

第一章 气体动力学基本知识

§ 1-1 气体的物理性质

一、流体与固体的区别

自然界中的物体存在着三种状态：固体、液体与气体。在一定条件下，它们可以相互转化。

固体一般具有比较稳定的外观形状和体积。从微观上说，固体也是由大量分子所组成，但其分子排列比较密实，所以当有外力作用在固体上时，只发生微小变形。当外力撤去后，有些固体能恢复原状（弹性体），有些不能完全复原（塑性体）。固体分子之间的作用力很强，而固体分子运动的形式只是在其平衡位置附近的微幅振动。

液体一般无一定形状，但具有比较稳定的体积。从微观上说，液体分子排列不致密，分子组合结构经常改变，因而易流动。在外力作用下，液体的体积变化量很小，但抵抗切向变形的能力却很差，不论切向力多么小，都会发生切向变形运动。这时，切向力不是与变形量成正比，而是与变形率（变形随时间的变化率）成正比。

气体一般无一定形状，也无一定体积。这是因为气体分子之间的距离较大，相互作用力很弱，所以容易压缩，也容易变形。把任何数量的气体放入一个容器，都能自行充满全部容积。气体和液体一样，都容易流动，所以将它们合称为流体。气体容易压缩，所以也叫做可压缩流体。

如果再细分一下，还可以列出一些处在中间状态下的物体。例如在流体和弹性固体之间有“粘弹性体”；在流体和塑性固体之间有“拟塑性流体”等等，它们以特殊的本构方程来表征。

二、连续介质假设

物理学指出：一切物质均由大量分子所组成，流体也是这样。流体分子相互离开一定距离，并处在不停息的无规则的运动中。这种运动叫分子热运动。

因此从微观上说，流体内部是有空隙的，即非密实的，或者说非连续的。对于气体来说，尤其是这样。

但是气体分子的尺度很小，因而在任何一小块体积中，一般都含有大量的分子。例如在 0°C 和 1 个大气压下，1 立方厘米的空气中大约含有 2.7×10^{19} 个分子。

分子密集度除了用单位体积内所含分子的个数表示外，也可以用“分子平均自由程”的大小来表示。

分子在热运动中经常发生相互碰撞。在前后两次碰撞之间，分子走过的行程的平均值叫做平均自由程。显然，如果分子密集度大，平均自由程必然较小；反之，如果分子密集度小，平均自由程必然较大。

气体具有输运特性，如粘性与导热性等，都与分子平均自由程有关。分子运动论给出计算分子平均自由程 l 的公式如下：

$$l = 1.255 \sqrt{k} \nu / a \quad (\text{米})$$

式中 k 是气体的定压比热与定容比热之比， a 是音速， ν 是运动粘性系数。例如空气在标准状态下， $k=1.4$ ， $a=340$ 米/秒， $\nu=1.46 \times 10^{-6}$ 米²/秒，可以算出 $l=6.4 \times 10^{-8}$ 米。

在研究内流和绕流问题时，为了衡量气体分子的相对密集度，可根据所研究的具体问题，选出一个有代表性的长度 L ，例如火箭的总长，弹翼的弦长和喷口的直径等。我们把分子平均自由程与特征长度之比叫做克努森数 Kn (Knudsen number)

$$Kn = l/L = 1.255 \sqrt{k} \nu / La = 1.255 \sqrt{k} \frac{\nu}{vL} \quad \frac{v}{a} = 1.255 \sqrt{k} \frac{M}{Re} \quad (1-1)$$

式中 $M = v/a$ 叫马赫数 (Mach number)；

$Re = vL/\nu$ 叫雷诺数 (Reynolds number)。

当 $Kn < 0.01$ 时，表示同时有成百个分子与物体发生相互作用。这时我们难以分辨也不必分辨个别分子的单独作用，而主要关心大量分子的集团作用。从这个意义上说，可采取“连续介质假定”，即把气体从宏观上当成是一团无内隙的连续介质。这样所有运动参数（速度、压强、密度、温度等）都可表为空间坐标和时间的连续函数，从而可以用数学分析方法来研究气体的运动规律。

按照 $Kn < 0.01$ 的规定，研究飞行器在大气中运动时，一般认为在距海平面 120 公里以下，可以把空气当成连续介质（大于 120 公里时，需要把空气当成自由分子流）。

按照 $Kn < 0.01$ 的规定，在研究冲波内部结构或研究发动机内的固-气两相流动时，一般不能把气体当成连续介质。因为冲波层厚度和两相流中固体颗粒尺寸，比气体分子平均自由程大得不多。

三、可压缩性和弹性

当压强或温度发生变化时，气体的密度也随着变化，即一定质量的气体所占有的体积随外界条件发生变化，这种性质叫做可压缩性。

气体在压缩过程中积蓄了一定的弹性能，一旦外压撤去，气体将向原来的状态恢复，这种性质叫做弹性。

现在研究图 1-1(a)。在两个活塞之间充满气体。如果气体是不可压缩的，则将活塞 A 向右推动时，活塞 B 将立即随动。也就是说 A 处的压强变化，可立即传递到 B 处，传播速度为无限大。

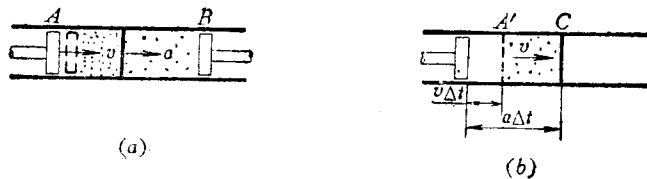


图 1-1 弹性纵波的传播

然而实际上气体是可压缩的，活塞 A 向右推动时，需经一段时间才能使活塞 B 感觉到并随动起来。这时压力的扰动是以弹性纵波的形式并以有限大的速度 a 向右传播。波的前方是未扰动区，后方则是已扰动区。波的传播速度 a 的大小与气体的可压缩性的大小有关。 a 值越大，表明越不易压缩； a 值越小，表明越容易压缩。

下面推导弹性纵波传播速度 a 的表达式。

设活塞 A 启动后经 Δt 时间到达 A' 位置，这时弹性波到达 C 位置（图1-1b）。写出动量变化式

$$F\Delta t = \rho\sigma av\Delta t \quad (1-2)$$

和应力应变关系式

$$(F/\sigma) = E(v/a) \quad (1-3)$$

其中 F ——活塞对气体的作用力(牛顿)；
 σ ——管截面面积(厘米²)；
 E ——弹性模数(牛顿/厘米²)；
 ρ ——未扰动前的气体密度(克/厘米³)；
 v ——活塞运动速度(厘米/秒)。

将式(1-3)中的 F 解出后代入式(1-2)，便可得到弹性纵波传播速度

$$a = (E/\rho)^{1/2} \quad (1-4)$$

此式表达出波速与弹性(或压缩性)之间的数量关系。

为了更清楚地反映出波速与压缩性的关系，我们可再写出另一个应力应变关系式

$$\Delta p = E(\Delta\rho/\rho) \quad (1-5)$$

这样一来，式(1-4)就可改写为

$$a = (\Delta p/\Delta\rho)^{1/2} \quad (1-6)$$

由上式看出，如果气体受到压缩，压强增大 Δp 时，密度也将随着增大 $\Delta\rho$ 。这两者的比值恰好反映出可压缩性的大小。而这个比值的平方根等于弹性纵波的传播速度，因此 a 的大小可代表气体可压缩性的大小。

物理学指出，音波传播的机理与上面介绍的弹性波传播情况一样。所以我们习惯于把音波传播速度(音速)做为衡量气体的可压缩性大小的尺度。

在研究气体流动问题时，通常把流动速度与当地音速之比做为基本参数，表为

$$M = v/a \quad (\text{马赫数})$$

根据 M 数的大小可把流动分为五种情况：

不可压缩流动	$M < 0.3$ 左右
亚音速流动	$M = 0.3 \sim 0.8$ 左右
跨音速流动	$M = 0.8 \sim 1.2$ 左右
超音速流动	$M = 1.2 \sim 5.0$ 左右
高超音速流动	$M > 5.0$ 左右

根据可压缩性大小的不同，上述流动的性质和处理方法有差别。

四、流动性和粘滞性

气体和液体同属于流体，具有易流性。即在受到切向力作用时，将连续不断地发生

切向变形。这时切向力的大小与变形率成正比。

当发生切向变形时，流体内部相邻层之间也存在着切应力，一般叫做内摩擦力。

图1-2(a)画出实际气体流过壁面时的典型速度分布图。这时粘性切应力不只存在于壁面处，也存在于气流内部。



图1-2 壁面附近的粘流

牛顿 (Isaac Newton) 是古典力学的奠基人。他曾经建立了两个阻力定律：一个是关于固体表面之间的干摩擦定律，一个是关于粘性流体的内摩擦定律。两者有着本质的区别。

牛顿内摩擦定律于1687年提出，内容可表述如下：

1. 粘性流体的内摩擦应力与流动速度的法向梯度成正比 (图1-2 b)；
2. 内摩擦应力与当地压强 (正应力) 无关；
3. 内摩擦应力与流体的物理性质有关。

按上面阐述的定律可写出

$$\tau = \mu \frac{\partial v}{\partial n} \quad (1-7)$$

其中 τ —— 摩擦应力 (牛顿/米²)；
 μ —— 粘性系数 (牛顿·秒/米²)；
 $\frac{\partial v}{\partial n}$ —— 法向速度梯度 (秒⁻¹)。

应注意，这里说的摩擦应力对于相邻层来说，其作用方向是相反的，但大小相等。

这里的粘性系数 μ 也叫做动力粘性系数，以便与前面的运动粘性系数 ν 相区别，它们之间的关系是 $\nu = \mu / \rho$ 。

(1-7) 式只适用于流动状态为层流的情况，而不适用于紊流 (即湍流) 情况。

(1-7) 式只适用于牛顿流体，而不适用于血浆、泥浆、油漆、悬浮液和接近凝固温度的石油产品等。这些叫做非牛顿流体，它们的内摩擦应力需要用另外的表达式确定。

对于牛顿流体来说，不同的流体具有不同的粘性系数。此外，同一种流体当温度不同时，粘性系数也不一样，所以粘性系数一般都表为温度的函数。

空气的粘性系数

$$\mu = 1.717(1 + 0.0028t - 0.000015t^2) \times 10^{-5} \quad (\text{牛顿} \cdot \text{秒} / \text{米}^2)$$

其中 t 为摄氏温度值。

为了进行对比，这里列出水的粘性系数

$$\mu = 1.795(1 + 0.036t + 0.000185t^2)^{-1} \times 10^{-3} \quad (\text{牛顿} \cdot \text{秒} / \text{米}^2)$$

把两者对比一下，首先可发现空气比水的粘性系数小得多 (在常温下两者相比大约

是 $\frac{1}{60}$)。其次是两者随温度变化的趋势不同。当温度增大时, 水的粘性系数减小, 而空气的粘性系数却增大, 这是由于液体和气体产生粘性的机理不同。液体的粘性来自分子之间的内聚力, 当温度增大时, 内聚力下降, 抵抗切向变形的能力也随着下降。气体的粘性来自相邻流层的分子之间的动量交换。当温度增大时, 分子运动加速, 有助于动量交换, 所以粘性系数反而增大。

下面给出几种气体和液体的粘性系数, 并注明了温度条件:

介 质	O ₂	H ₂	N ₂	空 气	水	酒 精	甘 油	JRN
$\mu \times 10^5$ ($\frac{\text{牛顿} \cdot \text{秒}}{\text{米}^2}$)	1.943	0.852	1.668	1.717	114.2	130.5	85347	6.475
	(0°C)	(0°C)	(0°C)	(0°C)	(15°C)	(18°C)	(20°C)	(2000°C)

其中 JPN 是一种固体推进剂的燃烧气体。

在研究粘流问题时, 常常引用一个无量纲参数——雷诺数, 表为

$$Re = \rho v L / \mu$$

式中 ρ 、 v 、 L 分别为密度、速度、特征长度, 三者的乘积与流动中的惯性力有关; 分母为粘性系数 μ , 与流动中的粘性力有关。Re 数小, 表明粘性效应占优势, Re 数大表明惯性影响占优势。

五、导 热 性

气体和液体、固体一样也能导热。实验证明热量总是由高温处向低温处沿着等温面的法线方向进行传递的, 描述热传导规律的关系式叫做富利叶定律(Fourier's Law)。

在这里先写出沿一个方向 (x 方向) 传递热量的公式, 表为

$$\dot{q} = -\lambda \frac{dT}{dx} \quad (1-8)$$

其中 \dot{q} ——热流率 (瓦特/米²);
 λ ——导热系数 (瓦特/米·开);
 $\frac{dT}{dx}$ ——温度梯度 (开/米)。

(1-8) 式中带有一个负号, 表示热流方向与温度梯度 $\frac{dT}{dx}$ 的符号正好相反, 也就是说 $\frac{dT}{dx} > 0$ 时, 温度沿 x 轴正向增大, 这时 $\dot{q} < 0$, 即热流方向沿 x 轴的反方向传递(图 1-3 a); 反之, $\frac{dT}{dx} < 0$ 时, $\dot{q} > 0$, 表示热流方向沿 x 轴的正方向传递。

如研究热传导的一般情况 (图 1-3 b), 则应写成矢量形式

$$\vec{q} = -\lambda \vec{n} \frac{\partial T}{\partial n} \quad (1-9)$$

式中 \vec{n} ——沿等温面法向的单位矢量, 指向温度减小的方向。

将 (1-9) 式向三个坐标轴方向投影可得

$$\left. \begin{aligned} \dot{q}_x &= -\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \cos(\vec{n}, \vec{i}) = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \\ \dot{q}_y &= -\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \cos(\vec{n}, \vec{j}) = -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \\ \dot{q}_z &= -\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \cos(\vec{n}, \vec{k}) = -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \end{aligned} \right\} \quad (1-10)$$

其中 $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ 为沿 x, y, z 轴方向的单位矢量。

(1-9) 式还可改写为

$$\vec{q} = -\lambda \nabla T = -\lambda \text{grad } T \quad (1-11)$$

其中 $\nabla = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z}$ (哈密尔顿算符)

而 grad 表示梯度。

气体中热量传递的方式有三种:

1. 热传导: 分子之间的能量交换;
2. 热对流: 微团之间的能量交换;
3. 热辐射: 非接触的热量传递。

富利叶定律所描述的是第一种传热方式。从机理上说, 导热与粘性有密切关系。由于分子不规则的热运动, 因而引起热量的交换。

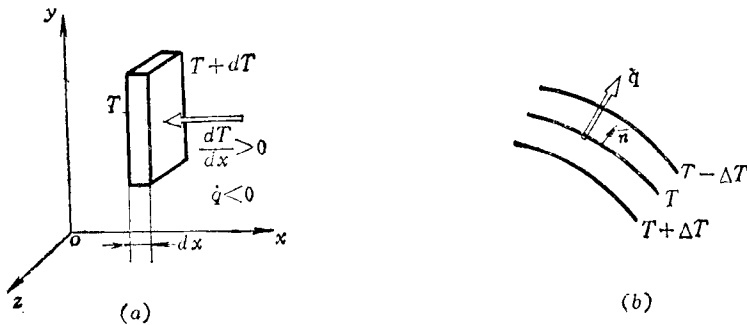


图1-3 气体中的热传导

气体中的导热系数一般很小。当温度增大时, 气体的导热系数增大, 而大多数液体的变化趋势则相反。

空气在常温下的导热系数

$$\lambda = 2.43 \times 10^{-2} \text{ (瓦特/米} \cdot \text{开)}$$

JPN 火药燃气在 2000°C 左右的导热系数

$$\lambda = 1.56 \times 10^{-1} \text{ (瓦特/米} \cdot \text{开)}$$

在研究导热流动时有时用到一个无量纲参数叫做普朗陀数 (Prandtl number), 表为

$$\text{Pr} = c_p \rho / \lambda$$

其中 c_p —— 定压比热 (焦耳/千克·开);

μ —— 粘性系数 (牛顿·秒/米²);

λ —— 导热系数 (瓦特/米·开)。

对于双原子气体 (也包括空气在内)

$$Pr=14/19$$

在实际计算时, 为了简化起见也可以取 $Pr=1$ 。Pr 数接近于 1 时, 意味着粘性和导热性同等重要, 都应考虑。

在一般情况下, 实际气流在贴近物面或壁面的地方, 速度变化和温度变化比较剧烈, 即速度梯度和温度梯度比较大, 这时虽然粘性系数和导热系数很小, 也应考虑粘性和导热效应。

六、地球大气

在我们所研究的气体中, 最重要的是空气。下面介绍有关空气的组成和性质:

大家知道, 在地球的外面包围着一层厚厚的空气 (图1-4), 一般叫做大气层。它与人类的产生和进化, 人类的生产和生活, 有着极为密切的关系。

整个大气层的结构和状态变化是十分复杂的。经过许多年来以各种方式进行探测, 大气的构成和变化规律已经基本弄清。

大气是一种混合气体。在地面附近, 按体积计算, 氮气约占 78.03%, 氧气约占 20.99%, 氩气约占 0.93%, 其它微量气体 (例如二氧化碳, 氢气等) 的总和不到 1%。

随着离地面越远, 空气密度越来越稀薄, 逐渐向宇宙空间过渡, 整个大气层的厚度绵延三千公里以上。

国际气象组织规定, 大气层分为五层: 对流层、平流层 (同温层)、中间层、电离层 (热层) 和外层。

对流层是与地面相接触的底层, 其平均厚度约为 11 公里, 它所包含的质量约占整个大气层的四分之三。这层空气受地面加热和地形起伏不平的影响, 常发生风雨雷电等天气现象, 其温度随高度下降。这样下面热气上升, 上面冷气下降, 形成对流。空气的压强和密度也随高度增加而下降。

平流层在对流层的上面, 到离地面约为 32 公里处为止。此层中从离地面 11 公里到 20 公里, 气温保持不变, 叫做同温层。再往上延伸, 温度又上升, 这是由于此处空气中出现一种叫做臭氧的成分, 它的吸热率高, 所以使温度升高。这层空气已很稀薄, 所以仍然几乎没有自然对流, 只有水平方向的流动, 所以仍属平流层范围。

中间层是从 32 公里到 80 公里。这一层气温变化比较剧烈。温度先随高度增大而继续升高, 然后又随高度增大而下降, 其原因尚不太清楚。中间层最高温度约为 77°C, 最低

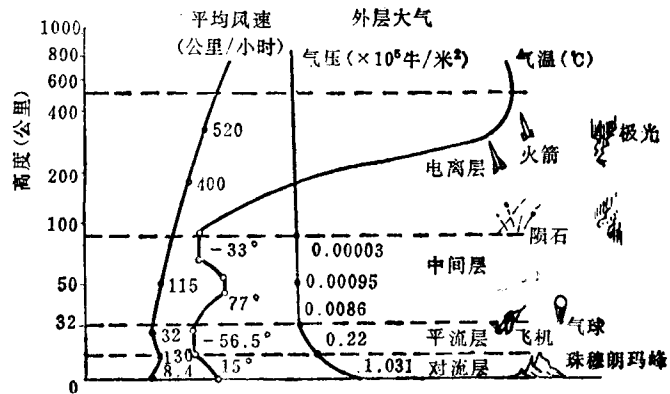


图1-4 地球大气

温度约为 -33°C 。这一层所含空气质量只占整个大气层的三千分之一，由于空气稀薄，靠空气动力飞行已不可能，只能靠火箭飞行到这样的高度。

80公里到400公里的这一层叫电离层。由于这里的太阳光辐射作用强，温度随高度迅速上升，并能使空气分解和电离，成为带电的正离子和自由电子，所以能导电，可反射无线电波。在这一层中有极光出现。

从400公里向外是外层大气，直到过渡为宇宙空间为止，并没有明显的界限。在这里空气极其稀薄，每一立方厘米的空气中的分子数量减小到 10^5 以下，只是地面附近的270万亿分之一。

国际航空界为便于交流和对比，取中纬度地点的平均值，把飞机航行所通过对流层和平流层大气物理参数作了统一规定，叫做国际标准大气。其要点如下：

1. 在海平面上 ($H=0$)

温度	$T_0=288.15\text{K}$
压强	$p_0=760\text{mmHg}=101325\text{牛顿/米}^2$
密度	$\rho_0=1.225\text{千克/米}^3$
重力加速度	$g_0=9.807\text{米/秒}^2$

2. 在对流层内 ($H\leq 11$ 公里)

$$T_H = T_0 - 0.0065H \quad (H\text{以米计})$$

$$T_{11000} = 216.65\text{K} = -56.5^{\circ}\text{C}$$

3. 在同温层内 ($11\text{公里} < H \leq 20\text{公里}$)

$$T_H = 216.65\text{K}$$

4. 在平流层的上段 ($20\text{公里} < H \leq 32\text{公里}$)

$$T_H = 216.65 + 0.001(H - 20000)$$

(H 仍以米计)

国际标准大气参数参看本书附表。

§ 1-2 热力学定律

一、完全气体的状态方程

压强、密度、温度是代表气体状态的三个基本参数，叫做状态量。这三个量并不是完全独立的，因为存在着联系这三个状态量的一个关系式——状态方程，其一般形式为

$$f(p, \rho, T) = 0 \quad (1-12)$$

1662年波义尔(Boyle)和1676年马略特(Mariotte)在实验中各自发现了气体体积随压强而变化的规律。一定质量的气体在保持温度不变时，它的压强 p 和体积 V 成反比，得到关系式

$$pV = p_0V_0 = \text{常数} \quad (1-13)$$

1802年盖·吕萨克(Gay-Lussac)通过实验发现了气体的体积随温度而变化的规律。当压强不变时，温度每升高摄氏1度，一定质量的气体体积，增加它在 0°C 时体积的 $1/273$ ；或一定质量的气体，当压强不变时，它的体积和热力学温度(绝对温度)成正比，得到关系式

$$TV_0 = VT_0 = \text{常数} \quad (1-14)$$

1787年查理 (Charles) 在实验中发现了气体的压强随温度而变化的规律。当体积不变时, 温度每升高摄氏 1 度, 一定质量气体的压强, 增加它在 0 °C 时的压强的 1/273; 或一定质量的气体, 当体积不变时, 它的压强和热力学温度 (绝对温度) 成正比, 得到关系式

$$pT_0 = Tp_0 = \text{常数} \quad (1-15)$$

由上面三个气体状态变化规律可得到一般形式的状态方程

$$\frac{pV}{T} = \frac{p_0V_0}{T_0} = \text{常数} \quad (1-16)$$

按阿伏伽德罗 (Avogadro) 假说, 在同温同压下, 体积相同的任何气体所含的分子数都相等。因为一克分子的任何气体含有相同数量的分子, 所以它又可表述为: 在同温同压下, 1 克分子任何气体所占的体积都相等。例如在 0 °C, 760 mmHg 条件下, 1 克分子任何气体的体积都接近于 22.4 升。当然 1 千克分子任何气体的体积应为 22.4 米³。

现在令 (1-16) 式中的 $p_0 = 101325$ (牛顿/米²), $V_0 = 22.4$ (米³), $T_0 = 273$ K, 将得到

$$\frac{pV}{T} = \frac{101325 \times 22.4}{273} = 8314 \text{ (牛顿·米/开)}$$

上式右边的数值叫做通用气体常数, 用 \bar{R} 来表示, 即

$$\bar{R} = 8314 \text{ (牛顿·米/开)}$$

将上式通除以气体的分子量 N , 便得到单位质量 (即 1 千克质量) 的状态方程

$$\frac{pV}{N} = \frac{\bar{R}}{N} T \quad (1-17)$$

式中 $\frac{V}{N} = \frac{1}{\rho}$ —— 单位质量气体所占体积;

$$\frac{\bar{R}}{N} = R \text{ —— 气体常数。}$$

由此将 (1-17) 式改写为

$$\frac{p}{\rho} = RT \quad (1-18)$$

这就是以后常用的状态方程。

从实验中发现, 实际气体并不严格遵循状态方程 (1-18), 特别是在加大压强、降低温度, 使气体趋近其液化状态时, 气体偏离 (1-18) 式更为显著。这是因为方程 (1-18) 未考虑分子本身占有体积, 也未考虑分子之间存在的作用力。有些物理学家致力于寻求比 (1-18) 式更符合实际的状态方程, 其中最有名的是范德瓦耳方程 (Van der waals' equation)。

我们把严格遵循 (1-18) 式进行状态变化的气体叫做完全气体或理想气体。实际上任何气体只要离它的液化状态很远, 其状态变化规律仍然能用 (1-18) 式来描述, 偏离并不显著。

前面在推导出 (1-18) 式的过程中已经提供出任何气体的气体常数 R 的求法, 只要已知其分子量, 即可利用下式得出

$$R = 8314/N \text{ (焦耳/千克·开)} \quad (1-19)$$

例如空气的分子量 $N = 28.97$, 所以它的气体常数为

$$R = 287 \text{ (焦耳/千克·开)}$$

当温度变化时, 分子量有所变化, 则气体常数也随着变化。例如 JPN 火药燃气, $T = 288\text{K}$ 时, $R = 298 \text{ (焦耳/千克·开)}$ 而在 $T = 3313\text{K}$ 时, $R = 311 \text{ (焦耳/千克·开)}$ 。

最后指出, 我们在研究气体流动问题时, 是把气体做为连续介质并划成许多微团 (即质点) 来处理的, 实践证明, 状态方程 (1-18) 能应用在这些微团 (质点) 上, 它为我们寻求压强、温度、密度、速度等的变化规律提供了一个可用的关系式。

二、热力学第一定律

在热力学里, 所谓“系统”指的是某些确定物质的集合体, 有时也叫做“自由体”或“隔离体”。系统以外的物质叫做“外界环境”, 或简称“环境”。把系统和环境分开的那个假想表面称为系统的“边界”。这个边界应该是一个封闭表面, 但不一定是固体壁面。

在气体动力学里, 可以沿用同样的定义。这时由于气体在运动, 我们所划定的那个系统的边界, 将随着时间改变其位置和形状, 但它所包含的仍然是同一些确定的物质, 即同一个质点系。

在气体动力学里还将遇到另一个概念, 叫做“控制体”或“控制域”。这个控制体是固定在空间的一个任意形状的区域, 而气体运动时将穿过这个区域。控制体的边界应是一个封闭表面, 叫做“控制面”。在某一瞬时, 将有一组气体质点占有这个控制体, 但在下一瞬时, 某些质点流出去了, 另一些质点又补充进来, 所以占据控制体的气体本身不是一组确定的质点系, 而是随时间变化的。

在自然界, 物质具有不同形式的能量, 而且这些能量可以相互转化, 但总能量保持不变, 这就是能量守恒定律。

热能和机械能 (功) 也是可以相互转化的。热力学第一定律确定了这种转化的数量关系。

我们来研究一个系统, 它由平衡状态 A 变到另一平衡状态 B 。在这个变化过程中, 环境对这个系统做功 W , 并传给系统热量 Q , 这样系统的内能将由 U_A 增加到 U_B , 于是应有

$$U_B - U_A = Q + W$$

当状态变化微小时, 上式变为

$$dU = dQ + dW \quad (1-20)$$

参看图 1-5 气缸中的气体受热后膨胀做功, 这时取气缸内所含气体为所研究的系统, 外界环境对系统所作的功应为

$$dW = -F dx = -p \sigma dx = -p dV$$

其中 σ 是活塞横截面积, dV 是活塞移动引起的气体体积变化量。由于是微小变化, 外力 F 应等于 $p\sigma$ 。

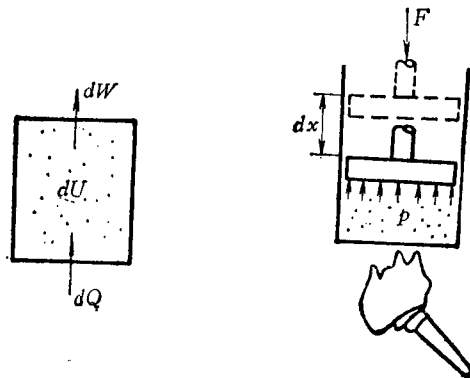


图1-5 热力学第一定律示意图

将 dW 的表达式代入(1-20)式得到

$$dQ = dU + pdV \quad (1-21)$$

此式可表述如下：将一定热量传给系统，一部分化为内能增量，另一部分用于该系统对外膨胀做功，符合能量守恒定律。

如果把(1-21)式通除以系统的质量，则得到适用于单位质量气体的热力学第一定律表达式

$$dq = du + pd\left(\frac{1}{\rho}\right) \quad (1-22)$$

这里以小写字符表示对单位质量气体有关的物理量，而 $(1/\rho)$ 则是单位质量气体所占体积，叫做比容。

下面介绍第一定律有关的几个热力学参数。

1. 内能 (Internal energy)

储存于物质内部的微观能量的总和叫做内能，包括分子移动能、转动能、振动能、离解能和电激化能等。当温度低于2000K时，内能只含前三项。在一般流动问题中，振动能也可以不考虑，所以内能一般只当成是分子移动能和转动能之和，它只与温度有关，表为函数

$$u = f(T) \quad (1-23)$$

完全气体的定义可进一步规定为同时满足(1-18)和(1-23)式的气体。

实际气体的内能表达式应为

$$u = f(T, \rho) \quad (1-24)$$

2. 比热 (Specific heat)

单位质量气体的温度升高1度所需热量叫做比热。在加热过程中如保持体积不变，所得比热叫定容比热，表为

$$c_v = \left(\frac{dq}{dT}\right)_v \quad (\text{焦耳/千克} \cdot \text{开})$$

由(1-22)式，考虑到体积不变的条件，得到

$$dq = du = c_v dT$$

这时向气体加进的热量全部转化为内能的增量, 因此

$$u - u_0 = \int_0^T c_v dT \quad (1-25)$$

式中 u_0 是一个常数。为方便计, 可取为零。

c_v 通常是随温度变化的, 如果取其平均值代入 (1-25) 式作为常数来计算, 则有

$$u = c_v T \quad (\text{焦耳/千克}) \quad (1-26)$$

这就是完全气体的内能表达式。

同理在压强不变的条件下, 单位质量气体的温度升高 1 度所需热量叫做定压比热, 表为

$$c_p = \left(\frac{dq}{dT} \right)_p \quad (\text{焦耳/千克} \cdot \text{开})$$

下面将看到 c_p 值比 c_v 值大些。

3. 热焓 (Enthalpy)

内能 u 和压力能 p/ρ 之和叫做热焓, 它和内能一样都是状态量, 表为

$$h = u + \frac{p}{\rho} \quad (1-27)$$

由 (1-22) 式

$$dq = du + pd\left(\frac{1}{\rho}\right) = du + d\left(\frac{p}{\rho}\right) - \frac{1}{\rho} dp = dh - \frac{1}{\rho} dp \quad (1-28)$$

在压强不变的条件下

$$dq = c_p dT = dh$$

这时向气体加进的热量全部转化为热焓的增量, 因此

$$h - h_0 = \int_0^T c_p dT \quad (1-29)$$

式中 h_0 是一个常数, 也可取为零。

c_p 通常也是随温度变化的, 如果取其平均值代入 (1-29) 式作为常数来计算, 则有

$$h = c_p T \quad (\text{焦耳/千克}) \quad (1-30)$$

对于完全气体, (1-27) 式可改写为

$$h = u + RT$$

考虑到 (1-26) 和 (1-30) 有

$$c_p T = c_v T + RT$$

得到

$$c_p - c_v = R \quad (1-31)$$

定压比热与定容比热之比叫做绝热指数, 表为

$$k = c_p / c_v \quad (1-32)$$

由 (1-31) 和 (1-32) 可得

$$\left. \begin{aligned} c_v &= \frac{1}{k-1} R, & u &= \frac{1}{k-1} RT \\ c_p &= \frac{k}{k-1} R, & h &= \frac{k}{k-1} RT \end{aligned} \right\} \quad (1-33)$$

下面列出几种常见气体的热力学参数

介 质	压 强 (牛顿/米 ²)	绝对温度 (K)	气体常数 (焦耳/千克·开)	定压比热 (焦耳/千克·开)	定容比热 (焦耳/千克·开)	绝热指数
空气	9.81×10^4	288	287	1004.9	716.0	1.4
JPN	9.81×10^4	288	298	1184.9	887.7	1.34
JPN	9.81×10^6	3313	311	1775.4	1465.5	1.21
双芳镁 - 3	9.81×10^6	2355	357	1691.6	1344.1	1.26

三、热力学第二定律

热力学第一定律说明了热能与机械能互换过程中应遵循的数量关系，但未说明实际过程的方向和限度，而第二定律回答了这方面的问题。

在这里首先介绍一个新的状态量——熵 (Entropy)。我们把熵的增量定义为

$$ds = \frac{dq}{T} \quad (1-34)$$

把 (1-28) 式引进来将有

$$ds = \frac{dh}{T} - \frac{dp}{\rho T} = c_p \frac{dT}{T} - R \frac{dp}{p}$$

可以积分得到熵的表达式

$$s - s_0 = c_p \ln T - R \ln p = c_p \ln T - \frac{k-1}{k} \ln p = c_p \ln \left(T / p^{\frac{k-1}{k}} \right) \quad (\text{焦耳/千克·开}) \quad (1-35)$$

积分常数 s_0 无关紧要，因为我们感兴趣的只是熵的变化。

我们把 p 、 ρ 、 T 叫做基本状态量， u 、 h 、 s 为导出状态量。

实践表明，凡是涉及热现象的过程都是不可逆的。例如热量总是由高温物体向低温物体传递，在不发生其它变化的情况下，不可能反向传递热量。

设高温物体的绝对温度为 T_A ，低温物体为 T_B ， $T_A > T_B$ 。由高温物体向低温物体传递的热量为 dq 。这时两物体的熵增量分别为：

$$\frac{dq}{T_A} < 0, \quad \frac{dq}{T_B} > 0$$

但 $T_A > T_B$ ，所以由两物体组成的体系由于传热使得总熵值增大。这个过程是不可逆的，即不可能出现总熵值减小的情况。

实践还表明，在机械能和热能相互转化的过程中，机械能可以全部转化为热能，但热能却不能全部转化为机械能。这是因为实际过程中不可避免地存在着摩擦，使机械能的一部分耗散为热，而这一份热却不能反过来再变为有用的机械能。

在这种实际过程中，由于摩擦生热而引起熵值增大，即 $\frac{dq}{T} > 0$ 。这个过程也是不可逆的，即不可能出现熵值减小的情况。

一切实际气体总是有粘性的，有时还伴有冲波、旋涡等导致机械能耗散的因素存在。

这样加给系统的热量通常包括两部分：一是外界环境传递给系统的热量 dq_e ，二是内部由摩擦、冲击等生成的热量 dq_i ，这份热量总是具有正值。当外界热量为零时（绝热条件），热量的唯一来源就是由机械能损耗而生成的那一份，因此热力学第二定律指出：在一个绝热过程中，熵或者增大，或者不变，而不可能减小，即

$$ds = \frac{dq}{T} \geq 0 \quad (1-36)$$

等熵过程也叫做可逆绝热过程。这时气体状态变化可以沿同一途径可逆变化而最终返回初始状态，这是因为没有粘性损耗的缘故。

由此可知，等熵条件比绝热条件要求高。它不仅要求绝热，还要求没有粘性、冲波、旋涡等耗散因素存在。

由 (1-35) 式可以推导出等熵过程中状态变化所应遵循的条件，即

$$\frac{T}{p^{\frac{k-1}{k}}} = \text{常数} \quad (1-37)$$

借助于状态方程 (1-18)，可把等熵条件改写为

$$\frac{p}{\rho^k} = \text{常数} \text{ 或 } \frac{T}{\rho^{\frac{k-1}{k}}} = \text{常数} \quad (1-38)$$

常见的热力学过程有等压过程、等温过程、等容过程和等熵过程等，图 1-6 对它们进行了比较。

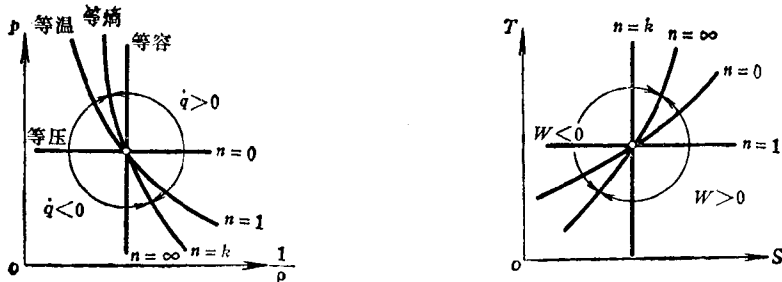


图1-6 热力学过程

§ 1-3 研究流体运动的方法

一、拉格朗日 (Lagrange) 法

研究流体运动有两种运动学方法。拉格朗日法比较符合力学的正统，它以流体微团（即质点）本身为对象，追随各个质点，分析它们的运动规律。

设在某起始瞬时 t_0 ，任一质点的位置由坐标 (a, b, c) 确定。随后在运动中的任一瞬时 t ，该质点的位置由坐标 (x, y, z) 确定，则运动方程可表为：

$$\left. \begin{aligned} x &= \varphi_1(a, b, c, t) \\ y &= \varphi_2(a, b, c, t) \\ z &= \varphi_3(a, b, c, t) \end{aligned} \right\} \quad (1-39)$$

这里 a, b, c 不一定是直角坐标 (可以任选, 只要能把所研究的质点彼此区别开即可), 一般将它们叫做拉格朗日变数。

在 (1-39) 式中消去时间 t , 可得到各质点运动的轨迹方程。

在 (1-39) 式中对时间 t 取一阶导数, 将得到速度。取二阶导数, 将得到加速度, 即

$$\left. \begin{aligned} v_x &= \frac{\partial x}{\partial t}, \quad v_y = \frac{\partial y}{\partial t}, \quad v_z = \frac{\partial z}{\partial t} \\ a_x &= \frac{\partial^2 x}{\partial t^2}, \quad a_y = \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}, \quad a_z = \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} \end{aligned} \right\} \quad (1-40)$$

二、欧拉 (Euler) 法

此法不以流体微团 (质点) 本身为研究对象, 而把注意力放在流体流过的那个空间区域 (流场) 上。由于流体在连续不断地流过那个区域。某一瞬时在每个固定的空间点上, 都有质点经过那里, 该质点所具有的速度就看成是那个空间点上的速度。在下一瞬时, 原有的质点流走了, 另一个质点来到那个空间点上, 而且具有不同的速度, 我们就说那个空间点上的速度改变了。从这个观点出发, 可直接得到流场中各点在不同瞬时的速度分布:

$$\left. \begin{aligned} v_x &= f_1(x, y, z, t) \\ v_y &= f_2(x, y, z, t) \\ v_z &= f_3(x, y, z, t) \end{aligned} \right\} \quad (1-41)$$

式中 x, y, z 是各点的空间坐标, 一般叫做欧拉变数。

这时如要求某一质点运动的轨迹, 应将 (1-41) 式中的 v_x, v_y, v_z 换成 $\frac{dx}{dt}, \frac{dy}{dt}, \frac{dz}{dt}$, 然后经过积分便得到运动方程。消去时间 t , 即为轨迹方程。

如果求某一质点的加速度, 应将 (1-41) 式中的速度对时间取导数, 得到

$$\left. \begin{aligned} a_x &= \frac{Dv_x}{Dt} = \frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} \\ a_y &= \frac{Dv_y}{Dt} = \frac{\partial v_y}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_y}{\partial z} \\ a_z &= \frac{Dv_z}{Dt} = \frac{\partial v_z}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_z}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \end{aligned} \right\} \quad (1-42)$$

或写为矢量形式

$$\vec{a} = \frac{D\vec{v}}{Dt} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} \quad (1-43)$$

式中 $\frac{\partial \vec{v}}{\partial t}$ —— 局部加速度或当地加速度;

$(\vec{v} \cdot \nabla)\vec{v}$ —— 迁移加速度;

$\frac{D}{Dt}$ —— 随流导数或物质导数符号。

〔例1-1〕 研究气体在收缩管道中的流动 (参看图1-7)。已知速度分布为 $v = v_0 \left(1 + \frac{x}{L}\right)$, 求 $t = 0$ 时位于管道入口处的那个质点的运动方程和它的加速度随时间的变化。

〔解〕 由 $v = \frac{dx}{dt} = v_0 \left(1 + \frac{x}{L}\right)$

分离变量

$$\int_0^t v_0 dt = L \int_1^{1 + \frac{x}{L}} \frac{d\left(1 + \frac{x}{L}\right)}{1 + \frac{x}{L}}$$

积分得

$$\frac{v_0 t}{L} = \ln\left(1 + \frac{x}{L}\right)$$

$$x = L \left(e^{\frac{v_0 t}{L}} - 1\right)$$

即

其加速度为

$$a = \frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{v_0^2}{L} e^{\frac{v_0 t}{L}}$$

$t = 0$ 时, $x = 0$ $a = v_0^2/L$, 即该质点在入口处时的加速度。

当质点来到 $x = \frac{L}{2}$ 时, $t = t_1$, 应有

$$\frac{L}{2} = L \left(e^{\frac{v_0 t_1}{L}} - 1\right), \quad e^{\frac{v_0 t_1}{L}} = 1.5$$

代入加速度表达式, 得 $a = (1.5) \frac{v_0^2}{L}$ 。

当质点来到出口时, $x = L$, $t = t_2$

$$L = L \left(e^{\frac{v_0 t_2}{L}} - 1\right), \quad e^{\frac{v_0 t_2}{L}} = 2$$

$$a = 2 \frac{v_0^2}{L}$$

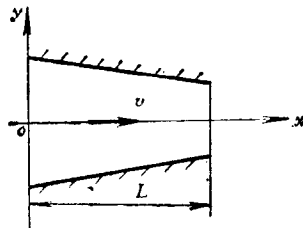


图1-7 收缩管中的流动