

690965

# 爆轰理论基础

bao hong  
li lun  
ji chu

孟宪昌 张俊秀 编



北京理工大学出版社

## 前 言

炸药作为一种能源，具有许多独特的优点。目前，无论在军事上还是在国民经济的许多领域中，炸药均得到广泛的使用。在军事上，炸药被用来装填各种炮弹、火箭、导弹战斗部和核武器的起爆系统，以及其它特种军事目的。在民用上，炸药越来越多地用于冶金、采矿、石油开采和各种工程爆破技术。此外，炸药还被用于爆炸成型，爆炸焊接、爆炸切割和爆炸合成金刚石等新技术领域。

炸药通过爆炸的形式迅速释放化学能，并对周围介质做功。研究炸药爆炸现象的发生，爆轰的传播规律以及爆炸效应等有关内容，是弹药与战斗部工程专业必备的基础知识，也是从事各种民用爆炸技术工作者所必备的基本知识。

本书是根据弹药战斗部工程专业教学需要而编写的一本专业基础课教材，也可作为从事弹药设计与研究、炸药装药与爆破器材的威力设计以及工程爆破技术工作者和相应专业学生的重要参考书。

本书内容着重于爆轰理论及应用的基本知识、基本理论和基本实验技术，便于读者学习和掌握。全书共分九章，包括炸药的爆炸、炸药的起爆机理和敏感度，冲击波基本理论，爆轰波流体力学理论，爆轰产物对周围介质的作用等内容。绪论、第一、第二、第三和第八章是由太原机械学院孟宪昌同志编写的，第四、第五、第六、第七和第九章是由北京工业学院张俊秀同志编写的。

本书是由原兵器工业部教材编审委员会组织编写的。在

定稿前，承蒙北京工业学院恽寿榕教授审阅，并提出了许多宝贵意见。在此，特表示感谢。

由于编者水平所限，不足和错误之处在所难免，敬请读者批评指正。

编者

1988年4月

# 目 录

绪论.....	1
§1 概述.....	1
§2 热力学基础知识.....	3
<b>第一章 炸药的爆炸.....</b>	<b>12</b>
§1 概述.....	12
§2 炸药爆炸的特征.....	12
§3 炸药的组成与爆炸分解.....	15
§4 炸药的爆炸变化与炸药分类.....	22
§5 炸药的主要特性数.....	25
§6 炸药爆炸对介质的作用.....	35
<b>第二章 炸药的起爆机理.....</b>	<b>43</b>
§1 概述.....	43
§2 炸药的热起爆理论.....	44
§3 炸药的机械作用起爆机理.....	55
§4 炸药的冲击波起爆.....	59
§5 炸药对静电放电的感度.....	64
<b>第三章 冲击波基本理论.....</b>	<b>69</b>
§1 概述.....	69
§2 一维非定常等熵流动.....	71
§3 正冲击波基本关系式.....	81
§4 冲击波雨贡纽曲线及冲击波的性质.....	86
§5 运动冲击波的正反射.....	93
§6 运动冲击波的斜反射.....	99

§ 7	冲击波的声学近似	104
<b>第四章</b>	<b>爆轰波的流体力学理论</b>	<b>109</b>
§ 1	概述	109
§ 2	爆轰波的基本关系式	110
§ 3	多方气体中的爆轰	113
§ 4	爆轰波的定常结构——ZND模型	120
<b>第五章</b>	<b>爆轰波参数</b>	<b>134</b>
§ 1	概述	134
§ 2	气相爆轰波参数	134
§ 3	凝聚炸药的爆轰波参数	142
§ 4	爆轰波反应区的定常解	170
§ 5	爆轰波参数的实验测量	178
<b>第六章</b>	<b>炸药中的爆轰传播</b>	<b>195</b>
§ 1	凝聚炸药的爆轰反应及其起爆与传爆	195
§ 2	非理想爆轰	201
§ 3	影响炸药爆轰传播的因素	208
§ 4	炸药中的低速爆轰和高速爆轰	227
§ 5	螺旋爆轰及其非定常结构	230
§ 6	爆轰波的控制	232
<b>第七章</b>	<b>爆轰产物的一维等熵流动</b>	<b>241</b>
§ 1	概述	241
§ 2	一维等熵非定常流的特征线解法	242
§ 3	典型情况下爆轰产物的一维流动	248
§ 4	爆轰产物对管侧壁的冲量	274
§ 5	爆轰产物对刚体的一维抛掷	279
<b>第八章</b>	<b>爆轰波对可压缩介质界面的作用</b>	<b>295</b>
§ 1	概述	295
§ 2	接触爆炸时反射波性质的判据	295
§ 3	垂直入射时介质中的冲击波初始参数	298

§ 4 斜入射时介质中的冲击波初始参数.....	306
<b>第九章 爆炸冲击波与介质界面的作用.....</b>	<b>316</b>
§ 1 概述.....	316
§ 2 冲击波和简单波的 $p-u$ 曲线.....	316
§ 3 冲击波与介质分界面的作用.....	319
§ 4 冲击波与自由面的相互作用.....	322
§ 5 物体高速碰撞时产生的冲击波.....	324
§ 6 冲击波高压技术及其测试方法.....	329
§ 7 探针法测量高压下材料的动态力学性质.....	344
<b>附录.....</b>	<b>356</b>
主要参考文献	

# 绪 论

## § 1 概 述

人们在形容一种快速的生长过程时，常常使用“爆炸”这一术语。谈起“爆炸”，也往往会引起人们心理上的恐惧感，这主要是由于爆炸的能量之大、速度之快和波及面之广，及其后果所造成的。

在自然科学中，爆炸是一种现象，是指物质系统的一种极为迅速的物理或化学的能量释放过程。在这个过程中，系统内在的或瞬间形成的能量将转化为机械功，以及光和热的辐射等。

就引起爆炸原因的不同，从性质上可以把它区分为物理爆炸、化学爆炸和核爆炸等。物理爆炸是系统的物理变化引起的爆炸，例如，物体的高速碰撞（陨石落地，高速弹丸对目标的撞击…）、大型铸件的水中骤冷清砂、蒸汽锅炉或高压气瓶的超压爆炸，以及闪电、地震和火山爆发等。化学爆炸是由于物质的化学变化而引起的爆炸。例如煤矿中的粉尘爆炸和瓦斯爆炸，以及炸药的爆炸等。核爆炸是由原子核的裂变或聚变引起的爆炸。不难看出，爆炸过程具有两个非常明显的特点，即过程进行的速度快（或历时短）和能量密度高。例如，高能炸药的爆炸压力是数十GPa，超过了地球中心所受到的压力，而核爆炸产生的压力可达数千GPa，比太阳中心的压力还高。化学爆炸和核爆炸都是在微秒量级的时间内完成的。

由于爆炸过程存在着上述特点，所以在爆炸现象的力学研究上也存在着不同于一般连续介质力学的特点，这主要是爆炸现象中载荷随时间变化的非定常运动、载荷对介质的局部效应，以及载荷与介质的耦合作用。这里所说的“耦合作用”，是指载荷的大小与介质的性质相关，或者说，载荷与介质不能孤立处理，只有在所讨论的力学问题最后得到解决时才能知道载荷的大小。例如，TNT炸药爆炸时可以产生峰值为200GPa的爆炸压力，当其作用于钢板时，其峰值载荷可达280GPa，而作用于水面时，其峰值载荷却只有13GPa。这就是说，介质的性质改变了载荷的大小。

本书主要讨论化学爆炸中的炸药爆炸，如不另加说明，以后所谈及的爆炸均系炸药的爆炸。

关于炸药，其定义有各种各样的说法，但一般可表述为：炸药是在外界因素作用下可以引起高速化学反应，并能生成大量气体产物和放出大量热量的物质。根据其敏感程度的差别，常把炸药分为初发炸药（起爆药）和次发炸药（猛炸药）。

炸药的爆炸变化有燃烧（为与一般的燃烧相区别，也常称之为爆燃）和爆轰两种典型的形式。而这两种形式之间在一定条件下是可以相互转化的。

炸药爆炸对周围介质有做功和破坏的能力，因而炸药是能源之一。与其它能源相比，炸药有体积小、质量轻、制造和控制容易等独特的优点，所以很早就被人类发现和利用。值得自豪的是，作为低级炸药的黑色火药是我国首先发明的（公元六世纪），并且首先应用于军事目的（公元十世纪）。虽然黑色火药的爆炸能力和燃烧速度，都远远赶不上近代的高级炸药，但它们却是在我国古代发明的黑色火药基础上发展起来的。



炸药爆炸在军事上的用途是很广泛的。炸药可以用来装填摧毁敌军装备和设施、杀伤敌军有生力量的各种炮弹、火箭弹、鱼雷、航空炸弹、地雷及导弹战斗部和核武器的起爆系统等。在民用建设方面，炸药也越来越多地被机械、冶金、采矿、煤炭、石油和铁道等部门所使用，除在工程上广泛地采用各种爆破技术外，像爆炸切割、爆炸成型、爆炸焊接和爆炸合成金刚石等也都得到了很大的发展。

由于爆炸现象涉及的问题很广，所以许多现象目前已经构成了专门的研究对象，并有许多论著。本书是根据弹药与战斗部工程专业的教学需要，从爆轰的角度出发，以炸药爆炸的发生、发展，以及爆炸对环境介质的力学作用作为自己的对象和任务。

## § 2 热力学基础知识

作为宏观描述热现象的热力学是研究能量转化的，它是研究爆炸现象的基础之一。

在热力学中，表征系统状态的基本参数（即状态参数）是：压强（或应力） $p$ 、密度  $\rho$ （或比容  $v = 1/\rho$ ）和温度  $T$ 。联系这些参数并用来描述系统状态变化规律的关系式，即为状态方程式。此外，在热力学中还引入了只与状态有关的所谓状态函数，诸如内能  $E$ 、热焓  $H$  和熵  $S$  等。

### § 2.1 完全气体的状态方程

所谓完全气体，是指分子本身的体积和分子之间的作用力（引力或斥力）可以忽略不计的气体。实验结果表明，在低密度情况下，任何气体的状态方程都接近于相同的形式，即

$$pv = RT$$

或以密度  $\rho = 1/v$  表示为

$$p = \rho RT \quad (0-1)$$

其中  $R$  是气体常数，对于不同气体将有不同的常数值。

如用给定的质量  $m$  改写(0-1)式，并令  $\rho = m/V$  (式中  $V$  是所论气体占有的容积)，则有

$$pV = mRT$$

将上式通除以气体的分子量  $M$ ，并令  $\mu = m/M$ ，可以写出

$$\frac{pV}{\mu} = \widehat{R}T \quad (0-2)$$

式中  $\widehat{R} = MR$ ，称为普适气体常数。实验结果表明，所有气体的  $\widehat{R}$  值均相同，并有  $\widehat{R} = 8.314 \text{ J}/(\text{mol} \cdot \text{K})$ 。

也可以采用摩尔质量作为质量单位，即令(0-2)式中的摩尔数  $\mu = 1$ ，此时  $V$  变为摩尔体积。本书不用摩尔质量，故始终采用(0-1)式这种形式的状态方程。

完全气体是热力学中理想化了的一种气体，虽然在实际中并不存在这种气体，但它却是一个既简单而又非常有用的概念。当压强不高或密度较低时，所有的真实气体都可以当作完全气体来处理。

对于真实气体来说，目前虽已存在着许多经验和半经验的状态方程，例如范德瓦尔斯方程等，但这些方程比较复杂，使用起来很不方便。而完全气体的状态方程，即使在压强接近于临界压强的情况下，只要温度大大超过临界温度也能给出足够准确的结果。对于本课程所讨论的问题，往往是高温和高压同时出现，因而在实际的工程计算中仍然是经常采用完全气体的状态方程式。

## § 2.2 热力学第一定律

热是能量的一种形式。热力学第一定律，实际上是能量守恒定律在热能和机械能相互转化方面的具体应用。该定律可以这样表达：当物质系统的状态发生一个无限小的变化时，系统从外界吸收的热量 $\Delta Q$ 等于系统的内能变化 $dE$ 与系统对外界所做之功 $dW$ 的和，即有

$$\Delta Q = dE + \Delta W \quad (0-3)$$

上式中的 $dE$ 是内能的全微分，这是因为内能是状态函数，其改变量仅仅取决于系统的初态和终态，而与过程的性质无关。因为热量和功，它们都不是状态函数，因而不能用全微分形式表示。为区别起见，将其写为 $\Delta Q$ 和 $\Delta W$ 的形式以表示它们是一个微量。在使用(0-3)式时应注意：当热量是由外界进入系统时 $\Delta Q$ 取正值，否则为负；当系统对外界做功时 $\Delta W$ 取正值，否则为负。

在无摩擦的准静态过程中，由于系统所做的功可以写为

$$\Delta W = p dV$$

故(0-3)式可改写为如下形式：

$$\Delta Q = dE + p dV \quad (0-4)$$

以上所述是对一定质量的气体而言的。对单位质量的气体来说，将写为

$$\Delta q = de + p dv = de + p d\left(\frac{1}{\rho}\right) \quad (0-5)$$

式中 $\Delta q$ 是单位质量气体吸收或放出的热量； $de$ 是单位质量气体的内能增量； $dv$ 是单位质量气体的比容改变量。

### § 2.3 内能 绝热指数

在热力学中，内能的概念是指物质系统的整体在静止时的总能量。目前，虽然还无法测定系统内能的绝对值，但是可以测定某一过程中系统内能的改变量。

在一般过程中，系统的内能主要是由分子热运动动能和分子间相互作用势能决定的，其中分子热运动动能主要取决于温度，而分子间相互作用势能主要与比容有关。因此，可以把内能写为温度 $T$ 和比容 $v$ 的函数，即

$$e = e(T, v)$$

微分上式，有

$$de = \left(\frac{\partial e}{\partial T}\right)_v dT + \left(\frac{\partial e}{\partial v}\right)_T dv \quad (0-6)$$

式中 $\left(\frac{\partial e}{\partial T}\right)_v$ 是等容过程中内能对温度的变率，定义为定容比热，并用 $c_v$ 表示。在等容情况下， $c_v = \left(\frac{\partial e}{\partial T}\right)_v = \left(\frac{\Delta q}{dT}\right)_v$ ；

$\left(\frac{\partial e}{\partial v}\right)_T$ 是等温过程中内能对比容的变率。对完全气体来说，因为忽略了分子之间的相互作用力，故有 $\left(\frac{\partial e}{\partial v}\right)_T = 0$ 。

于是，(0-6)式可以写为 $de = c_v dT$  (0-7)

积分上式，可得

$$e - e_0 = c_v (T - T_0)$$

这里，完全气体的定容比热 $c_v$ 为一常数。若取 $T_0 = 0$ 时， $e_0 = 0$ ，则有

$$e = c_v T \quad (0-8)$$

这就是说，单位质量完全气体的内能等于定容比热与温度的乘积。

类似地，还可以定义定压比热，并写为

$$c_p = \left(\frac{\Delta q}{dT}\right)_p$$

由于 $d(pv) = p dv + v dp$ ，故(0-5)式可改写为

$$\Delta q = c_v dT + d(pv) - v dp$$

在等压条件下，上式可以写为

$$c_p = c_v + \frac{d(pv)}{dT} = c_v + R \quad (0-9)$$

此即完全气体定压比热与定容比热之间的关系式。可见，完全气体的定压比热与定容比热之间仅相差一气体常数值。如令  $\gamma$  表示定压比热与定容比热的比值，即

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v} \quad (0-10)$$

则不难推得

$$c_v = \frac{R}{\gamma - 1} \quad (0-11)$$

$$c_p = \frac{\gamma R}{\gamma - 1} \quad (0-12)$$

式中  $\gamma$  亦称为绝热指数，其数值取决于气体分子的结构：单原子气体， $\gamma = 1.66$ ；双原子气体， $\gamma = 1.4$ ；多原子气体， $\gamma = 1.33$ 。

一般说来，物质的比热是随温度的变化而改变的，因而其绝热指数  $\gamma$  也将随温度的变化而改变。表0-1给出了空气的绝热指数与温度的变化关系。显而易见，只是在温度发生很大变化时，绝热指数才发生显著改变。因而在一般情况下，常常把绝热指数  $\gamma$  近似视为常数。对于空气，取  $\gamma = 1.4$ 。

表0-1 空气的绝热指数与温度的关系

T(K)	273	287	373	2273
$\gamma$	1.406	1.405	1.396	1.283

## § 2.4 焓与熵

在热力学中，作为状态函数的热焓  $H$  是这样定义的，即

$$H = E + pV \quad (0-13)$$

对单位质量气体，可写为

$$h = e + pv \quad (0-14)$$

式中 $e$ 是单位质量气体的内能； $pv$ 是系统的压力势能。显然，当气体处于静止状态时，焓概括了气体的总能量。

引入热焓的概念后，热力学第一定律的数学表达式(0-5)可改写为

$$\Delta q = dh - v dp \quad (0-15)$$

由此可见，在等压条件下，系统焓值的增量等于系统所吸收的热量，即有 $\Delta q = dh$ ，而且还可以写出

$$dh = c_p dT \quad (0-16)$$

积分上式，得

$$h - h_0 = c_p (T - T_0)$$

若取 $T_0 = 0$ 时， $h_0 = 0$ ，则有

$$h = c_p T \quad (0-17)$$

这就是说，完全气体单位质量的焓值等于定压比热与温度的乘积。

与内能和热焓一样，熵也是热力学中的一个状态函数。熵的概念是在研究热机的循环过程时引入的，它是判定一个过程能否自动进行，以及进行的方向和限度的判据。在此不讨论熵的由来，而只讨论熵及等熵过程的物理含义。

由(0-15)和(0-16)式，可以写出

$$\Delta q = c_p dT - v dp \quad (0-18)$$

可以证明，上式不是全微分形式，亦即 $q$ 不是状态函数。但是，如果将上式通除以温度 $T$ ，则有

$$\frac{\Delta q}{T} = c_p \frac{dT}{T} - \frac{v}{T} dp$$

对于完全气体，上式可改写为

$$\frac{\Delta q}{T} = c_p \frac{dT}{T} - R \frac{dp}{p}$$

经过上述变换后，比值 $dq/T$ 已成为某量的全微分形式，这个量就定义为熵，并用 $S$ 表示，即

$$dS = \frac{\Delta q}{T} = c_p \frac{dT}{T} - R \frac{dp}{p} \quad (0-19)$$

积分上式，得

$$S - S_0 = c_p (\ln T - \ln T_0) - R (\ln p - \ln p_0)$$

如果考虑到(0-12)式，则上式可改写为

$$S - S_0 = c_p \left( \ln \frac{T}{p^{\frac{r-1}{r}}} - \ln \frac{T_0}{p_0^{\frac{r-1}{r}}} \right) \quad (0-20)$$

当 $S = S_0$ 时，亦即在等熵条件下，有

$$\frac{T}{p^{\frac{r-1}{r}}} = \text{const} \quad (0-21)$$

或者写为

$$\frac{p}{\rho^r} = \text{const} \quad (0-22)$$

(0-21)和(0-22)式具有相同的意义，它们都描述了等熵条件下单位质量完全气体状态参数之间的关系。

最后，分析一下等熵过程的物理含义。由熵的定义可知，等熵过程必须满足下述条件，即

$$dS = \frac{\Delta q}{T} = 0$$

可见，在温度 $T$ 不为零时，只能是 $\Delta q = 0$ 。这就是说，在整个热力学过程中物质系统与外界没有任何热交换发生，即过程是绝热的；在整个过程中，系统内部也不容许由于气体分

子间的粘性摩擦和气体分子与器壁的摩擦而产生热量，这就要求过程是可逆的。简言之，等熵过程就是绝热的可逆过程。实际上，这种理想化了的过程是不存在的，然而在处理具体的工程问题时，却常常把熵值变化不大的过程近似视为等熵过程，以使问题的研究简化。

## § 2.5 热力学第二定律

热力学第一定律虽然给出了物质系统能量转化的数量关系，但并未指出过程进行的可能方向和达到平衡的必要条件，而热力学第二定律则回答了这一问题。

热力学第二定律的叙述方法很多，在理论上常常这样表达：在一切状态变化的过程中，孤立体系的熵值或者增加，或者保持不变，而不可能减小，其数学表达式为

$$dS = \frac{\Delta q}{T} \geq 0 \quad (0-23)$$

这个结论显然是成立的，因为在一切不可逆过程中总有不可逆的机械功转化为热，从而使 $\Delta q > 0$ 。由此可知，在绝热过程中，熵值只朝着一个方向变化，常增而不减。

对于绝热的可逆过程，由于熵值保持不变，故由(0-5)式可以写出

$$TdS = de + pdv \quad (0-24)$$

同理，对于绝热的不可逆过程，由于熵值的增加而有

$$TdS > de + pdv \quad (0-25)$$

## § 2.6 多方过程

气体由某一个状态变化到另一个状态，可以经历无限多的过程。在工程上最有意义的是如下几种特殊过程：等温过程、等压过程、等容过程、绝热过程和等熵过程等。在热力



学中，把上述各种过程归纳抽象为所谓多方过程，其数学表达式为

$$p v^k = \text{const} \quad (0-26)$$

式中 $k$ 称为多方指数。不难证明，当式中的 $k$ 值分别取0、1、 $\gamma$ 和 $\infty$ 时，对应的过程将分别为等压、等温、等熵和等容过程。换句话说，多方指数 $k$ 等于常数的完全气体即为多方气体，其所经历的过程即为多方过程。采用多方过程的表达式，可以大大简化所讨论问题的复杂性。多方关系在形式上同等熵关系相同，只是多方指数 $k$ 的取值不同。炸药爆轰产物的膨胀过程就可以认为是一多方过程，在高压下其 $k$ 值近似等于3，随着膨胀的进行 $k$ 值逐渐减小，膨胀到常压状态时 $k$ 值近似等于1.4。