz}\\ \tau_{zx}\tau_{zy}\sigma_{zz}\end{bmatrix}$$

1.3.2 压力的定义

如果在连续介质的一个点M上，应力是法向的，它的模数是恒定的，并假定是中心定在M点的平面方向，那么它的模数被称作为M点的压力。注意到

$$\mathbf{T}(\mathrm{M},\mathbf{n})=-p(\mathrm{M})\mathbf{n} \qquad (1.2)$$

“在静止流体或均匀压缩的固体的一个点上的应力证实了这种性质。”

那么，施加在一个面上的力具有下列形式

$$\mathrm{d}\mathbf{f}=-p\mathbf{n}\mathrm{d}A \qquad (1.3)$$

1.4 热力学的压力概念

作为例子，我们取一种处于统计平衡状态的热力学意义上的理想气体*。理想气体模型必须具备下列条件：分子可看作半径为无限小的不变形的球体，碰撞是完全弹性的，粒子之间没有任何力的作用（这意味着除了碰撞之外，分子互相间是分开的），气体是孤立的，或者来自外部的力是可以忽略的。

在统计平衡的理想气体内，当一个质量为m的分子以速度$\mathbf{u}_i$、入射角α_i与一个法线为$\mathbf{n}$的平壁面碰撞时，伴随着碰撞而发生的动量变化是$\Delta\mathbf{q}=2mu_i\cos\alpha_i\mathbf{n}$（图1.3）。

如果所考虑的体积包含N个分子，$n^*=N/V$代表分子的体积密度。那么，在单位时间内碰撞到面积单元$\mathrm{d}A$上的全部分子的动量变化以下列式子表达：

$$\Delta\sum=n^*mu^2\mathbf{n}\mathrm{d}A/3$$

式中　u^2——由下列式子确定的均方速度

$$u^2=\lim_{N\to\infty}\left(\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{i=N}u_i^2\right)$$

根据动力学基本原理，面积单元作用给所有碰撞在它上面的分子的力，等于分子在单位时间内的动量变化$\Delta\sum$，即

$$\mathrm{d}\mathbf{f}'=n^*mu^2\mathbf{n}\mathrm{d}A/3$$

因此，根据作用与反作用原理，气体作用于面积单元上的力

$$\mathrm{d}\mathbf{f}=-\mathrm{d}\mathbf{f}'=-p\mathbf{n}\mathrm{d}A$$

从而得到　$p=n^*mu^2/3$。

在气体内部，当建立一个虚构的壁面时可以进行同样的

---

* 如果所有物理量在时间流程内具有平均值，并且该平均值与时间无关，那末我们就说，该气体处于统计平衡状态。

论证工作，这个虚构的壁面含有面积单元dA，并把区域分成两个部分。我们得到同样的结果，并且这是假定单元面积dA具有任意的方位（图1.4）。

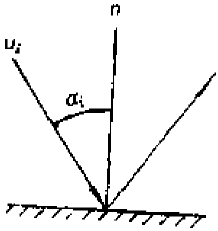

图1.3

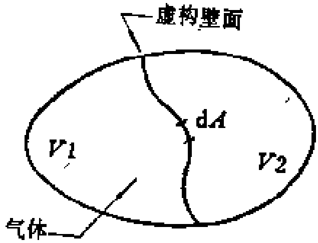

图1.4

在统计平衡状态下，在气体内部n^*和u是均匀分布的。因此，在所有点上压力p具有同样的数值。因此在没有另外的明确表示的情况下，我们可以说是气体的均匀压力。如果我们用N/V代替n^*，并引入温度θ作为分子骚动或热骚动程度的一种度量，同时写成$mu^2/2=3k\theta/2$，式中k——玻耳兹曼常数，那么，我们得到理想气体方程式：

$$pV=r\theta$$

式中 $r=Nk$表示体积V内包含的理想气体的常数。

2. 运动流体内的压力

2.1 动力学基本原理

2.1.1 流线和轨线

t时刻的流线是一条在速度矢量每个点上相切的线LC（图1.5）。

轨线是一条由运动的质点描绘出来的线（图1.6）。

2.1.2 流动局部方程

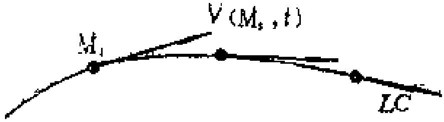

图1.5

图1.6

假定运动流体的一个质点受到外部力的作用，这些力包括：

——由单位质量表达的体积力**f**（重力等）；

——某些表面力，包括与单位体积元有关的压力和粘性摩擦力$\mathbf{f}_V$。

如果ρ代表在伽利略系统内的运动流体的密度，**U**代表一个质点M在t时刻的速度，那么，动力学基本方程式可写成

$$\rho \mathrm{d}\mathbf{U}/\mathrm{d}t=\rho\mathbf{f}-\mathrm{grad}\,p+\mathbf{f}_V \qquad (1.4)$$

特别是对于$\mathbf{U}=0$的情况下，我们找到流体静力学的基本定律：

$$\rho\mathbf{f}-\mathrm{grad}\,p=0 \qquad (1.5)$$

如果由于摩擦造成的能量损耗很小，我们可以认为流体的粘性是可以忽略的。那么，我们说没有压头损失或者说流体是理想的（在连续介质力学的意义上），并且在这种情况下$\mathbf{f}_V=0$。最后，在地球重力场中我们有$\mathbf{f}=-\mathrm{grad}\,gz$，式中$z$对于从某个水平参考平面算起的高度来说考虑为正的。

2.1.3 结果

恒定密度的理想流体，在地球重力场中稳定流动情况下

($\partial U/\partial t=0$)，矢量方程在与轨线上M点的切线重合的轴上的投影导出沿着一条流线*的伯努利方程：

$$\rho U^2/2+\rho gz+p=\text{常数} \tag{1.6}$$

在这种形式下，每一项对压力来说是齐次的：

p——静压；

$p+\rho gz$——驱动压力，写成p_g（在气体中，驱动压力一般可近似等于静压，即$p_g\simeq p$）；

$\rho U^2/2$——动压；

$p+\rho gz+\rho U^2/2$——总压，写成pt。

2.2 流动流体内的应力

2.2.1 流体静力学应力和粘性应力

在静止流体情况下，应力简化为压力，并且应力张量具有下列形式：

$$\bar{\bar{\mathbf{T}}}=-p\bar{\bar{\mathbf{I}}}$$

式中 $\bar{\bar{\mathbf{I}}}$——单位球张量：

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

在运动的实际流体情况下，取决于面积单元dA的方位，粘性造成可分解为法向分量$\sigma(M,\mathbf{n})$和切向分量$\tau(M,\mathbf{n})$的应力。那么应力张量可以写成为

$$\bar{\bar{\mathbf{T}}}=-p\bar{\bar{\mathbf{I}}}+\bar{\bar{\tau}}$$

式中

$$\bar{\bar{\tau}}=\begin{bmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \tau_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \tau_{zz} \end{bmatrix}$$

---

* 在定常流动情况下，轨线和流线是重合的。

由此可见，法向应力是由一个压力项和一个粘性项（τ_{xx}或τ_{yy}或τ_{zz}）组成的。

2.2.2 状态定律

在自然界中我们发现许多在物理、力学、热力学性质方面非常不同的流体。其中的某些流体可以按照运动状态的不同分类重新分组，这种运动状态是由称作为状态定律的数学关系式来表达的。在流体力学中，人们对于应力分量和表征一个质点瞬时变形的数量之间的关系特别感兴趣。对于恒定密度和动粘度为μ的牛顿流体来说，施加在运动速度为$\mathbf{U}(u, v, w)$的一个质点的面积单元dA上的应力的法向分量和切向分量可以写成为

$$\left.\begin{aligned}&\sigma_{xx}=-p+2\mu\partial u/\partial x=-p+2\mu\varepsilon_{xx},\ \tau_{yx}\\&\quad=\mu(\partial v/\partial x+\partial u/\partial y)=2\mu\varepsilon_{yx}\\&\sigma_{yy}=-p+2\mu\partial v/\partial y=-p+2\mu\varepsilon_{yy},\ \tau_{zx}\\&\quad=\mu(\partial w/\partial x+\partial u/\partial z)=2\mu\varepsilon_{zx}\\&\sigma_{zz}=-p+2\mu\partial w/\partial z=-p+2\mu\varepsilon_{zz},\ \tau_{zy}\\&\quad=\mu(\partial w/\partial y+\partial v/\partial z)=2\mu\varepsilon_{zy}\end{aligned}\right\}\tag{1.7}$$

更为普遍的，牛顿流体的状态定律具有下列形式：

$$\bar{\bar{\mathbf{T}}}=(-p+\eta e)\bar{\bar{\mathbf{I}}}+2\mu\bar{\bar{\varepsilon}}$$

式中

$$\bar{\bar{\varepsilon}}=\begin{bmatrix}\varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz}\\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz}\\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz}\end{bmatrix}$$

是二阶对称张量，它可以确定质点的任意一个点的纯变形速度。式中

η——膨胀粘度；

e——立方膨胀率*，即$\varepsilon_{xx}+\varepsilon_{yy}+\varepsilon_{zz}$，当流体是不可

* 具有时间倒数的量纲。

压缩时，它等于零；

ε_{xx}、ε_{yy}、ε_{zz}——线变形率*；

ε_{xy}、ε_{xz}、ε_{yz}——角变形率*。

2.2.3 法向应力和压力

根据方程（1.7），为了测量不可压缩流体内的压力p，应该测量施加在面积单元dA上的法向应力，dA是这样定向的，以便在这个面积单元的法向速度梯度等于零。为此，我们可以在液流中引入一根探头**，以便它既不明显干扰速度场$\mathbf{U}$，也不明显干扰流线的方向。在壁面附近存在一个厚度很薄的粘性底层，其中质点的轨线是互相平行的，并且平行于壁面。壁面单元可以局部地看作为一个平面，轨线是直线（图1.7）。

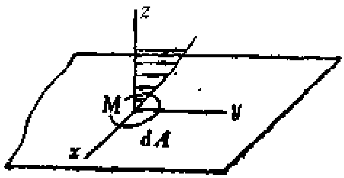

图1.7

当局部流动平行于My轴（$u=w=0$）时，我们从方程（1.7）推导出：

$$\mathbf{T}(M,\mathbf{k})\cdot\mathbf{k}=\sigma_{zz}=-p(M)$$

关系式（1.4）投影到Mx和Mz轴上，可以显示出在重力场中定常流动情况下，粘性底层的压力分布是流体静力学型的，即在平面Mxz中$p_g=$常数。

有两种探测壁面压力的方式：

---

* 这些量具有时间倒数的量纲。

** 我们也可以利用一个限制流动的壁面。

a） 小空腔——充在空腔内的滞止流体和运动流体在M点通过一个假想的平面（壁面的延伸部分）相接触，在这个虚假平面的横贯方向上存在着应力的连续性。因此滞止流体的压力等于M点运动流体的压力（图1.8）。

可以测量运动流体一个点上静压的这种空腔称作为静压取压口。

根据情况，取压口可以用分布在一个截面上的一个孔或几个孔，或者用分布在一个方向或截面上的一条缝或几条缝来实现。

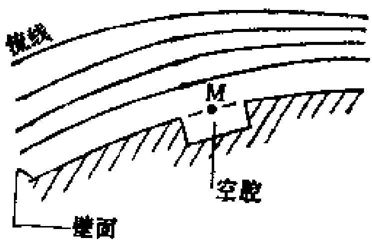

图1.8

图1.9

b） 敏感元件——敏感元件保证壁面材料的连续性（图1.9），并且如果它对法向应力是敏感的，那么它对压力也是敏感的。为了达到测量压力的目的，只需利用这种敏感性的物理表示就够了。“齐平膜片”式传感器安装工作中应用了

这种原理。

3. 压力测量

如果在定常流动中，流体任意一个点上的速度方向平行于限制流动的某个壁面的直母线，那么流线或轨线是相互平行于壁面的直线。从方程（1.4）可以推断,在一个与母线相垂直的正截面内的压力分布是流体静力学型式的，即在该断面内$p+\rho gz=$常数。因此，当压力分布为已知时，我们可以把取压口直接装到限制流动的壁面上，以免把探头引入流动内部。

3.1 压力探头

3.1.1 静压测量

a）静止流体——在静止流体情况下，一个正确的取压口应该保证承受压力的空间与测量仪表之间的传递连续性。可以借助于任何直径的孔（然而相对于区域尺寸来说是足够小的）来取压。

b）运动流体——具有各种各样的仪表（或探头）用来测量流动内部的静压，然而应该谨慎使用，使用这些探头必须以已知被测点流线方向为前提。

由探头定向不佳造成的测量误差一般和局部速度的平方成正比,因此用随流向与探头之间的入射角而变化的$\Delta p/(\rho U^2/2)$比值来表示这种误差是合理的。以下介绍一些具有特征的例子：

塞尔（Ser）圆盘——探测元件是由一个薄的圆盘组成的，在这圆盘的中心含有一个取压口。取压口的孔径是毫米量级，圆盘的直径是几个厘米。应该把圆盘布置成和流线相