

· 内部资料 ·

爆炸作用理论基础

O. E. FLASOF 著

中国人民解放军军事工程学院

中国科学技术大学 07系翻印

1962年1月

序 言

本書的目的，在於介紹爆炸對各種工程結構構件的機械作用理論的基本原理。同時假定讀者已具有爆破工程的技术基礎，並且知道了爆炸過程進行的一般情況，縱使是在有關規範和教令範圍內的知識也可。因此，本書的主要內容，是論證對實際最重要的工程技術的計算，並進行全部必要的推導。在比較複雜的情況下，推導所需知識如超出設計師和工程師引用方法以外者，是時就適當地增補一些數學和力學知識。

研究爆炸作用時，不僅要考慮裝藥和結構的形狀、幾何尺寸和位置，而且也要顧到周圍介質各個部分的各种狀態。當然，所有這些並不是用某些含常量不多的簡單公式即能夠表達出來。所以，為了要多少滿意地敘述爆炸作用所發生的實際過程，就只能採用適當的微分方程。關於所要闡述的理論計算，即以這些微分方程為基礎。

因為以後只利用流體動力學、彈性理論和氣體動力學的經典方程，所以也就沒有必要來對它們加以實驗的論證。同樣地，考慮到推導的結果是用初等函數表達，運用此結果將不會有很大的困難，因此，為了減少本書篇幅起見，舉例的數量就大受限制。

必須指出，從理論上來最充分地研討爆炸過程在炸藥裝藥、周圍介質和工程結構中的相互作用，就要引到很複雜的數學理論上去，並且用普通計算方法大多不能完成。因此，選擇合理的計算簡圖就具有很重要的意義。根據某些簡化的假定，合理的計算簡圖就可能成為實際採用的計算方式，作為解決有關工程技術問題時計算之用。這種基本的計算簡圖的敘述則按照以下次序。

在第一部分中，是研究用基本方法即能充分得解的一些問題。凡是周圍介質的狀態和作用可以忽略、而爆轟又可認為是瞬時完成的各種問題，都屬於此類。在這些條件下，就可假定爆轟完成後所生成的爆炸氣體是在慣性作用下運動的，這樣就有可能近似地得到成任意形狀和位置的裝藥的爆炸對任何固定障礙物的機械作用大小。在第三章和第四章里，研究凸形金屬外殼的破碎和能形成聚能射流的凹形金屬藥形罩的變形。

在第二部分中，研究爆炸對非壓縮性介質或壓縮性可以忽略的介質的作用。在第五章中證明，當假定爆炸對非壓縮性介質的作用是瞬時的時候，介質狀態可借勢論來描述。在第六和第七章中，根據已知的初速度場和相應的爆炸能在周圍介質中分布的情況，用以上述及的方法便能成功地解決了許多實際重要的問題。這些問題具有更重要的意義，其所以重要，是由於運用电學和流體動力學比拟法，即能成功地把問題解決。在問題涉及到自由面是任意的邊界條件和形狀的時候，如用純解析法來解決這樣的問題，實際是不能完成的，但用相似法來解決，則可能無特殊困難。在第八章里，我們來研究非壓縮性介質理想液體的連續運動，特別是在球形對稱的情況下來研究。對非壓縮性但具彈性的固體介質的類似問題，則述於第九章。

在第三部份中，則根據彈性理論通用的方法（即此時認為壓縮變形是極小的）來闡明爆

炸对工程結構构件的作用。在其中第十和第十一章里，是研究梁与板的横向振动，在第十二章中研究桿件的縱向变形，最后第十三章中，則在球形对称的情况下来研究在連續弹性介質中的縱向冲波。所得的結果有好些推广述于第十四章中，在此章中研究用理想弹性塑性材料作成的桿件中的冲波，当加载和卸載时，这种材料的变形是决定于两个不同而常一定的弹性模数的。

在第四部份中，研究受强烈压縮的气体介質的行为。同时在第十五章中講述平面冲波的經典理論，而在第十六章中則談它在爆轟理論上的应用。在以后两章中（第十七章和第十八章），如果把气体的运动可以認為是自型的話，則对于球面和柱面冲波传播的問題就提出了新奇的解法。

总的來說，本書內容是符合于研究爆炸作用的高等技术学校的大綱的。作者希望通过閱讀此書所得到的基本理論方法，讀者即能独自地完成許多实际中重要的計算，自由地閱讀专业文献和在必要的情况下，能利用其他参数或几何尺寸将其拥有的經驗資料独自地換算成相应的情况。

目 录

第一篇 爆炸直接作用

第一章 爆炸产物的初态

1. 气体压力	1
2. 余容	2
3. 热容量	5
4. 内能	270
5. 气体混合物	
6. 爆热	
7. 分解反应	
8. 计算例	

第二章 爆炸气体的散射

1. 瞬时爆轟	10
2. 气体在真空中的散射	10
3. 散射速度	11
4. 有关装药形状的各个别情况	12
5. 最大可能的冲量	15
6. 球形装药	16
7. 圆柱状装药	19
8. 平面装药	20
9. 立方体装药	23

10. 封闭体	24
---------	----

第三章 外壳的破碎与破片的散射

1. 前言	25
2. 能量平衡	26
3. 几何关系	27
4. 破片形状	28
5. 破片尺寸	28
6. 空气阻力	29
7. 运动方程	30
8. 轨迹方程的通解	32
9. 辅助函数	34
10. 计算公式	35
11. 计算例	37

第四章 聚能装药

1. 聚能射流的形成	38
2. 聚能射流的速度	39
3. 聚能射流的质量	40
4. 聚能射流的运动	41
5. 侵彻深度	42

第二篇 非压缩性介质中的爆炸

第五章 无限介质中的爆炸

1. 速度场	43
2. 运动连续性方程	43
3. 非压缩性介质	44
4. 瞬时作用	45
5. 理想流体	45
6. 运动方程	46
7. 速度势	47
8. 边界条件	48

9. 介质的能量	48
10. 速度流	49
11. 共焦点椭球面	49
12. λ 的一阶导数	50
13. λ 的二阶导数	51
14. 拉普拉斯方程	52
15. 椭球面的势位	53
16. 常量之确定	54
17. 能量密度	55

18. 集团装药	56	9. 級数的求和	95
19. 最有利的装填密度	57	10. 速度場	96
20. 直列装药	58	11. 柱面坐标	98
21. 扁平装药	59	12. 数值积分	99
22. 能量密度	60	13. 实例	100
23. 計算例	61	第八章 水中爆炸	
24. 分层介質	62	1. 前言	102
第六章 有限介質中的爆炸		2. 运动方程	102
1. 前言	64	3. 球形对称	103
2. 点装药偶	65	4. 速度場	105
3. 填塞系数	67	5. 液体压力	105
4. 抛散漏斗孔	68	6. 起始阶段	106
5. 平自由面	69	7. 諸压力的合力	108
6. 經驗公式	70	8. 气室的膨胀	110
7. 最有利的埋設深度	71	9. 計算公式	112
8. 某些更加明确的說明	73	10. 气体絕热膨胀	114
9. 岩石移动区	77	11. 輔助函数	115
10. 固体介質的破碎	79	12. 气体最大膨胀	115
11. 对障碍物作用的持續時間	82	13. 液体能量	117
12. 模型化	84	14. 膨胀持續時間	119
第七章 瞬时冲量对介質的作用		15. 計算冲量	120
1. 表面附近的装药	85	16. 自由面	121
2. 集中冲量	86	17. 气室的浮起	122
3. 速度場	87	第九章 弹性非压縮性介質	
4. 平自由面	88	1. 前言	126
5. 概括	89	2. 运动方程	128
6. 計算例	92	3. 特解	129
7. 平面平行层	93	4. 能量平衡	131
8. 輔助公式	94		

第三篇 爆炸对結構构件的作用

第十章 爆炸对梁的作用		7. 适用范围	146
1. 基本方程式	134	8. 金属結構	146
2. 起始阶段	136	9. 鋼筋混凝土結構	148
3. 自由振动	138	10. 分层結構	148
4. 弯矩	141	11. 行波	148
5. 活动梁	144	第十一章 爆炸对平板的作用	
6. 安全距离	144	1. 弯矩	150

2. 扭矩	151
3. 剪力	152
4. 基本方程	153
5. 方程的通解	154
6. 軸对称	155
7. 輔助公式	157
8. 特殊情况	158
9. 速度場	159
10. 最大挠度	161
11. 最大弯矩	161
12. 某些推广	163
13. 冲量对半空間的作用	163

第十二章 桿件中的冲波

1. 基本关系式	166
2. 图解法	168
3. 冲波的反射	169
4. 震落	171
5. 分层結構	172
6. 机械碰撞	174

第十三章 球形結構中的冲波

1. 前言	177
2. 应力状态	178
3. 基本方程	179
4. 变量代換	180
5. 一般积分	181
6. 行波	182
7. 冲波面	184
8. 波的結構	184
9. 特殊情况	186
10. 解的研究	188
11. 反射波	191

第十四章 彈塑性桿件中的冲波

1. 問題的提出	192
2. 基本方程	193
3. 一般积分	194
4. 行波	194
5. 反射波	197
6. 第二区域	197
7. 第三区域	199
8. 特殊情况	202

第四篇 气体介質中的爆炸

第十五章 平面冲波

1. 基本概念	208
2. 运动連續性的条件	209
3. 运动方程	209
4. 絕热性条件	210
5. 动力学問題	211
6. 运动学問題	212
7. 反射波	213
8. 駐波	214
9. 成角度的障碍物	216
10. 計算例	217
11. 問題的探討	218
12. 气体的膨胀	220

第十六章 爆轰理論

1. 計算簡图	222
2. 基本关系式	222

3. 状态方程的图解法	224
4. 爆轟速度	226
5. 爆轟传播稳定性的研究	226
6. 計算公式	229
7. 数值計算例	230

第十七章 气体自型运动

1. 基本方程	231
2. 补充条件	232
3. 压力場	232
4. 密度場	234
5. 輔助函数	234
6. 气体質点运动	235
7. 冲波面	236
8. 冲波传播速度	236
9. 任意函数的确定	236
10. 波陣面函数的求得	238

11. 大气密度.....	240
12. 波的能量.....	241
13. 观察地点.....	242
14. 最大压力.....	243
15. 近似式.....	243
16. 气体的总質量.....	246
17. 单位冲量.....	247
18. 小障碍物上的压力.....	248
19. 柯西問題的解.....	249

1. 基本方程.....	257
2. 极坐标.....	257
3. 自型运动.....	259
4. 方程的积分.....	259
5. 冲波面.....	262
6. 强波.....	263
7. 基本函数的求得.....	265
8. 边界条件.....	266
9. 总结.....	267

第十八章 柱面冲波

第一篇 爆炸直接作用

第一章 爆炸产物

1. 气体压力

当炸药爆轟时，生成的爆炸产物多半是呈气体状态而析出。气体力图膨胀就能作或大或小的机械功；功之大小，随气体的起始状态为轉移。所以确定气体的初态参量，是开始研究爆炸过程的基本問題。

在一般情况下，对任何同类的气体来说，它的压力 p 是以其所占的容积、温度和化学組成轉移。以后我們主要采用工程单位制（公斤，公尺，秒）。因而压力 p 以公斤/公尺²表示，或者以水柱高的公厘数来表示。然而，在许多情况中，用工程上的大气压表示压力（即取大气压等于1公斤/公分²的压力），則更为方便。这些单位的互换，并不困难，因为

$$1 \text{ 大气压} = 1 \text{ 公斤/公分}^2 = 10000 \text{ 公斤/公尺}^2 = 10000 \text{ 公厘水柱。}$$

以后对气体所占的容积，仅指它的单位重量而言，也就是說只研究所謂气体的比容 V ，气体的比容是气体所占的容积和其重量之比。故 V 值应以公尺³/公斤来表示。被强烈压缩的气体，其容积以公升表示比較方便，比容則可相应地用公升/公斤表示。显然

$$1 \frac{\text{公尺}^3}{\text{公斤}} = 1000 \text{ 公升/公斤。}$$

比容之倒数（即气体的重量与其所占容积之比）是该气体的比重，如若两个以同制单位表示，則

$$V = \frac{1}{\gamma} \quad (1)$$

气体温度 t ，通常以摄氏度数表示。但是，計算上則取其绝对温度 T 较为方便。两个温标間的关系，根据最近的测定，表示如下：

$$T = t + 273.16^\circ \quad (2)$$

气体的化学組成之影响，根据亚佛加特罗定律，則由其分子量 M 而来确定，因为在等温等压下，各种气体（当然是非常稀薄的气体）在等容积中容是含相同的分子数。因此，如果計算的重量取为一克分子的气体，則可得出适合于任何化学組成的气体之通用計算公式。

根据实验测定，上述参量間的一般关系，由所謂克萊普朗-門捷列夫方程来表示：

$$MpV = RT.$$

式中的 R ——普适气体常量。

但是，对于强烈压缩的气体，这个方程并不够准确。因此我們以后采用下列比較复杂的表达式：

$$Mp(V - \alpha) = RT. \quad (3)$$

上式是范德瓦耳斯方程而将分子間內力的影响修正量略去的特殊情形。当然，这个方程也不绝对准确，但为工程上应用計，則是很适宜的。

较为准确的方程，近来已提出来（参閱朗道（Л. Д. Ландау）教授和斯达紐科維奇（К. П. Станюкович）教授等著作），如欲詳述之，則超出本書范围。式（3）中的 α 是气体的余容，即在压力无限增大时，气体能被压缩至极小的体积，量度单位和比容 V 相同。

如若式（3）中所有的量值都以上述的工程单位制来表示，則常量 R 之值为

$$R = 847.8 \text{ 公斤} \times \text{公尺} / \text{千克分子} \cdot \text{度}。 \quad (4)$$

在許多情况下，表示这个量不用力学单位而用热单位則较为方便。因此，可以热功当量 r 除之。热功当量等于

$$r = 426.8 \text{ 公斤} \times \text{公尺} / \text{千卡}。 \quad (5)$$

所以

$$R = \frac{847.8}{426.8} = 1.9865 \text{ 千卡} / \text{千克分子} \cdot \text{度}。 \quad (6)$$

此值常見于热力学計算中，其近似值可取为 2。

2. 余 容

在許多情况中，余容可以忽略不計，例如，气体在压力不大、溫度不高的时候。如前所述，在工程热力学中，所有計算都按克萊普朗-門捷列夫方程进行。但在研究爆轟时，因为 V 之值和 α 接近，所以必須要計算余容值。实际測定余容值是大有困难的。

虽然如此，各种气体的分子大小，現時已能十分准确地知道。因为根据气体运动学說，气体粘度系数是与气体分子横截面积成反比，而气体粘度的测量已頗有成效，所以我們进行对应的测量时，則可算出分子的平均大小，或者，更精确地說，在分子互相碰撞的时候，这个分子接近那个分子时，两个分子中心的距离便可算出。虽然不能把分子認為是绝对固体，但我們則取分子的平均大小为一定来作为以后的計算。其数值載于表 1 中。

进行这些計算时，还要克服一个困难，就是要把介于相邻分子間的空間間隔之大小算入。假如說，分子是球形，并互相接触，此时，他們在空間的排列位置就可能有各种不同的方式。

在所有一切的可能中，首先，分子有这样的排列可能，就是分子的中心位在正方形体格子的各項端（图 1）。

在此情况下，每一排（例如，沿 x 軸）中所有的分子是互相接触。邻近两排的軸之距离設为 d ，而两排的相邻分子仍是彼此接触的；每一层上排列着同样的另一层，其相隔的距离也相同。在此情况下，体积为

$$V_1 = \frac{\pi d^3}{6}$$

的每一个分子，占有空間 V_2 ，这个空間等于每边为 d 的正六面体的体积，即

$$V_2 = d^3。$$

因而，由这些数值的比，就得出間隔量修正系数值为

表 1

气 体 名 称	化 学 式	分 子 量 M	分 子 直 径 d 公 分	計 算 体 积 A , $\frac{\text{公升}}{\text{千子克分}}$	热 容 量 C_v , $\frac{\text{千卡}}{\text{千克分子} \cdot \text{度}}$	生 存 热 Q , $\frac{\text{千卡}}{\text{克分子}}$
氮	N_2	28	31×10^{-9}	13.8	7	2.0
一氧化二氮	N_2O	44	32	15.2	12	-16.4
氧化氮	NO	30	29	11.3	7	-19.6
氨	NH_3	17	28	10.2	18	-15.6
氟	Ar	40	29	11.3	3	0.9
氢	H_2	2	23	5.6	7	2.0
水 (蒸气)	H_2O	18	26	8.1	12	61.0
氦	He	4	19	3.2	3	0.9
氧	O_2	32	29	11.3	7	2.0
甲 烷	CH_4	16	31	13.8	24	24.6
氖	Ne	20	23	5.6	3	0.9
氰 氢 酸	HCN	27	—	—	12	-27.0
碳 (石墨)	C	12	—	5.3	6	1.8
二氧化碳	CO_2	44	32	15.2	13*	93.2
一氧化碳	CO	28	32	15.2	7	29.2
氯	Cl_2	71	36	21.6	7	2.0
氰	C_2N_2	52	41	32.0	18	-68.7
乙 烯	C_2H_4	28	36	21.6	30	- 8.1

* 二氧化碳的 C_v 值不同于其他三原子气体的 C_v 值，因为它是綫型分子的緣故，所以 CO_2 以取 $n_0 = 5$ 较为准确 (Л. Д. 朗道)。

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{6}{\pi} = 1.91.$$

但是容易看出，类此排列是不稳定的，邻层諸分子将力求其每一个都要位置在下面一层相邻分子間所形成的凹部里。因此，得出类似于象棋的排列方式。当位置互成对称时，在相关的所有分子之范围內，其中每一分子，就排列在諸邻层相邻的八个分子中心所形成的正六面体之中心上 (图2、3、4)。在此情况下，分子将在微小正六面体的对角綫 (AC 和 BD) 上接触，而这些对角綫显然等于 $2d$ 。所以正六面体的边 a 为

$$a = \frac{2d}{\sqrt{3}},$$

其体积为：

$$V_2 = \frac{8d^3}{3\sqrt{3}}.$$

在这个体积范围内，就有两个分子放着（一个位在中心，在 8 个角上，各有一个分子的

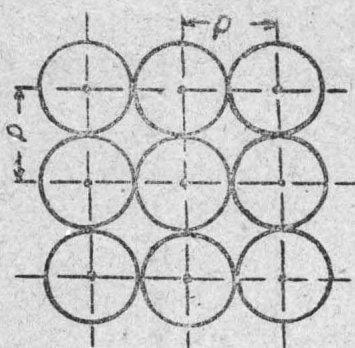


图 1

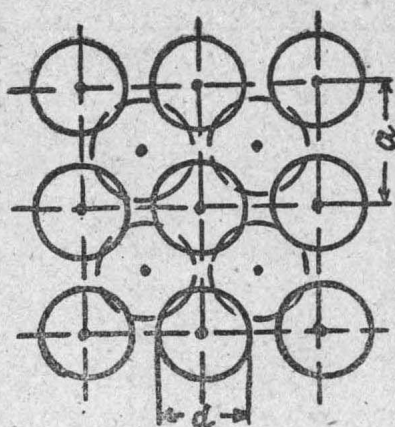


图 2

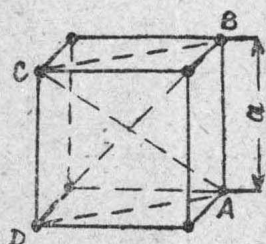


图 3

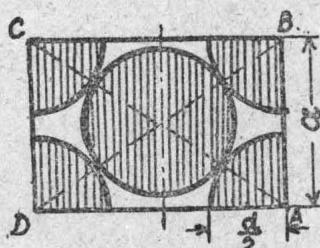


图 4

$\frac{1}{8}$ ）。因而这些分子的体积等于

$$V_1 = \frac{\pi d^3}{3}.$$

所以修正系数为

$$\frac{V_3}{V_1} = \frac{8}{\pi \sqrt{3}} = 1.47. \quad (7)$$

最后，可以设想分子包装得还更密集一些，这时，其中每一分子为 12 个相邻的分子围繞着，并且它們都和此分子接触，如果设想是一个正六面体的格子，則得出这样的排列情形：除格子的各一角上都有一个分子外，六面体的每个界面中心上也有一个分子（图 5、6、7），在此情况下，接触处就在正立方形格子的邊緣平面以內，和以前的情况一样，其対角綫等于 $2d$ 。所以正六面体的边为

$$a = \frac{2d}{\sqrt{2}} = d\sqrt{2},$$

其体积为

$$V_2 = (d\sqrt{2})^3 = 2\sqrt{2}d^3.$$

在此体积內，6 个边有 6 个半分子，8 个角有 8 个 $1/8$ 分子，总共有 4 个分子。这 4 个

分子的总体积为

$$V_1 = 4 \frac{\pi d^3}{6} = \frac{2\pi d^3}{3}.$$

所以修正系数为

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{3 \times 2\sqrt{2}}{2\pi} = \frac{3\sqrt{2}}{\pi} = 1.35.$$

当然，没有准确的实验数据，便难于选定适当的排列。不过可以想到，因为分子的分级困难，理论上的最密集排列在实际是极少可能的。故我们采取平均的排列，即如象棋式的排

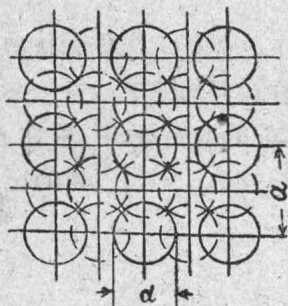


图 5

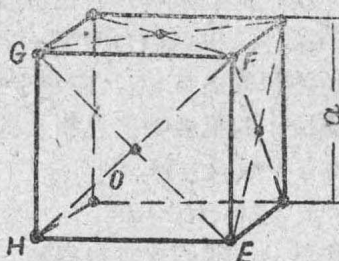


图 6

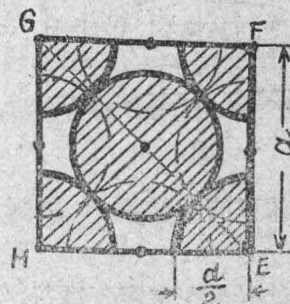


图 7

列。在温度和压力不同时，应该采用各种不同的分子排列也是可以的，就是说要考虑到 α 随压力而变化。但为要简化以后的计算关系，此项修正即不进行。

因为千克分子气体中的分子数目 N ，现今已测定得更为准确，即：

$$N = 6.023 \times 10^{26} \frac{1}{\text{千克分子}}, \quad (8)$$

所以，他们的总体积，根据下面公式，就极易求出：

$$A = 1.47 \times \frac{\pi d^3}{9} N. \quad (9)$$

至于—公斤气体的余容 α 数值，则可由下面关系式求出：

$$\alpha = \frac{A}{N}. \quad (10)$$

3. 热 容 量

为要计算气体的温度，就必须知道该气体的定容热容量 C_v 之值，就是说在容积保持不变下，该气体 1 千克分子加热升高 1°C 所需要消耗的热量。从气体动力论的观点来看，对气体加热所消耗的热，就变成该气体分子运动的动能。故对于我们把分子间所有的互相作用力和分子大小略而不计的理想气体而言，热容量之值，应当是一个既不与气体所占的容积大小、也不与它的温度高低有所关联的常量；在这种情况下，热容量之值，仅随分子的化学组成成为转移。

就中应当把 C_v 之值认为和每个分子的自由度 n_0 的数目成比例。这样，对单原子气体来说，它的原子就设想来类似于物理点，应有三个自由度，这三个自由度与决定原子在空间位

置的三个坐标相当。对多原子的气体分子来说，可以初步近似地作为是微小的固体，应该以六个自由度来计算。最后，对双原子的分子来说，由于围绕纵轴旋转，并不改变它们在空间中的定位，故应取五个自由度。

但由以后的实验研究证明，除单原子的气体外，所有气体的热容量都是随温度之增高而增大，并接近于某极限，此可从中图 8 上的线图看出来。

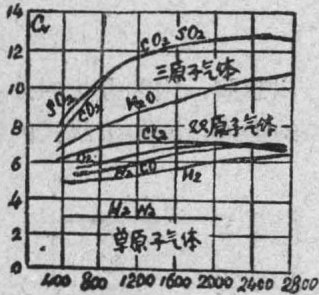


图 8

这些变化容易由物理方面来加以说明，假如说，在高温时，分子业已不是绝对固体，而在它们的内部就产生了原子振动，原子振动就要额外消耗一部份能量，其多少按此分子内振动可能有的自由度而定。

现在我们来研究，在一般情况下，应使气体热容量得到满足的条件。根据热力学第一定律，在任何情况下，对 1 公斤气体所消耗的热量 dQ ，应等于它的内能的改变量 dU 与在此时气体所作的机械功之总和。机械功的大小，则由气体的压力 p

和其体积的改变量 dV 来测定。故有下列的方程，即

$$dQ = dU + p dV. \tag{11}$$

如若过程是在定容下进行，则不作外功，我们就直接得到

$$dQ = dU = \frac{C_v dT}{M}. \tag{12}$$

又如过程是在定压下进行，则热容量的确定应按

$$dQ = \frac{C_p dT}{M}. \tag{13}$$

体积的改变，可由状态方程 (3) 来定，根据该方程，则

$$V = \frac{RT}{Mp} + \alpha.$$

因此，压力 p 为一定时，则求得

$$dV = \frac{R dT}{Mp}. \tag{14}$$

将式 (12)，(13)，(14) 代入等式 (11)，则得

$$\frac{C_p dT}{M} = \frac{C_v dT}{M} + p \frac{R dT}{Mp}$$

或简化后，即得

$$C_p = C_v + R. \tag{15}$$

两个热容量之比，常表示为

$$\kappa = \frac{C_p}{C_v}. \tag{16}$$

从后两等式中消去 C_p ，则得

$$\kappa C_v = C_v + R$$

或

$$C_v = \frac{R}{k-1}. \quad (17)$$

把热力学第二定律应用在气体上，就不难证实，在一般情况下， C_v 是决定于 T 的。我們实际能求出，在这个过程下，气体的熵 S 所产生的变化，即

$$dS = \frac{dQ}{T}. \quad (18)$$

由热力学中已知，气体的内能 U 和其熵 S 乃是气体的状态函数，就是说仅和确定气体状态的参量有关。我們以表征气体状态的溫度 T 和比容 V 为自变量。如此，即可成

$$dU = \frac{\partial U}{\partial T} dT + \frac{\partial U}{\partial V} dV, \quad (19)$$

而定容热容量的确定，則应为

$$\frac{\partial U}{\partial T} = \frac{C_v}{M}. \quad (20)$$

所以式 (19) 可改 成

$$dU = \frac{C_v}{M} dT = \frac{\partial U}{\partial V} dV$$

把上值代入方程 (11) 則得

$$dQ = \frac{C_v}{M} dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V} + p \right) dV.$$

得那末，式 (18) 就变成

$$dS = \frac{\partial S}{\partial T} dT + \frac{\partial S}{\partial V} dV = \frac{C_v}{MT} dT + \frac{1}{T} \left(\frac{\partial U}{\partial V} + p \right) dV.$$

$$\bar{M} = \frac{G}{\Sigma n} = \frac{449}{20} = 22.45 \text{ 公斤/千克分子}.$$

利用載于表 1 中的热容量值，則求得气体混合物热容量的綜合值为

$$\Sigma n C_v = 10 \times 7 + 2 \times 12 + \frac{7}{2} \times 7 + \frac{9}{2} \times 7 = 150 \text{ 千卡/度},$$

如此，得出气体的平均热容量为

$$\bar{C}_n = \frac{\Sigma n C_v}{\Sigma n} = \frac{150}{20} = 7.5 \text{ 千卡/千克分子} \cdot \text{度}.$$

根据式 (32)，用类似于上述方法，求得余容的总和为

$$A_{cM} = \Sigma n A = 10 \times 15.2 + 2 \times 8.1 + \frac{7}{2} \times 5.6 + \frac{9}{2} \times 13.8 = 249.9 \text{ 公升}.$$

由此即得出余容的平均值为

$$\alpha = \frac{A_{cM}}{G} = \frac{249.9}{449} = 0.5566 \text{ 公升/公斤}.$$

可是按照式 (1)，气体的比容为

$$V = \frac{1000}{1640} = 0.6098 \text{ 公升/公斤,}$$

由此則得

$$V - \alpha = 0.6098 - 0.5566 = 0.0532 \text{ 公升/公斤.}$$

現來計算按照式 (37) 进行分解所放出的总能量, 由式 (35) 和表 1, 得出

$$Q_{\text{о} \delta u} = 10 \times 29.2 + 2 \times 61.0 + \frac{7}{2} \times 2.0 + \frac{9}{2} \times 2.0 - 64.8 - (-21.3) = 386.5 \times 386500 \text{ 千卡.}$$

所得出的結果是以克分子計的混合物。如以千克分子來計算, 則為

$$Q_{\text{о} \delta u} = 386.5 \times 1000 = 386500 \text{ 千卡.}$$

由式 (36), 則得爆热为

$$Q = \frac{Q_{\text{о} \delta u}}{G} = \frac{386500}{449} = 860.8 \text{ 千卡/公斤.}$$

已知混合物分解时放出的热量 Q 和气体的平均热容量 C_v , 于是即可求出以绝对温度来計的爆温, 即

$$T = \frac{\overline{MQ}}{C_v} = \frac{22.45 \times 860.8}{7.5} = 2577^\circ K.$$

由此, 按照方程 (3), 就可計算气体的压力。不过余容值在上面是以公升来表示, 現要改算为公尺³, 最后得出的結果要以大气压来表示, 故得

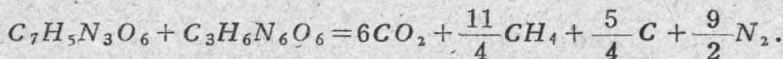
$$P = \frac{RT}{M(V - \alpha)} = \frac{848 \times 2577 \times 1000}{22.45 \times 0.0532 \times 10000} = 183000 \text{ 大气压.}$$

最有意思的是, 在不考虑余容值时, 則求得的压力值就比較低些, 因为这样, 就要以 V 来代替方程 (3) 中的 $V - \alpha$, 于是則得

$$P = \frac{848 \times 2577 \times 1000}{22.45 \times 0.6098 \times 10000} = 15960 \text{ 大气压.}$$

即所得的結果差不多要低到 $1/11$ 。

現來研究同样爆炸混合物, 在放出最大可能的能量时, 它在极限状态的分解情况作为第二个例子。在此情況下, 所含的氧都去氧化碳为 CO_2 。剩余的游离碳則部份和氢化合成为甲烷, 部份的游离碳則凝成浓厚黑烟。至于氮則和前一例相同, 因为它为性不活泼, 乃成为游离状态存下来。因此, 分解式为



混合产物的总分子数, 如上所述, 不考虑凝聚态的碳时, 即得

$$\Sigma n = 6 + \frac{11}{4} + \frac{9}{2} = 13.25 \text{ 千克分子.}$$

平均分子量为

$$\overline{M} = \frac{G}{\Sigma n} = \frac{449}{13.25} = 33.89 \text{ 公斤/千克分子.}$$

热容量的总和为

$$\Sigma n C_v = 6 \times 13 + \frac{11}{4} \times 24 + \frac{5}{4} \times 6 + \frac{9}{2} \times 7 = 183 \text{ 千克分子.}$$

如此，則得出平均热容量为

$$\overline{C}_v = \frac{\sum n C_v}{\sum n} = \frac{183}{13.25} = 13.81 \text{ 千卡/千克分子} \cdot \text{度}.$$

再求出总余容为

$$A_{cM} = \sum n A = 6 \times 15.2 + \frac{11}{4} \times 13.8 + \frac{5}{4} \times 5.3 + \frac{9}{2} \times 13.8 = 197.9 \text{ 公升},$$

相应的余容平均計算值为

$$\alpha = \frac{A_{cM}}{G} = \frac{197.9}{449} = 0.4408 \text{ 公升/公斤},$$

而差值則为

$$V - \alpha = 0.6098 - 0.4408 = 0.1690 \text{ 公升/公斤}.$$

最后，由式 (35) 求得析出的总热量为

$$Q_{\text{о.бм}} = 6 \times 98.2 + \frac{11}{4} \times 24.6 + \frac{5}{4} \times 1.8 + \frac{9}{2} \times 2.0 - 64.8 - (-21.3) = 624.5 \text{ 千卡}$$

因此，得出

$$Q = \frac{624.5 \times 1000}{449} = 1391 \text{ 千卡/公斤}.$$

这个释出的热能相当于溫度

$$T = \frac{MQ}{C_v} = \frac{33.89 \times 1391}{13.81} = 3413^\circ K.$$

因为固体碳的蒸发热在 5100° 以上，所以有上述的假定，即碳在分解反应时呈固态而析出，用气体来計算的溫度便完全証实。

不难求出气体的压力。它等于

$$P = \frac{848 \times 3413 \times 1000}{33.89 \times 0.1690 \times 1000} = 50500 \text{ 大气压}.$$

上列的例子，指出付反应对爆炸产物初态的影响是显著的。在第二例中，放出的总能量比第一例多，它由 816 千卡/公斤增加到 1391 千卡/公斤。即約为 1.6 倍。然而压力却降低到 1/3.6。

再来研究在定常大气压力下維持緩慢分解（燃烧）的情形。在此情况下，就不必对平均热容量 $\overline{C}_p$ 加以計算，它等于

$$\overline{C}_p = \overline{C}_v + R = 13.81 + 1.99 = 15.80 \text{ 千卡/千克分子} \cdot \text{度}.$$

此时，爆炸气体的溫度为

$$T_1 = \frac{MQ}{\overline{C}_p} = \frac{33.89 \times 1391}{15.80} = 2984^\circ K.$$

依据方程 (3)，其比容为

$$V_1 = \frac{RT}{Mp} = \frac{848 \times 2984 \times 1000}{33.89 \times 10000} = 7466 \text{ 公升}.$$

所以，在緩燃时，气体的相对膨胀为

$$\frac{V_1}{V} = \frac{7466}{0.6098} = 12200 \text{ 倍}.$$

第二章 爆炸气体的散射

1. 瞬时爆轰

为要计算气体运动，就必须知道对应的起始条件和边界条件。最简单的情况，是假定全部装药的爆轰发生在瞬息间。故我们在此假定下，当然不能考虑起爆剂在装药内的位置之影响，因而其结果将不能完全反映出真实的过程。但是，在此种情况下所得到的简化，在实际上有重大的意义，因此，为了解决许多问题，研究这个情况是所必要的。

装药在瞬息间变成气体状态，就意味着爆轰过程是以无限大的速度来扩展的。但是，在此情况下，在炸药变化时从其中分离出来的质点便来不及由其原来位置移动开，因此，装药的体积不改变。

气体质点的初速度为零，是所作假设的第二个重要结果。因此，分解时生成的气体是静止的，而爆炸时释放出来的热能量 Q 则用去增加气体的内能。

由此，又可得出一结论，就是：气体所有的质点所表现出的压力 p ，其值是和我们在前一章所确定者相同。但在此情况下，要才生成的气体处在静止状态，则只有（例如）把气体封闭在绝对坚强的包壳中才能无限地继续下去。当无那样的包壳时，处在装药外表附近的那些气体质点，由于在这里对它们的压力互不平衡，它们就要开始运动。我们现转而研究质点运动的情形。

2. 气体在真空中的散射

以下讨论的目的，在于求得对工程计算最简单实用公式的根据。在推导这些公式时，我们对周围介质的阻力将完全略去（这只在空气中爆炸时，距装药面比较不远处方为正确）。又相应地假定，爆炸产物在散射时，其中的压力会降到零，就是说所有的爆炸能为全变成气体的动能。

同时，引起了一系列还需要继续进行实验研究的问题；其中始终弄不清楚的是爆炸产物呈什么样的聚集状态，气体开始凝结时，尤其是对那些沸点相当高的组分凝结时，是否要对它们可能放出的潜热加以修正。

显然，如果考虑到我们所计算的内能，依照最大可能的热容量值认为有某些过高的话，则在近似计算中可不作所述的修正。另一方面，因为液相和固相是处在很厉害地分散状态，故聚集状态的变化，对于爆炸产物在空间的分布，无论如何不会有显明影响。

可以假定，当气体在散射的时候，除了某些例外情况外，各质点在周围空间内运动，在一般情况下，是互不妨碍的，事实上对球形装药而论，由于对称关系，质点散射速度是沿着半径的，沿任何范围内的相邻质点是互相离开。除此之外，随其后散射出去的质点也不能追上它们。所以假定在气体散射区域的边界上，没有外阻力时，我们就可以在该区域内的压力 $p=0$ 。