

高等学校“十一五”规划教材（弹药工程类）

爆炸气体动力学基础

余文力 王 涛 高云亮 编

兵器工业出版社

前 言

炸药爆炸是一种极其迅速的能量释放与转化现象。爆炸作用在国防军事领域和国民经济中都有着广泛的应用。在军事上,导弹战斗部及各种航弹、炮弹甚至手榴弹的毁伤作用都与炸药爆炸密切相关;在民用上,爆炸成型、爆炸焊接、工程爆破、爆炸合成等技术也都是爆炸作用的具体应用。

爆炸气体动力学是爆炸及其应用技术的理论基础。为便于系统学习爆炸气体动力学方面的基础理论知识,编者在参考国内外相关资料的基础上,结合自己多年教学经验编写了本书。在内容编排上,力争做到通俗易懂,注重基本概念、基本理论和物理意义的讲解与分析。本书系统介绍了流体力学及热力学的基本知识、一维定常流动的基本关系式、扰动波的形成与传播、一维非定常流动的求解方法——特征线法和有限差分法、激波理论、冲击波初始参数计算和爆轰产物的一维飞散及爆炸作用等理论知识。

全书共分7章,第1章介绍气体动力学基础知识,重点介绍流体的物理性质、描述方法及动力学基本方程组;第2章介绍气体的一维定常流动,重点介绍一维定常流动基本方程、流动参数及其之间的关系;第3章介绍气体的一维非定常连续流动,重点介绍气体一维非定常连续流动的基本方程、小扰动微幅波、有限振幅波与中心稀疏波理论;第4章介绍一维非定常流动的数值求解方法,包括特征线法和有限差分法;第5章介绍超音速流动中的激波理论,重点介绍正激波与斜激波理论;第6章介绍运动冲击波理论,重点介绍运动冲击波的基本关系式、冲击波的性质、冲击波的反射与相互作用及冲击波初始参数计算;第7章介绍爆轰产物的一维飞散与爆炸作用,重点介绍爆轰产物的一维飞散流动、接触爆炸作用及一维抛射作用。为便于教学与自学,每章编有习题,书后附有地球标准大气参数表、一维等熵流气动函数表、正激波前后气流参数表和斜激波前后气流参数表。

本书在编写过程中,参照了国内外一些教材和科技书,有一些材料取自于国内专业教材、刊物,在此一并向原作者表示衷心的感谢。

由于编者水平有限,书中不足和错误之处在所难免,恳请读者批评指正。

编 者

2006年12月于西安

目 录

第1章 基础知识	(1)
1.1 流体的物理性质	(1)
1.2 热力学基础	(9)
1.3 流体运动的描述方法	(15)
1.4 流体运动分析	(26)
1.5 流体动力学基本方程组	(32)
1.6 柏努利积分和拉格朗日积分	(44)
习 题	(48)
第2章 气体的一维定常流动	(50)
2.1 大气的基本知识	(50)
2.2 基本假设和一维定常流动的基本方程	(53)
2.3 音速与马赫数	(55)
2.4 滞止参数、临界参数及基本关系	(60)
2.5 气流速度与流动截面的关系	(65)
2.6 拉瓦尔喷管内的几种流动情况	(68)
习 题	(71)
第3章 气体的一维非定常连续流动	(72)
3.1 一维非定常连续流动的基本方程组	(72)
3.2 波的形成与传播	(78)
3.3 小扰动微幅波的运动	(83)
3.4 微幅波的反射与相交	(88)
3.5 小扰动线化理论	(95)
3.6 平面、球面和柱面声波方程的解	(98)
3.7 有限振幅简单波	(114)
3.8 活塞运动问题与逃逸速度	(119)
3.9 中心稀疏波	(122)
3.10 一维均熵运动的通解	(126)
习 题	(138)
第4章 一维非定常流动的数值求解方法	(140)
4.1 特征线的一般理论	(140)
4.2 各种初边值问题	(149)

4.3 非定常柱对称和球对称均熵流动的特征线方程	(163)
4.4 非定常非均熵流动	(165)
4.5 特征线方程的有限差分法	(167)
4.6 偏微分方程的有限差分法	(179)
4.7 人工粘性法	(186)
习 题	(191)
第5章 超音速流动中的激波理论	(193)
5.1 超音速流动中的膨胀与压缩	(193)
5.2 正激波	(196)
5.3 斜激波	(206)
习 题	(216)
第6章 运动冲击波理论	(217)
6.1 运动冲击波方程	(217)
6.2 冲击波的雨果尼奥曲线	(229)
6.3 运动冲击波的极曲线	(234)
6.4 冲击波的正反射	(239)
6.5 冲击波的相互作用	(249)
6.6 冲击波的斜反射	(258)
6.7 爆轰波	(265)
6.8 爆轰波垂直入射时冲击波初始参数计算	(275)
习 题	(288)
第7章 爆轰产物的一维飞散与爆炸作用	(290)
7.1 爆轰产物的一维飞散	(290)
7.2 接触爆炸对刚性壁面的作用冲量	(301)
7.3 爆炸对物体的一维抛射	(323)
习 题	(340)
附表1 国际标准大气参数表	(341)
附表2 一维等熵流气动函数表 ($\gamma=1.4$)	(343)
附表3 正激波 (冲击波) 前后气流参数表	(350)
附表4 斜激波 (冲击波) 前后气流参数表 ($\gamma=1.4$ 的完全气体)	(355)
参考文献	(369)

第1章 基础知识

根据物质的分子或原子在一定的温度和压强条件下的聚集状态而将物质分为固体、液体和气体,其中液体和气体合称为流体。流体指在切向力作用下连续变形的物质。研究流体宏观运动规律的科学称作流体力学,它是一门非常重要的学科,在科学研究和工程技术中有着极其广泛且举足轻重的作用和地位。可以毫不夸张地说,目前已经很难找到一个与流体力学没有或多或少联系的科技部门。航空工业和造船工业中的许多基本问题,如飞机及舰船的外形设计、操纵性、稳定性等都是流体力学的研究课题;在爆炸与冲击的研究中流体力学起着十分关键的作用;高技术武器与常规武器的设计和效应评估、工程爆破和爆炸加工等均以流体力学为主要学科基础,并且形成了以气体动力学为主体的爆炸力学。

1.1 流体的物理性质

流体力学的主要任务是研究流体与物体之间的相互作用,预计流体在静止或运动时所遵循的基本规律。流体具有许多与固体不同的物理性质,如易流性、粘性和可压缩性等。在研究流体力学问题时,必须对流体的一些性质有一个正确的了解。

1.1.1 流体质点与连续介质模型

1.1.1.1 流体质点

在流场中画出一块体积为 δv 的流体微元, δv 内包含流体的质量为 δm , 设 A 是 δv 内的一点,如图 1.1.1 所示。

比值 $\delta m/\delta v$ 代表小体积内流体的平均密度,因为在一个有限大的体积 δv 内,气流参数一般是不均匀分布的,如果令 δv 向 A 点缩小,可以看到比值 $\delta m/\delta v$ 是变化的,如图 1.1.2 所示。当 δv 缩小到一定程度, $\delta m/\delta v$ 趋近于一个定值,这表明该微小体积内的介质变得很

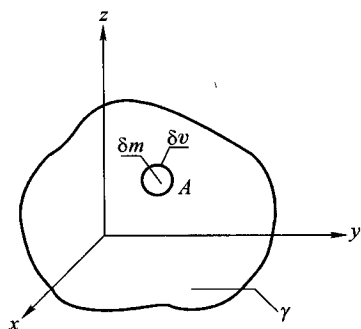


图 1.1.1 连续介质中的微元体积

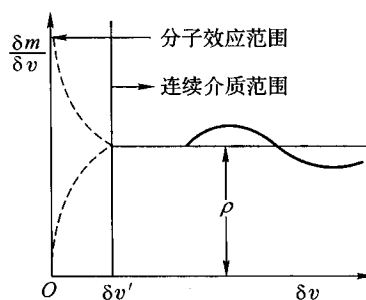


图 1.1.2 $\delta m/\delta v$ 随 δv 的变化曲线

均匀了。但是，当 δv 继续减小而小于某个小量体积 $\delta v'$ 以后，由于该小体积内只有少数几个分子，稍有几个分子进出都会对比值 $\delta m/\delta v$ 产生很大影响，从而使得 $\delta m/\delta v$ 没有确定的值，而是随时间随机波动，这时流体表现出分子的个性，比值 $\delta m/\delta v$ 不再具有确定性。

由此可见， $\delta v'$ 是一种特征体积，它是几何尺寸很小但包含有足够多分子的体积。在此体积中，流体的宏观特性就是其中分子的统计平均特性。我们把微元体积 $\delta v'$ 中的所有流体分子的总体称为流体质点。

1.1.1.2 连续介质模型

处于流体状态的物质，无论是液体还是气体，都是由大量不断运动的分子组成。从微观角度看，流体分子的分布是离散的、不连续的。流体的各种物理量在空间也不是连续分布的，这是因为分子之间总是存在间隙，并且分子内部的质量分布也不连续。同时，由于分子的随机运动，导致任一空间点上的流体物理量对于时间的不连续性。因此，从微观角度看，流体物理量的分布在空间和时间上都是不连续的。

但是在流体力学中，所讨论问题的特征尺寸往往大于流体的分子平均自由程，而人们感兴趣的是流体的宏观特性，即大量分子的统计平均特性。这样，我们有理由不以分子作为研究对象，而是引进流体的连续介质模型，以连续介质作为研究对象。

流体力学着眼于研究流体的宏观运动，不会研究分子和分子内部的结构和运动，因此流体力学把流体质点这样一个宏观上非常小而微观上足够大的微元体积内的流体作为研究对象，或者把很多流体质点所组成的流体微团作为研究的对象。利用流体质点这个概念，可以得出流体连续介质模型的含义，即：流体是由连续分布的流体质点组成，每一个流体质点都包含有足够多的分子，因而在每一个流体质点所包含的微元体积中，分子的各种统计平均值都有确定的含义，而这些统计平均值就表现为该微观小区域内流体的宏观特性，如密度、速度、压强和温度等。

根据连续介质模型，液体、气体和处于液态的固体都属于连续介质。这样，以连续函数为基础的数学解析工具便得以运用。同时，我们不必去考虑无数分子的瞬时状态，而主要着眼于流体的宏观特性。

1.1.1.3 连续性判据

连续性假设对气体是否适用？适用范围如何？因为在低压情况下，密度可能很小，人们对于连续性假设自然会有怀疑，因此需要建立合理的连续性判据。

根据气体分子运动论，气体是由大量分子组成的，在标准状态下，地球表面上每立方厘米的空气中约含有 2.7×10^{19} 个气体分子。气体中的分子以极高的速度作随机运动，其中每一个分子都经常与相邻的大量分子或者与固体壁面相碰撞。在多次碰撞中，某些分子可能把它的动能转移到其他分子上去，本身速度变为零，而其他一些分子可能获得很高的速度，剩下的那些分子，其速度便介于两极端情况之间。麦克斯韦 (Maxwell) 和玻耳兹曼 (Boltzmann) 用统计学的方法，求出了分子平衡速度的分布函数。

在标准状态下，任何一个分子与其他分子碰撞之前，只能自由运动一个很短的路程。由于分子数目很大，而且每次碰撞之间的路程并不相同，因而对某一群分子而言，通常研究它们分子自由程的平均值，即分子平均自由程，用 λ 来表示。根据麦克斯韦速度分布规律，分子弹性碰撞的平均自由程可表示为

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}(\pi N d^2)} \quad (1.1.1)$$

式中, N 是每立方米气体中的分子数, d 是有效分子直径。

气体的很多输运特性, 如粘性、导热性都与分子的平均自由程有关。按照分子运动论, λ 还可下式来表示

$$\lambda = 1.26 \sqrt{\gamma} \frac{v}{c} \quad (1.1.2)$$

式中, γ 为完全气体的比热比, 定义为比定压热容与比定容热容之比, 即 c_p/c_v ; c 是气体中的音速; v 是气体的运动粘度, 它与气体的密度 ρ 和动力粘度 μ 之间有如下关系

$$v = \mu/\rho \quad (1.1.3)$$

例如, 空气在标准状态下, 有 $\gamma = 1.4$, $v = 1.46 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$, $c = 340 \text{ m/s}$, 由此计算出分子的平均自由程 $\lambda = 6 \times 10^{-8} \text{ m}$ 。

在工程问题上, 无论是外部流动还是内部流动, 我们总要研究气体与它所流经物体之间的相互作用。这时, 可以从物体上取一个有代表性的尺寸作为特征长度, 例如导弹的总长、机翼的弦长、管道的内径等, 并用符号 L 来表示。气体分子平均自由程与物体的特征长度之比称为克努森 (Knudsen) 数, 用 Kn 来表示, 即

$$Kn = \lambda/L \quad (1.1.4)$$

显然, 克努森数反映了气体相对于所研究物体的密集程度, 只有 λ 比 L 小得多时, 连续性假设才能成立。

若将 (1.1.2) 式和 (1.1.3) 式代入 (1.1.4) 式中, 则可以将克努森数用无量纲参数来表示

$$Kn = 1.26 \sqrt{\gamma} \frac{\mu}{\rho L c} = 1.26 \sqrt{\gamma} \frac{\mu}{\rho L c} \cdot \frac{V}{V} = 1.26 \sqrt{\gamma} \cdot \frac{Ma}{Re} \quad (1.1.5)$$

式中, V 为速度矢量 $\mathbf{V}$ 的大小; $Ma = V/c$ 为气流速度与当地音速之比, 称为马赫 (Mach) 数; $Re = (\rho L V)/\mu$ 为雷诺 (Reynolds) 数。

至于对克努森数的具体规定, 一般在研究外部流动问题时, 工程上规定: 若 $Kn < 0.01$, 则气体满足连续性假设, 若 $Kn \geq 0.01$, 应把气体当作离散的质点集合来处理。例如, 火箭在 150 km 高空飞行时, 那里的分子平均自由程 $\lambda = 3 \text{ m}$, 在这种情况下, 空气便不能当作连续介质, 它属于稀薄空气动力学的研究范围。还有另外一些情况, 例如在研究冲击波内部结构时, 冲击波内部气体密度并不低, 但是代表流场特征长度的冲击波厚度很小, 它和分子平均自由程长度的数量级相同, 这时连续性假设也不成立, 需要用分子运动论, 甚至用量子力学进行分析。本书不研究这些特殊问题, 只讨论可以当作连续介质处理的气体流动问题。

根据连续介质模型, 流体流过的空间中每一点都被相应的流体质点所占据。所谓空间任意点上的流体物理量 (如密度、温度、速度等) 就是指位于该点上的流体质点的物理量。空间某点的物理量, 如密度, 它的数学定义为

$$\rho = \lim_{\delta v \rightarrow 0} \frac{\delta m}{\delta v} \quad (1.1.6)$$

如前所述, 图 1.1.1 中包含 A 点的流体质点的密度可定义为

$$\rho = \lim_{\delta v \rightarrow \delta v'} \frac{\delta m}{\delta v} \quad (1.1.7)$$

式中, $\delta v'$ 为流体质点的体积。

流体中某点 (A 点) 处的速度: 指在某时刻包围该点的体积 $\delta v'$ 内流体质点质量中心的速度, 如图 1.1.3 所示, 它和最靠近 A 点的分子瞬时速度无关。

流体中某点 (A 点) 处的压强: 在流场中 A 点周围任取一微元面积 $\delta\sigma$, 若外部气体或固壁作用在它上面的法向力为 δF_n , 如图 1.1.4 所示, 则 A 点的压强定义为

$$p = \lim_{\delta\sigma \rightarrow \delta\sigma'} \frac{\delta F_n}{\delta\sigma} \quad (1.1.8)$$

式中, $\delta\sigma'$ 为体积 $\delta v'$ 的表面积。

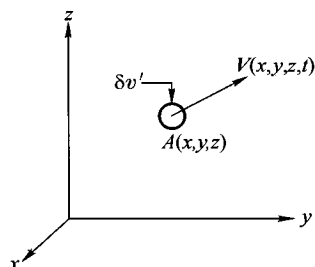


图 1.1.3 流体中某点处的速度

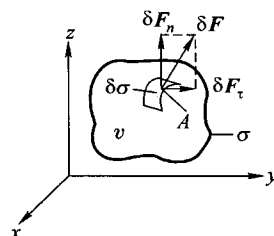


图 1.1.4 流体中某点的压强

因为流体分子间吸引力很小, 流体质点几乎不能承受拉力, 因此压强作用的方向总是使流体质点彼此联结得更紧, 指向它所垂直的表面。不过通常所说的压强并不作为矢量看待。后面我们将证明, 对于不计粘性的流体, 无论它处于静止状态还是流动状态, 同一点上压强的大小不随所取微元面积的方向而变。也就是说, 压强在 A 点的任何方向上都是相同的。

1.1.2 流体的易流性

流体与固体在宏观上基本的区别就是流体容易流动。固体在外力作用下, 一般变形很小, 在弹性范围内, 其应力与应变成正比。流体则大不相同, 流体受切向作用时能够产生任意大小的变形, 切向应力和应变速度成正比。

1.1.3 流体的粘性

粘性定义为真实流体在经受切向 (剪切) 力时发生变形以反抗加于其上的剪切应力的能力。它是流体固有的重要物理性质。为了观察流体粘性的存在, 先看两个简单的试验。

在两块平行平板之间夹有流体介质 (试验时可取粘性较大的油, 例如甘油), 两板之间的距离为 h , 下板固定不动, 上板在切向力 F 作用下以恒定速度 V 作直线运动, 如图 1.1.5 所示。

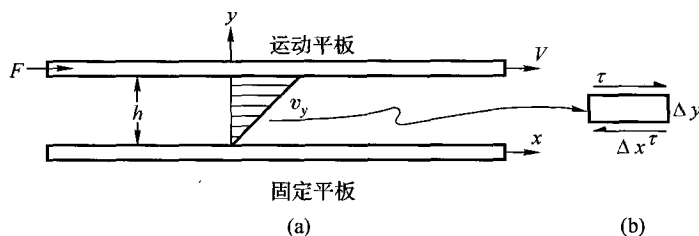


图 1.1.5 平板试验

试验表明,紧靠上平板面的流层,附着在上平板面上以速度 V 随板运动,紧靠下平板面的流层,将随下平板一起保持不动。两板之间各层流体速度呈线性分布,即

$$v = \frac{V}{h} \cdot y \quad (1.1.9)$$

这个试验说明,上平板除了受外加的切向力以外,还受到流体阻止它运动的摩擦力,其大小与 F 相等,方向与 F 相反,因此平板才保持等速运动。用 τ 表示单位面积上的切向应力,其大小为

$$\tau = \frac{F}{\sigma} \quad (1.1.10)$$

式中, σ 为上平板的表面积。

同样,流体对下平板也作用有摩擦力,其方向与 F 相同,因此要保持上下平板固定不动,必须外加约束反作用力。这个反作用力是由支托下平板的物体提供的,如图 1.1.6 所示。

在流体内部各层之间,由于存在着如图 1.1.7 所示的相对运动速度,因而也存在着摩擦力,所以 τ 又称为内摩擦应力。

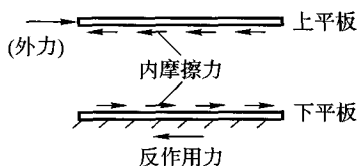


图 1.1.6 板的受力

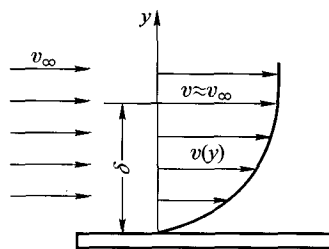


图 1.1.7 板表面的速度分布

牛顿 (Newton) 通过实验发现,流体中内摩擦应力的大小与粘度和速度梯度有关,即

$$\tau = \mu \frac{dv}{dy} \quad (1.1.11)$$

(1.1.11) 式称为牛顿内摩擦定律,式中 dv/dy 是速度沿 y 方向的空间变化率,称为速度梯度。比例系数 μ 称为动力粘度,简称粘度,单位是 $\text{Pa} \cdot \text{s}$ 。

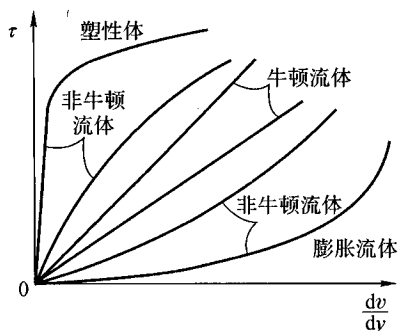


图 1.1.8 牛顿流体和非牛顿流体

通常，把遵守牛顿内摩擦定律的流体称为牛顿流体，一般气体和分子结构比较简单的液体都是牛顿流体。不符合 (1.1.11) 式的流体称为非牛顿流体，如油脂、油漆、牛奶、牙膏、血浆、泥浆等，它们之间的差别如图 1.1.8 所示。牛顿内摩擦定律只适用于牛顿流体的层流流动，还可以推广应用于牛顿流体在空间的层流流动，其形式比 (1.1.11) 式复杂的多。

牛顿内摩擦定律中的粘度是流体粘性大小的一种度量，它与流体的物理性质有关。同一种流体的粘度与流体的温度有很大的关系而和压强关系不大。气体与液体的粘度随温度的变化规律也是不同的。实验表明：气体的

粘度随温度的升高而增大，而液体的粘度随温度的升高而迅速减小。这种差别的原因是由于它们产生粘性的机理不完全相同。气体中的内摩擦是由于分子定向运动的动量由一层迁移到另一层引起的，而这种迁移是通过分子热运动来实现的。液体中除了这种作用外，还和分子之间由碰撞而传递的动量有关，分子的碰撞次数与分子之间的自由体积成反比，温度升高使自由体积增大，所以总的效果是使粘性减小。

从上面的介绍可以看出，气体的粘度很小，大多数流体的粘度也不大。如果速度梯度不大，切向力和其他力相比可以忽略不计，也就可认为粘度 $\mu = 0$ 。通常将粘度 $\mu = 0$ 的流体称为理想流体或无粘性流体。

真实流体都是有粘性的，粘性的存在给流体运动的数学描述和处理带来很大困难。因此，对于粘度较小的流体如水和空气等，在某些情况下，往往首先用粘度为零的理想流体来代替真实流体，较为方便地求出流体运动的规律。然后，根据需要再考虑粘性的影响，对理想流体分析的结果加以修正。实际上，在很多问题中，只有在物面附近很薄的区域里，速度梯度比较大，流体才显示出较大的内摩擦应力，物面附近的这一区域称为边界层，如图 1.1.7 中所示的 δ 内的区域。在边界层外，流体的速度梯度很小，由牛顿内摩擦定律可知，在那里流体的内摩擦应力和惯性力相比可以略去不计。在这样的区域里可以认为流体的粘度等于零，是理想流体。所以理想流体是人们为了解决实际问题对于真实流体所作的一种抽象模型。

由理想流体的定义，可以推出理想流体有如下特点：

- (1) 理想流体只能传递压力，在理想流体内部无论有没有剪切变形，都不存在切应力。
- (2) 作用在任意面积上的应力方向，总是与该作用面垂直。
- (3) 理想流体中，一点处的压强大小与作用面的方向无关。

1.1.4 流体的导热性

流体和固体一样也能导热，无论流体是静止的还是运动的，只要其中的温度场不均匀，热量就由高温处向低温处传递。在温度分布不均匀的连续介质中，仅仅由于各部分直接接触，而没有宏观相对运动所发生的热量传递称为热传导。一般来说，绝大多数流体的热传导性是各向同性的，其热传导规律服从傅立叶 (Fourier) 导热定律，即

$$q = -\lambda \frac{dT}{dx} \quad (1.1.12)$$

式中, q 是单位时间内通过垂直于 x 轴的单位面积的热流量, 称为面积热流量或热流密度, 单位为 W/m^2 ; λ 是热导率, 单位为 $\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$; T 为温度, $\frac{dT}{dx}$ 为温度在 x 方向上的梯度; 负号表示热流的方向与温度梯度的符号正好相反。

从微观来看, 热传导过程是较热处的分子进入较冷处时, 将自己一部分动能传递给较冷处的分子。而较冷处的分子进入较热处时, 则从较热处的分子那里得到动能, 所以热量的迁移可表示一定能量的迁移。

对气体而言, 热导率非常小, 因此在流场中温度梯度不大的地方, 热传导可以忽略不计。对于快速脉冲过程——炸药爆炸, 其爆轰产物流动一般作为绝热流动而略去热传导。

因为粘性和导热性都是由分子迁移现象引起的, 因此它们总是同时出现。实验表明, 对于大多数接近完全气体的真实气体, 其热导率与动力粘度近似成正比。对理想流体而言, 不仅粘度 $\mu = 0$, 而且热导率 $\lambda = 0$ 。

1.1.5 流体的可压缩性

所有物质包括固体、液体和气体都是可压缩的, 只是其压缩性大小有所不同。压缩性是指物质的体积在外部压力的作用下可以改变的性质。作用在流体表面积上的压力称为压强。当流体压强从 p 增加到 $p + \Delta p$ 时, 则流体的体积将从原来的体积 v 减小到 $v - \Delta v$ 。

流体的可压缩性通常用压缩率 κ 来表示, 它指在一定温度下升高一个单位压强时, 流体体积的相对缩小量, 即

$$\kappa = -\frac{\frac{\Delta v}{v}}{\Delta p} \quad (1.1.13)$$

式中, v 为单位质量流体的体积。由于 $\rho v = 1$, 因此 $\rho dv + v dp = 0$, 所以 (1.1.13) 式又可写成

$$\kappa = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dp} \quad (1.1.14)$$

压缩率的倒数就是流体的体积弹性模量 E , 它表示单位体积的相对变化所需要的压强增量, 即

$$E = \frac{1}{\kappa} = \rho \frac{dp}{d\rho} \quad (1.1.15)$$

对于不同的流体, 体积弹性模量 E 具有不同的数值。弹性模量越大, 流体越不容易被压缩。在常温下, 水的弹性模量 $E_{\text{水}} \approx 2.1 \times 10^9 \text{ Pa}$ 。这就是说, 当水压增加一个大气压时, 即 $\Delta p = 1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$ 时, 由于密度的变化很小, 可以用相应的增量代替微分, 则由 (1.1.15) 式可得

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{\Delta p}{E} \approx 0.5 \times 10^{-4} \quad (1.1.16)$$

即体积只缩小了万分之零点五。其他液体的弹性模量也都很大, 因此在研究液体运动时, 若

在整个流场中压强差别不是非常大的情况下，可以认为液体是不可压缩流体。

需要注意的是，气体的密度随压强的变化是和热力过程紧密相关的，而且气体的可压缩性比液体大得多。根据克拉贝隆（Clapeyron）方程，气体在等温条件下压缩时，满足

$$\frac{p}{\rho} = \text{常数} \quad (1.1.17)$$

所以

$$\frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_1} = \frac{p_2 - p_1}{p_1} \quad (1.1.18)$$

式中，下标“1”、“2”分别表示过程的开始与终结状态。

由（1.1.18）式可得，当气体由1个大气压等温压缩到1.1个大气压时，密度的增加率为0.1。可见，气体比液体容易压缩得多。密度有显著变化的气体运动问题大体包括以下几种。

（1）高速运动的气体

在两个有压力差作用的空间，如果用孔或管道将它们连通，当压力差的数量级接近或大于它们原来各自的压力时，就会产生高速气体的流动。这和高速气流绕过静止飞行器的流动属于同一类型。当气体作高速运动时，会引起压强、密度等流动参数发生显著变化。如果气流速度不大，那么速度变化也不会太大，由它所引起的参数变化自然也就不大。例如低速飞机的飞行，速度若低于70 m/s，则它周围的大气密度差将小于2%，这时就讨论由飞机的飞行引起周围大气流场变化而言，可以认为大气是不可压缩流体。

严格来讲，真实流体都是可压缩的，不可压缩流体乃是我们研究具体流动问题时，对于流场中密度变化较小的真实流体所作的一种假设模型。

（2）物体在静止大气中的高速飞行

物体飞行时，将推挤周围的空气。当飞行速度大到可以同当地音速相比时，空气密度将发生显著变化。

（3）气流中具有较大的温度差

在有热传导的情况下，即使气流运动速度小，也可能产生大的温度差，从而引起密度的显著变化。在研究高速附面层问题时会遇到这种情况。

（4）气体中具有较大的加速度

当气体的部分边界或在气体中运动的物体以很大的加速度运动时，例如爆轰气体产物的飞散及迅速开启或关闭阀门时，就会在静止或运动的气体中产生大的加速度，从而使密度发生显著变化。

（5）巨大压力作用下的液体和固体

液体一般假定为不可压缩流体，但是当液体压强变化很大时，例如水中爆炸，压强可达到十几万个大气压，这时就应把水当作可压缩流体来处理。

当固体所承受的压力大于屈服压力时，本质上也表现为可压缩流体的特征，如大的陨石和行星碰撞时会出现这种压力。现在，人们能够在实验室内产生足够大的压力，把固体压缩到它初始体积的一半。还有一类很重要的例子，如在聚能射流的破甲过程中，药型罩所形成的金属射流冲击靶板时，靶板就呈现出可压缩流体的特点，且流动是二维的。

气体动力学就是要研究密度有显著变化的流体的运动规律以及它与物体的相互作用，所

以气体动力学又叫可压缩流体的动力学和热力学。

1.2 热力学基础

1.2.1 状态方程

简单热力学系统可以用任意两个状态参数来确定系统的状态。换句话说，在三个状态参数之间一定存在着确定的函数关系，这个函数关系，就称为状态方程。例如用压强、温度、体积表示的状态方程为

$$p = f(T, v) \quad (1.2.1)$$

在中学物理中已经学过了理想气体的状态方程，称为克拉贝隆方程，其表达式为

$$\frac{pv}{T} = \text{常数} \quad (1.2.2)$$

注意：这里所说的理想气体是指分子体积和分子间作用力可以忽略的气体。它与上节讲到的无粘性理想流体是两个不同的概念。为避免混淆，我们把满足克拉贝隆方程并且比定压热容和比定容热容都是常数的气体叫做完全气体。

克拉贝隆方程 (1.2.2) 式中的常数取决于气体的质量。对于一定质量的气体，其常数值可以由阿伏加德罗 (Avogadro) 定律导出。即任何理想气体，当压强和温度相同时，其摩尔 (Molar) 体积都相同。在标准状态下，各种气体的千摩尔体积都是 22.4 m^3 。于是，由 $T_0 = 273 \text{ K}$, $p_0 = 1.01325 \times 10^5 \text{ Pa}$, $v_0 = 22.4 \text{ m}^3/\text{kmol}$ 得

$$\frac{pv}{T} = \frac{p_0 v_0}{T_0} = 8314 \text{ J}/(\text{kmol} \cdot \text{K}) = \bar{R} \quad (1.2.3)$$

式中， $\bar{R}$ 为通用气体常数。

气体动力学中习惯使用单位质量气体的状态方程，将 (1.2.3) 式两边同除以摩尔质量 M 得到

$$p \frac{v}{M} = \frac{\bar{R}}{M} T \quad (1.2.4)$$

式中， $\frac{v}{M} = \frac{1}{\rho} = \tau$ 表示单位质量气体所占的体积，称为比体积； $\frac{\bar{R}}{M} = R$ 为气体常数。

于是，可以得到单位质量气体的状态方程为

$$\frac{p}{\rho} = RT \quad (1.2.5)$$

气体常数 R 与气体的分子量有关，空气的分子量为 28.97，其气体常数为

$$R = \frac{\bar{R}}{M} = \frac{8314 \text{ J}/(\text{kmol} \cdot \text{K})}{28.97 (\text{kg}/\text{kmol})} = 287 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K}) \quad (1.2.6)$$

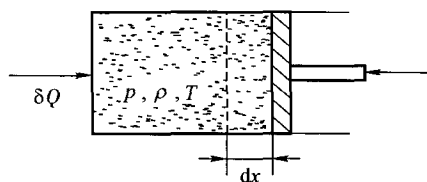
克拉贝隆方程在低压条件下对所有气体都能给出精确的结果。即使压强接近临界压强，

只要温度大大超过临界温度，同样具有足够的精确度。因此，克拉贝隆方程在工程上应用很广泛，它是我们这门课程的基本方程之一。

1.2.2 热力学第一定律

1.2.2.1 热力学第一定律

热力学第一定律是能量守恒与转化定律在热力学现象上的应用。研究图 1.2.1 所示的系统，对系统加入热量 δQ ，系统热力学能增加 dU ，系统对外做功 δW ，实验证明



$$\delta Q = dU + \delta W \quad (1.2.7)$$

该式即是热力学第一定律的表达式，其物理意义为：系统从外界吸收的热量等于系统热力学能的增量和系统对外做功之和。其中热力学能增量用全微分 dU 来表示，表明热力学能是一个状态参数，也就是

说如果系统经历一个完整的循环过程，则热力学能不变，即

$$\oint (\delta Q - \delta W) = \oint dU = 0 \quad (1.2.8)$$

热和功都不是状态量而是过程量，因而用“ $\delta()$ ”表示。

假设系统的状态变化是可逆的，若在气体的作用下活塞移动 dx 距离，则气体对外界所作的功是

$$\delta W = p\sigma dx = p dv \quad (1.2.9)$$

式中， p 为系统内气体的压强； σ 为活塞的面积； dv 为气体的体积增量。

于是，热力学第一定律又可表示为

$$\delta Q = dU + p dv \quad (1.2.10)$$

1.2.2.2 几个状态参量

下面讨论几个与热力学第一定律有关的几个状态参量。

(1) 热力学能

热力学能（以前称内能）是由热力学第一定律引出的一个新的状态参数，它是系统内部各种形式能量的总和，用符号 U 表示。气体的热力学能就是气体分子和原子的动能和位能。其中，分子的移动动能和转动动能加上原子的振动动能组成气体的内部动能，而气体分子间作用力形成的分子间的位能组成气体的内部位能。单位质量气体的热力学能称为比热力学能，用符号 u 表示。

则单位质量气体热力学第一定律的表达式为

$$\delta q = du + p d\left(\frac{1}{\rho}\right) = du + p d\tau \quad (1.2.11)$$

式中， δq 为单位质量气体上所增加的热量； du 为比热力学能增量。

由 (1.2.11) 式可得，系统比热力学能的变化为

$$du = \delta q - p d\left(\frac{1}{\rho}\right) \quad (1.2.12)$$

(2) 焓

热力学能与压力位能之和叫做焓, 用 H 来表示, 即 $H = U + pv$ 。可见, 焓也是状态参数。单位质量气体的焓称为比焓或质量焓, 用 h 表示, 则

$$h = u + \frac{p}{\rho} \quad (1.2.13)$$

对上式两边微分, 可得

$$dh = du + p d\left(\frac{1}{\rho}\right) + \frac{1}{\rho} dp = \delta q + \frac{1}{\rho} dp \quad (1.2.14)$$

或

$$\delta q = dh - \frac{1}{\rho} dp = dh - \tau dp \quad (1.2.15)$$

上面两式是用焓表示的热力学第一定律。

(3) 热容

当一系统由于加给一微小的热量 δQ 而温度升高 dT 时, $\delta Q/dT$ 这个量即是热容, 用符号 C 表示。热容和热量一样, 也是过程量。单位质量气体的热容称为质量热容或比热容, 用符号 c 表示, 则

$$c = \frac{\delta q}{dT} \quad (1.2.16)$$

工程实际中常用的是比定容热容 c_v 和比定压热容 c_p 。根据热力学第一定律的表达式 (1.2.11) 式及 (1.2.15) 式和比热容的一般定义式 (1.2.16) 式可以导出如下关系

$$c_v = \left(\frac{\delta q}{dT}\right)_\tau = \left(\frac{du + p d\tau}{dT}\right)_\tau = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_\tau \quad (1.2.17)$$

$$c_p = \left(\frac{\delta q}{dT}\right)_p = \left(\frac{dh - \tau dp}{dT}\right)_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_p \quad (1.2.18)$$

(4) 完全气体比热力学能和比焓的表达式

完全气体因忽略了分子间作用力, 它的内部位能为零, 所以完全气体的比热力学能只是温度的函数, 即

$$u = u(T) \quad (1.2.19)$$

则

$$\left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_\tau = \frac{du}{dT} \quad (1.2.20)$$

由 (1.2.17) 式得到

$$du = c_v dT \quad (1.2.21)$$

因此

$$u - u_0 = \int_{T_0}^T c_v dT \quad (1.2.22)$$

又因完全气体的比定容热容 c_v 是常数, 将上式积分则得

$$u - u_0 = c_v (T - T_0) \quad (1.2.23)$$

令 $T_0 = 0$ 时, $u_0 = 0$, 则得到完全气体比热力学的表达式

$$u = c_v T \quad (1.2.24)$$

单位质量完全气体的比焓可以写为

$$h = u + \frac{p}{\rho} = u + RT \quad (1.2.25)$$

由此可以看出, 完全气体的比焓同样只与温度有关, 即

$$h = h(T) \quad (1.2.26)$$

所以有

$$\left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p = \frac{dh}{dT} \quad (1.2.27)$$

利用 (1.2.18) 式有

$$dh = c_p dT \quad (1.2.28)$$

积分得

$$h - h_0 = \int_{T_0}^T c_p dT = c_p (T - T_0) \quad (1.2.29)$$

令 $T_0 = 0$ 时, $h_0 = 0$, 则得到完全气体比焓的表达式

$$h = c_p T \quad (1.2.30)$$

由 (1.2.24) 式、(1.2.25) 式和 (1.2.30) 式可以导出

$$c_p - c_v = R \quad (1.2.31)$$

又因

$$\gamma = c_p / c_v \quad (1.2.32)$$

由 (1.2.31) 式和 (1.2.32) 式并结合 (1.2.24) 式和 (1.2.30) 式可得

$$\left. \begin{aligned} c_v &= \frac{1}{\gamma - 1} R \\ u &= \frac{1}{\gamma - 1} RT = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} \end{aligned} \right\} \quad (1.2.33)$$

$$\left. \begin{aligned} c_p &= \frac{\gamma}{\gamma-1} R \\ h &= \frac{\gamma}{\gamma-1} RT = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{\rho} \end{aligned} \right\} \quad (1.2.34)$$

其中, γ 值与分子自由度有关。空气、氧气和氮气等大多数双原子气体的 $\gamma = 1.4$, 一般气体的 γ 值为 $1 \leq \gamma \leq 5/3$ 。

1.2.3 热力学第二定律

1.2.3.1 热力学第二定律

热力学第一定律说明热能和机械能在传递和转化时的数量关系, 而热力学第二定律则说明能量转化的方向和效率问题。

热力学第二定律的表述方法很多, 如克劳修斯 (Clausius) 的表述为: 热量不能自动地从低温物体传向高温物体。另一表述为: 不能制成一种循环动作的热机, 只从一个热源吸收热量, 使之完全变为有用的功, 而其他物体不发生任何变化。这一说法首先是开尔文 (Kelvin) 提出的, 因为循环发动机只能把从高温热源传入的热量中的一部分转化为机械能, 而另一部分未转化的热能要传递给低温热源。也就是说任何一个循环发动机至少要有有一个热源和一个冷源才能工作。开尔文的说法宣告了“第二类永动机”是不可能制成的。这种“永动机”企图利用包含在自然物体中的热能将它全部转化为机械能而不向冷源传热。例如吸收海洋中水的热能而做功, 这样并不违背热力学第一定律, 而热力学第二定律则打破了这种幻象。所以, 第二定律还有人表述为“不可能制成第二类永动机”。实际上, 以上几种说法是完全等价的。

针对热力学第二定律的不同表述方法, 它可以有不同的表达式。在气体动力学中主要是用熵的变化给出热力学第二定律的数学表达式。

1.2.3.2 熵

当热力学温度为 T 的系统接受微小热量 δQ 时, 如果系统内没有发生不可逆变化, 则系统的熵增为 $\delta Q/T$ 。熵的符号用 S 表示, 单位质量气体的熵, 称为质量熵或比熵, 用 s 来表示, 则

$$ds = \frac{\delta q}{T} \quad (1.2.35)$$

式中, δq 为单位质量气体从外界吸收的热量; T 为传热时的热力学温度; ds 为比熵增量。今后如无特殊说明, 本书中的熵均指单位质量气体的比熵。

在这里, δq 虽然是过程量, 但用卡诺 (Carnot) 循环可以证明: 任何气体经过任意一个循环以后, 表达式 $\oint \frac{\delta q}{T} = 0$ 。这说明 $\delta q/T$ 是全微分, 因此熵是一个状态参数。也就是说, 给定两个状态, 对于连接这两个状态的任何过程, 其熵的变化量都是相同的。

在可逆绝热过程中, 外界传导热是唯一的热量来源。如果系统与外界之间没有热传递, 则系统内的熵值保持不变, 这种过程称为等熵过程, 即: $ds = 0$ 。

实际上由于流体有粘性, 其内部存在着摩擦力, 因而状态变化过程是不可逆的。假设