

学轰爆药炸猛

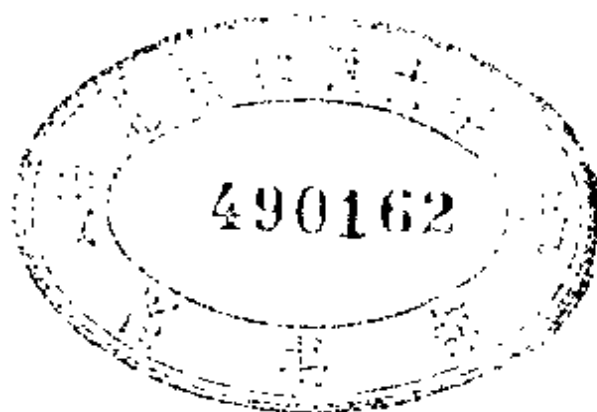


国防工业出版社

猛炸药爆轰学

〔美〕C. H. 约翰逊 P. A. 珀森 著

《猛炸药爆轰学》译校组 译校



国防工业出版社

内 容 简 介

本书译自英文版“Detonics of High Explosives” (1970)。全书共分七章，前四章为爆轰过程、强冲击波起爆、高速机械起爆和热作用起爆，讨论了爆炸过程的诱发和传播的规律。后三章为爆轰时的发光、爆轰对周围介质的机械作用，高压物理学和冲击波在凝聚物质中的传播，介绍了爆轰过程的外部作用。

本书主要供研究爆炸物理学的科学工作者和有关院校的师生参考，也可供有关专业的技术人员参考。

DETONICS OF HIGH EXPLOSIVES

C. H. Johansson

P. A. Persson

academic press (1970)

*

猛炸药爆轰学

〔美〕C. H. 约翰逊 P. A. 珀森 著

《猛炸药爆轰学》译校组 译校

*

国防工业出版社 出版

北京市书刊出版业营业许可证出字第074号

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

国防工业出版社印刷厂印装

*

850×1168^{1/32} 印张 9¹³/₁₆ 248千字

1976年7月第一版 1976年7月第一次印刷 印数：0,001—4,600册

统一书号：15034·1479 定价：1.25元

毛 主 席 语 录

古为今用，洋为中用。

对于外国文化，排外主义的方针是错误的，应当尽量吸收进步的外国文化，以为发展中国新文化的借镜；盲目搬用的方针也是错误的，应当以中国人民的实际需要为基础，批判地吸收外国文化。

自力更生为主，争取外援为辅，破除迷信，独立自主地干工业、干农业，干技术革命和文化革命，打倒奴隶思想，埋葬教条主义，认真学习外国的好经验，也一定研究外国的坏经验——引以为戒，这就是我们的路线。

译 序

这是一本关于猛炸药爆炸原理方面的综述性的书籍，作者除了扼要地对近二、三十年来爆炸物理方面的研究进展和理论成果作了系统地介绍和综合评述外，还对低速爆轰、沟槽效应、冲击波起爆、岩石爆破和冲击波在凝聚物质中的传播等作了较深入的讨论。此外，书中还收集了比较多的图表、数据、经验公式和实验方法。因此对研究爆炸物理学的科学工作者、工程技术人员及相应专业的大专院校师生以及其他有关方面的工作人员都有参考价值。

在译校中我们对原书中的个别章节作了删改，但仍难免有夸大或宣扬资本主义的地方，请读者在阅读时持批判的态度，本着毛主席关于“洋为中用”的指示精神，取其精华，去其糟粕，使它为我国社会主义建设服务。

本书的译校是集体完成的，特别是兄弟单位的同志对原译稿进行过认真细致的校阅，提出了许多宝贵意见，为此我们向所有支持和参加本书译校的同志们表示衷心地感谢。

目 录

第一章 爆轰	7
§ 1.1 猛炸药	7
a. 引言	7
b. 历史概述	7
c. 爆炸物	10
d. 安全问题	13
§ 1.2 爆轰过程	24
a. 爆轰过程	25
b. 爆轰气体的状态方程	30
§ 1.3 反应区的结构	34
§ 1.4 爆速和状态参数与密度的关系	37
§ 1.5 装药直径的影响：临界直径和临界密度	45
§ 1.6 代那迈特及其它非均质炸药中的低爆速和高爆速	56
§ 1.7 爆轰气体的膨胀	70
§ 1.8 沟槽效应	73
a. 内沟槽	73
b. 外沟槽	79
第二章 强冲击波起爆	87
§ 2.1 冲击波压力低于爆轰压力	88
a. 无气泡的液体炸药和单晶体	88
b. 非均质炸药	95
§ 2.2 冲击波压力大于爆轰压力	101
§ 2.3 圆柱形装药之间的爆轰传递	111
§ 2.4 抛射体撞击起爆	115
§ 2.5 抛射体撞击和隔板试验之间的比较	120
§ 2.6 雷管的起爆特性	124
§ 2.7 在空气中装药之间的爆轰传递	130
第三章 低速的机械撞击起爆	133

§ 3.1	布登的热点概念	133
§ 3.2	摩擦起爆	141
§ 3.3	落锤试验的力学	146
§ 3.4	管状容器中液体炸药的冲击起爆	153
§ 3.5	液体炸药中的低速爆轰	157
第四章	热作用	167
§ 4.1	燃烧热和燃烧速度	167
§ 4.2	蒸气压、沸点和蒸发热	170
§ 4.3	灼热线点火	176
§ 4.4	热起爆	182
第五章	爆轰时的发光	187
§ 5.1	引言	187
§ 5.2	爆轰气体的发光	187
§ 5.3	气体的冲击压缩	196
§ 5.4	周围气体的发光	198
第六章	在周围介质中的机械效应	209
§ 6.1	裸露装药的空气冲击波	209
§ 6.2	弹性固体中的应力波和冲击波	213
§ 6.3	封闭装药所作的功	218
a.	引言	218
b.	水中冲击波和气球	220
c.	铅弹中的流动和塑性变形	228
d.	岩石破裂的模型	233
e.	弹道白炮	242
§ 6.4	在炮眼附近的岩石中冲击波和应力场的数值计算	255
§ 6.5	岩石材料的强度	260
§ 6.6	裂缝的传播	268
§ 6.7	岩石爆破的机理	275
a.	均质岩石	277
b.	非均质岩石	279
§ 6.8	岩石爆破的装药计算	280
§ 6.9	炸药的岩石爆破能力	283
第七章	高压物理学和凝聚物质中的冲击波	287

§ 7.1	实验的压力-温度范围.....	287
§ 7.2	冲击波和冲击波关系式	289
§ 7.3	冲击波实验	294
a.	引言	294
b.	接触法	299
c.	碰撞法	301
d.	一些实验的冲击绝热线的数据	303
§ 7.4	高压下凝聚物质的状态方程	304
§ 7.5	冲击波中的相变	306
§ 7.6	弹、塑性材料中的冲击波	308

第一章 爆 轰

§ 1.1 猛 炸 药

a. 引言

猛炸药和爆破技术的进展是现代科学研究和工业发展所创造的奇迹中很重要的一部分。

在矿山中开采矿石和煤炭，采石场生产石灰石和碎石，建筑公路、铁路、机场、运河和港口，兴建城市地下系统和水力发电站及水坝地下机器房和隧道等，猛炸药都是不可缺少的。

猛炸药确实是很有效的能源。一公斤猛炸药爆轰时释放的能量相当于一千瓦的电动机运转一小时以上所发出的能量。当一公斤代那迈特炸药在一米深的炮眼中爆轰时，其平均效率大约是5000兆瓦。这种装药可以装在小于1升的容积中。它可以放在指定的地方，长期勿需照料，用时只要按一按起爆按钮就可以发生作用。

现在事先估计和计算炸药的效率和作用的能力有很大的进展。我们正迅速地接近这样一个阶段，即当需要高压或速度时，例如岩石的松动爆破或金属的高速加工时，把炸药作为一种准确工具而加以广泛应用，以便得到确定的、有限制的和预先计算好的效应。

本书的目的是提供充实的实验资料，它是计算的基础，甚至是考虑炸药生产和使用时安全问题的基础。虽然从军事研究和发展中得到的重要成果是宝贵的资料来源，但涉及到应用时注意力则集中在岩石爆破方面。

b. 历史概述

硝化甘油的发现在炸药工业中开始了一个新纪元。曾经统治

了许多世纪的黑火药现在可以被猛炸药接替了。

由于液体炸药反常的起爆行为，致使硝化甘油在使用时发生过一些严重事故。甚至直到现在只能用定性的方法来解释而还未找到准确的定量方法。虽然缺乏满意的基础理论，但A.诺贝尔还是通过他的实践，一步一步地改进了安全性。在1867年他提出了用硅藻土吸收硝化甘油的方法，并在1875年用将硝化甘油与硝化棉制成凝胶的办法作成了爆胶。加入硝酸铵(AN)和可燃物(F)制成了强度不同的塑性或半塑性的代那迈特。后又有人用硝化乙二醇代替部分或全部分的硝化甘油制造代那迈特以降低冰冻点提高了安全性。

后来又逐步改进了硝化的生产技术。在硝化车间里把硝化甘油和硝化乙二醇的量从约1000公斤减少到50至60公斤。这方面的一个更重要的步骤是采用与连续离心分离结合起来的喷射硝化过程。

连续硝化过程发生在被酸所驱动的喷嘴中的迅速强烈扰动的液流中。酸液是由泵供给的。被酸吸进喷嘴中的甘油/乙二醇的混合物由液流调节阀供应。由于酸和甘油/乙二醇的混合物迅速混合，在通过喷嘴的非常短的时间内硝化就完成了，硝化过程很接近绝热过程。因此温度的升高或进出的温差可以在一个简单的、自动的远距离控制的阀门系统中作为输入变量，此阀门系统是用来调节向喷嘴供给甘油/乙二醇混合物的速率的。于是为了稳定和安全所必需的过量酸就可以保持不变。酸和硝化甘油/硝化乙二醇的乳剂的连续流通过短管直接通到冷却器并由此通到离心分离器以除去酸。用苏打溶液洗涤以后进行另一次离心分离。

由于有喷射器和两个离心分离器，工厂中炸药的总量保持在最小值。这就可以使所有的硝化、分离和洗涤的设备安全地安装在一个单独的钢筋混凝土建筑物内。这种方法的另一个好处是：如果甘油/乙二醇的供应停止或减少，硝化室内的喷射器、冷却器和导管中小量的硝化甘油/硝化乙二醇也能在很短的时间内除

去，则留在室内的液体炸药很少，而且设备可以自动地用硝酸冲洗。

液体炸药被保持为乳状液，并且在代那迈特工厂的工房之间用水驱动的喷射器输送。这样，能够传播爆轰的液体炸药量就保持在最小值并阻止爆轰从一个工房向另一工房传播。现在世界上大多数新硝化甘油工厂都采用喷射硝化法。

后来采用了含有硝酸铵和燃料加上少量猛炸药如硝化甘油或梯恩梯的粉末状炸药。这些炸药主要是以纸卷成圆柱形药卷的形式使用。这种药卷用填塞棒装在炮眼中。从 1950 年开始，使用了气动药卷装填器，与用填塞棒比较它使深炮眼中的装填密度提高了 50%，并且使炮眼的体积有可能相应地减少。

1950 年底开始应用不做成药卷的粉末状铵油炸药 (ANFO) (硝酸铵 + 燃料油)。的确，这种炸药早在 1867 年就有了，但是由于硝酸铵颗粒的吸湿结块而使这种炸药不能长期贮存。后来采用了肥料工业中发展起来的方法来防止结块，并通常把炸药做成颗粒状以便能够被压缩空气吹到炮眼中去。炸药工业中各种方法不断发展，以致用表面活性剂处理而使硝酸铵结晶的粉末保持自身的流动性。最后，出现了由硝酸铵、水、猛炸药 (例如梯恩梯) 和胶凝剂组成的浆状炸药。它们主要用于向下垂直的大孔中的爆破。同时还出现了同类型的浆状物和用泵把它装入炮眼的方法。为了得到对雷管敏感的浆状物，研制成了一种新的猛炸药——二硝基乙烯脲，其性质与泰安相似。不含猛炸药的成分，例如铝-硝酸铵浆状炸药可以认为是浆状炸药中的重大发展。

为了军用的目的，在 1880 年采用了苦味酸，而在本世纪初采用了梯恩梯。在第一次世界大战期间大量地使用梯恩梯、特屈儿和黑喜儿，在第二次世界大战期间除梯恩梯外，还有泰安和黑索金。这些猛炸药被加工为鳞片状、小结晶或颗粒状。为了得到高密度而采用了压装药。压装过程要求昂贵的压药设备以及庞大的安全装置，它的主要用途是生产大量形状简单和尺寸合适的装药。

一千巴左右的压力可以使装药密度达到结晶密度的 90~95%。压药时升高温度或加少许溶剂可以得到更高的密度。

固体猛炸药一般不能注装。它们的熔点通常很接近迅速分解的温度范围，以致注装时

或注装后有爆炸的危险。

熔点为 81℃ 的梯恩梯是一个

例外。注装梯恩梯的密

度几乎与结晶密度相等，

但是这种注装的炸药是很

钝感的。为了起爆注装梯

恩梯需要使用由比较容易

起爆的猛炸药做成的强力

传爆药。梯恩梯和泰安、

黑索金、奥托金、特屈

儿、黑喜儿或硝酸铵的混

合物在梯恩梯的含量低到 15~25% 时仍然能够注装。这些二元系

具有比梯恩梯熔点更低的共熔温度（见图 1.1.1），从而改进了

流动性能。除了梯恩梯-硝酸铵二元系以外，它们比注装梯恩梯

更敏感，一般不用传爆药而直接由雷管起爆。

c. 爆炸物

对于本书中最频繁地用到的一些术语，如燃烧、爆轰、爆炸和炸药，首先进行一些讨论或许是有益的。

凝聚物质的燃烧被视为一种放热的表面反应，这种反应是由

气态反应产物的热传导维持的。通常，燃烧意味着燃料和大气中

的空气之间的反应。而在本书中，大气中的空气很难参与反应。

因此凝聚炸药的燃烧意味着一种放热的表面分解反应或各组分之

间的反应，这种反应是由气态反应产物的传热支持的。把这个定

义再专门细分是很难弄清楚的，例如爆燃，它有时用来表示炸

药的缓慢分解，有时又用来表示和爆轰的快速反应不同的其它

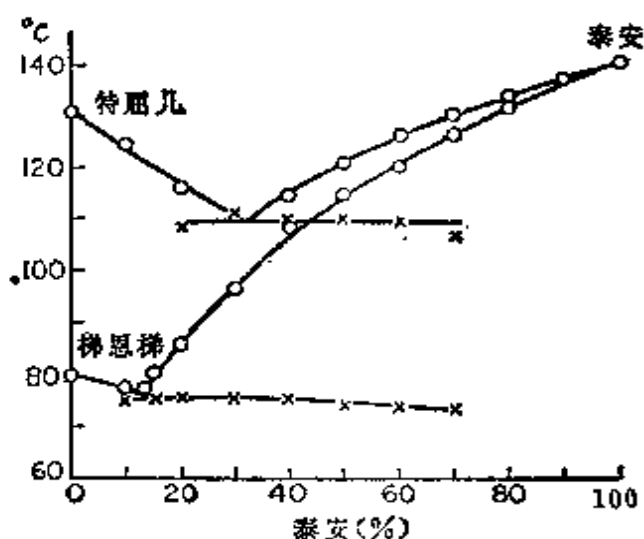


图 1.1.1 泰安-特屈儿和泰安-梯恩梯的固液平衡

反应。

爆轰是放热反应的一种特殊类型，它通常是与冲击波相联系的。在爆轰时，化学反应由冲击压缩时的加热引起，并且进行得如此迅速，以至在任何可感觉的膨胀发生以前释放出来的能量就足以支持冲击波。可见，和燃烧不同，爆轰时反应产物最初具有比未反应物质更高的密度，并且其运动方向和反应阵面的运动方向相同。从反应物到未反应物质的能量传递，是靠压缩波而不是像燃烧那样靠热传导。

爆炸基本上是物质的一种快速膨胀，由原来容积膨胀到大得很多的容积。于是爆炸就包括迅速的燃烧与爆轰以及像装有压缩气体的气瓶爆裂那样的纯物理过程，有时也包括随后的效应。在本书中不使用广义的爆炸定义，我们将主要讨论各种物质和混合物的快速化学反应所引起的爆炸的物理现象。爆炸物这一概念的广义定义有某些便利，但是，在下面我们只限于讨论没有大气中的空气参与时能够燃烧或爆轰的炸药。

我们有意不把用于爆轰装药的炸药和用于火箭与枪炮的推进剂加以区别。这样是方便的，因为许多推进剂甚至以它们的正常形式使用时如果给它足够的激发能也能够爆轰。其它推进剂虽然在它们正常的密实状态下不爆轰，但在细粉末状态很容易爆轰，这是设计工艺过程时必须注意的一个重要事实。这样的推进剂甚至在做成很大的火箭装药时也能爆轰。

这类炸药有时被称为“内在的爆炸物质”。这种说法是有意义的，因为它提到这样一个重要事实：许多从前不认为是危险的化合物和混合物，在一定的刺激、尺寸和外壳的条件下确实具有炸药的特性。一系列大规模的灾难性爆炸，包括硝酸铵的爆炸，就是一个严肃的例证。

硝酸铵虽然符合上述内在的爆炸物质的定义，但少量时被看作是很钝感的氧化剂。在数量足够时，特别是加入可燃物如碳、木粉或其它碳氢化合物而配成氧平衡时，由于大量物质本身的封

闭作用，可以由燃烧转为爆轰。

当把炸药对某种特定冲量的起爆感度以递降的次序来排列时，可以得到一种几乎是连续的分级顺序。这种顺序用以区分炸药的三种主要类型，第一类称为初发炸药或起爆药，第二类称为次发炸药或猛炸药。第三种，也就是被称为“第三类炸药”的包括如硝酸铵这类物质，并且排列在感度序列的末端。

W. 泰勒(Wilfrid Taylor) 在 1959 年的著作《现代炸药》中，对这三类炸药的特性作了清楚的描述。

他说：初发炸药或起爆药在本质上是危险的物质，在处理它们时必须十分小心，因为它们的感度如此之大，以致轻微的冲击或者任何火焰或火花都能够使之起爆，而这起爆必定引起整个物质的猛烈爆轰。但是，当起爆药被压缩到薄壁的金属壳或孟中，像民用雷管中那样，则安全性达到惊人的程度。即使这样，如果粗心地处理或针刺其组成时，也容易引起爆炸。虽然雷管一般只含有一克炸药，但在手中爆炸时也必定造成严重的伤残。所以制造起爆药应在专门的和标准的条件下进行，完全隔离操作，以免发生意外。当一种物质作为起爆剂应用时，它必须能够在几毫米的距离内由火焰点燃并发展成完全爆轰。很明显，对于起爆剂来说，化学稳定性和感度的范围是特别狭窄的。因此只有很少几种化合物能够满足实际使用的严格要求。雷汞自从它第一次被应用以来就作为传统的起爆药，但是把叠氮化铅作为现代起爆药的主要代表则更好一些。

次发炸药或猛炸药比较难引爆，在制造中比起爆药的危险性小，但这个优点被下面两个事实所抵销：即它通常被处理的量很大，另外其中最重要的一种即硝化甘油是液体，特别是由于它的状态面带来更多的危险性。因此制造猛炸药时要求与制造起爆药略有不同的专门化的技术和安全防护。许多猛炸药能被机械撞击起爆，例如由于坚硬的金属表面之间剪切而使放在其中的炸药起爆，并且反应的传播可能导致整块炸药爆轰。这一类中最典型的

固体炸药或许是梯恩梯。

最后，以硝酸铵为代表的第三类炸药，由于很难起爆而危险性大大减少。只要遵守一定的条件，例如不与可燃物或敏化剂混合，它们确实是作为非炸药的。然而某些重大事故，例如1921年阿培的爆炸和1947年德克萨斯城的爆炸，说明硝酸铵在很大量或极强的起爆条件下能够产生破坏性的爆轰。

表1.1.1列出了某些单质炸药的成分和性质，并尽可能按照感度下降的顺序划分为三类。指导原则是要包含那些已经大量生产的或者由于某些原因已经研究过、或者它们的一些重要数据是有用的炸药。表1.1.2给出了一些含有两种或两种以上化学物质的军用炸药，这些化学物质本身或者是炸药，或者是惰性物质。

爆速、爆压和速度微商是实验值，而且只列出有广泛实验基础并且能够外推到无限大直径的值。

表1.1.3和表1.1.4列出了在法国、德国、英国、瑞典和美国普遍使用的一些工业炸药的成分和性质。

d. 安全问题

安全问题始终是炸药工作中头等重要的问题。我们常常应用许多机械的和热的实验结果来鉴别各种炸药可以受到什么程度的激发而不致发生意外的爆炸危险。如用于工业炸药的机械试验是落锤试验 (§ 3.3)，抛射体碰撞试验 (§ 2.5) 和花岗岩沟槽摩擦试验 (§ 3.2)。隔板试验或板-间隙试验 (§ 2.3) 产生和抛射体碰撞试验非常相似的冲量，并经常用来表示军用炸药的冲击波感度。类似的试验被用来作为估计工业炸药在炮眼中从一个药卷到另一药卷或仓库中大量炸药之间传递爆轰的能力的标准试验。

热试验用以判断与偶然着火或长期贮存稳定性有关的危险性。把炸药放在一个有排气喷嘴的钢筒中，迅速加热时容器机械破坏的程度（变形，破裂或破碎）是喷嘴直径的函数。早先德国铁路局规定了一种加热试验，即将炸药放满在一个边长8厘米的薄壁金属盒里加热。此试验的缺点是当盒子破裂时由于压力的迅

表1.1.1.1 一些单质炸药

名	称	符 号	组 成	分 子 量	$\rho_{\max}$ (克/厘米 ³)	D_t (千米/秒) (1克/厘米 ³) $\rho_{\max}$	$\frac{\Delta D_t}{\Delta \rho}$	p_t (千巴)	Q_d (千焦耳/克)	V_d (厘米 ³ /克)
初发炸药										
叠氮化铜			$\text{Cu}(\text{N}_3)_2$	147.6						
叠氮化银			IIN_3	43.0						
雷汞			$\text{HgC}_2\text{N}_2\text{O}_2$	284.7	4.42	5.05	0.89		1.79	315
斯蒂酚酸铅			$\text{PbC}_8\text{HO}_2(\text{NO}_2)_3$	468.3	3.10	5.2			1.54	407
叠氮化铅*			PbN_6	291.3	4.71	5.1	0.56		1.53	308
叠氮化银			AgN_3	149.9						
四氮烯(胍基亚硝基胍 胍基四氮烯)			$\text{C}_2\text{H}_8\text{N}_{10}\text{O}$	188.2						
二硝基偶氮酚		DDNP	$\text{C}_6\text{H}_2\text{N}_2\text{O}(\text{NO}_2)_2$	210.1						
次发炸药										
液体										
硝酸甲酯			CH_3NO_3	77.0						
硝化甘油(甘油三硝酸酯)		NG	$\text{C}_3\text{H}_5(\text{NO}_3)_3$	227.1	1.60	7.58		~220	6.30	715
硝化乙二醇		EGDN	$\text{C}_3\text{H}_4(\text{NO}_3)_2$	152.1	1.48				6.83	737
四硝基甲烷		TNM	$\text{C}(\text{NO}_2)_4$	196.0	1.65	6.36		159		686

[illegible]

续

名 称	符 号	组 成	分 子 量	$\rho_{\max}$ (克/厘米 ³)	D_t (千米/秒) (1克/厘米 ³)	$\frac{\Delta D_t}{\Delta \rho}$ ①	P_i (千巴)	Q_i (千焦耳/克)	V_{cl} (厘米 ³ /克)
六亚硝基苯(黑喜儿)	HNB	$C_6N_6O_9$	252.1		•				
三硝基三叠氮苯	TNTAB	$C_6N_6(NO_2)_3$	336.2	1.74	8.58				
双胺二硝基苯		$C_6H_6N_2(NO_2)_2$							
苦味酸(三硝基苯酚)		$C_6H_3O(NO_2)_3$	229	1.80	5.26	3.05		1.40	675
苦味酸铵		$C_6H_5NO(NO_2)_3$	246		4.99	3.44			
硝基胍	NQ	$CH_5N_3NO_2$	105	1.70	5.46	4.02			
三硝基苯	TNB	$C_6H_3(NO_2)_3$	213						
三硝基甲苯(梯恩梯)	TNT	$C_7H_5(NO_2)_3$	227	1.64	5.01	3.23	190	4.10	690
二硝基甲苯	DNT	$C_7H_6(NO_2)_2$ ①	182						
第三类炸药									
一硝基甲苯	MNT	$C_7H_7NO_2$	137.1	1.16					
过氯酸铵	AP	NH_4ClO_4	117.5	1.95					
硝酸铵	AN	NH_4NO_3	80.1	1.73					

- ① 在 $\rho = 1$ 克/厘米³ 和 $\rho_{\max}$ 之间(对起爆药, 如氯化铅, 雷汞则为 $\rho \approx 4.0$ 克/厘米³ 和 $\rho_{\max}$ 之间)。——按者
- ② 乙炔二硝胺在常温下是固体。——译者
- ③ ($x=12$)
- ④ 原书误为 $C_6H_6(NO_2)_2$ 。——译者

表1.1.2 军用猛炸药

军 用 猛 炸 药 的 成 分	ρ_{max} (克/厘米 ³)	D_t (千米/秒)		$\frac{\Delta D_t}{\Delta \rho}$	P_t (千巴)
		(1克/厘米 ³)	ρ_{max}		
A-3炸药	91RDX/9蜡	1.59	8.1	4.00②	292
B炸药	64RDX/36TNT	1.70	8.0	3.08③	287
B-3炸药	60RDX/40TNT	1.72			294
B-3炸药	64RDX/36TNT	1.71	8.03		
C-3炸药	77RDX④	1.60	7.60		
克肖托儿	60RDX/40TNT	1.69	7.90		282
塞克洛托儿	77RDX/23TNT	1.74	8.25		313
奥克托儿	76HMX/24TNT	1.81	8.48		343
PBX-9404	94HMX/3NC/3CEF⑤	1.84	8.80		370
PBX-9010	90RDX/10KEL-F	1.78	8.37	3.1	328
蒙特里特	10-50PETN/90-50TNT	1.67⑥	7.47⑥	3.10③	
PTX-2	27PETN/43RDX/30TNT	1.70	8.06		
HBX	40RDX/38TNT/17Al/5蜡				140
巴拉托儿	60Ba(NO ₃) ₂ /40TNT	2.6	5.20		
托拜克	41RDX/41TNT/18Al	1.81	7.49		
特里托纳儿	80TNT/20Al	1.72	6.70		
阿马托	60-20TNT/40-80AN	1.50⑦	5.76⑦	4.15⑦	
赫尔特克斯	40NC/36NC/20PETN/4⑧				
彭特里尼特	10-50PETN 40-30NC				
DBX	21RDX/40TNT/21AN/18Al		5.10⑧		

① 在 $\rho = 1$ 克/厘米³ 与 ρ_{max} 之间。②、③ 对A炸药, B炸药在 $\rho = 1.6$ 克/厘米³ 与 ρ_{max} 之间。——校者

④ C-3炸药: 77RDX/3特屈儿/1/4TNT/10DNT/5MNT/1NC,

⑤ 3-β-氯乙烯磷酸酯。

⑥ 50PETN/50TNT。

⑦ 50TNT/50AN。

⑧ 增塑剂。

表1.1.1.3 瑞典的典型工业炸药的成分及性质

ρ_0 是初始密度, Q_e 是爆炸能, V_{π} 是每公斤炸药反应产物的容积, D 是爆速

炸 药	主 要 成 分	ρ_0 (克/厘米 ³)	Q_e (千焦耳/公斤)	V_{π} (升/公斤)	D (米/秒)	强度按 6.9.1式	抛射体 碰 撞 (米/秒)	粘 稠 度
胶状代那迈特	94.5NG/5.5NC	1.40	6500	732	7400	100	79	橡胶状
LF60代那迈特	57NG/2.9NC/2XNT/36AN/2.1F	1.45	5300	810	6600	85	67	塑态
LFIV代那迈特	45NG/1.6NC/2XNT/48AN/3.4F	1.45	5200	836	6500	81	67	塑态
LFBI代那迈特	35NG/1.5NC/4XNT/58AN/1.5F	1.45	5000	848	6100	79	71	塑态
Dikes代那迈特	51NG/0.9NC/38AN/10F						<50	
博雷尼特	25NG/1NC/9XNT/53AN/11SN/1F	1.47	4525	890	5700	75	130	塑态
尼特洛利特	12TNT/6NG/76AN/2Al/4F	1.15	4480	866	5200	71	175	粉状
纳比特	6NG/86AN/3Al/5F	1.12	4420	904	4500	70	210	粉状
普利利特	94.4AN/5.6FO	0.9	3920			66	>1300	粉状
阿莫尼特	92AN/4C/1FO/3砷铁	0.90	3950	890	2500	66	>1300	粉状
里奥利特P	25TNT/35AN/25SN/14W/1F	1.55	3560	760	5000	63	>1300	浆状
里奥利特Al	23TNT/28AN/25SN/7.5Al/15W/1.5F	1.60			4900	79	>1300	浆状

XNT = 硝基甲苯的混合物, F = 固体燃料, FO = 燃料油, W = 水。

表1.1.1.4 法国, 英国和美国的典型工业炸药的成分和性质

ρ_0 是初始密度, Q_e 是爆炸能, V_{π} 是每公斤炸药的反应产物在标准状态下的容积, D 是爆速

炸 药	成 分	ρ_0 (克/厘米 ³)	Q_e (千焦耳/公斤)	V_{π} (升/公斤)	D (米/秒)	粘 稠 度
法 国						
戈姆 A	92NG/8NC	1.59	6500	752	7800	胶状橡胶
戈姆 B, Am	60NG/3NC/34AN/3F	1.65	5500	795	7000	塑态橡胶
诺贝利特	20NG/1.6NC/60SN/14NCp/4.4F	1.32	4200	459	6200	塑态
斯特比利特	21NG/0.5 NC/68 AN/8 NCp/2.5F	1.26	4300	883	6300	粉状
尼特利蒂 No. 30	11TNT/80AN/9Al	1.00	5500	791	4300	粉状
尼特利蒂 No. 0	21TNT/79AN	1.10	4400	893	4900	粉状
德 国						
斯普伦格橡胶	93NG/7NC	1.60	6500	712	7800	胶状橡胶
代那亚特 1	62NG/3NC/27SN/8F	1.52	5300	660	4000	塑态橡胶
安蒙-格利特 1	36NG/2NC/4NCp/52AN/4F	1.50	4900	850	6500	塑态
安蒙-格利特 2	29NG/1NC/60AN/8NCp/2F	1.55	4700	860	6000	塑态
安蒙-格利特 3	22NG/1NC/55AN/10SN/11NCp	1.55	4300	800	5500	塑态
多纳利特 1	6NG/78AN/12NCp/4F	1.00	4000	900	4500	粉状
阿姆尼特 1	16NCp/82AN/2F	1.05	4000	900	4000	粉状
英 国						
极柱爆胶	92NG/8NC	1.55	6500	715	7900	胶状橡胶

续

炸 药	成 分	P_0 (克/厘米 ²)	Q_d (千焦耳/公斤)	V_d (升/公斤)	D (米/秒)	粘 稠 度
极性硝酸胺状代那迈特	50NG/2.5NC/42.5AN/5F	1.50	5100	825	6850	塑态橡胶
极性硝酸甘油炸药	26NG/1NC/52AN/12SN/9F	1.45	4000	825	6400	塑态
极性罗吉特	10NG/80AN/10F	1.0	3800	930	4250	粉状
格利格诺	15NG/0.3NC/78.7AN/6F	1.2	3800	930	5150	软粘塑态
阿姆那儿	12TNT/83AN/5Al	1.1	4600	850	4900	粉状
梯恩梯粉	18TNT/82AN	1.1	4000	905	4850	粉状
美 国						
标准代那迈特	50NG/0.2NC/34SN/15.8C●	1.40	5044	5829		粉状
阿摩尼亚代那迈特	16NG/0.1NC/60AN/15SN/8.9C	1.33	3985	4770		粉状
半胶	18NG/0.3NC/66AN/7SN/8.7C	1.28	3700	5215		半胶状
标准胶60%	50NG/1.3NC/39SN/9.7C	1.33	5031	5467		胶状
阿摩尼亚胶60%	26NG/0.65NC/34AN/28SN/11.3C	1.46	3813	5457		胶状
安全代那迈特	9NG/67AN/5SN/10食盐/9C	1.18	2821	4982		粉状
铍油-球	94.0金属小球/6油	0.85	3717	4757		粒状
密实的铍油(ANFO)药包	87.0金属小球/7.5FeP/4.0油	1.02	3713	4777		粒状
水胶炸药	25.0TNT/18.0SN/39.2AN/17.8水	1.40	3064	6048		胶状或注胶

NCP = 芳香族硝基化合物。

● 包括可燃物及白墨。

速降低而使反应速度下降，以致炸药燃烧而不爆轰。

安定性试验也是重要的，试验时在不同的温度下测量炸药分解的总量和时间的函数关系。它们是炸药制造中基本的控制手段，用来检验含有新炸药或其它新物质的推进剂在长期贮存时的安定性。对于大多数常用的次发炸药来说，在正常环境下由于在周围温度下的分解而出现的危险可以忽略不计。

确定试验值的最简单方法是用“上-下”法找出50%的点。例如，在落锤试验中它是爆炸或然率为50%的落高。确定爆炸或然率与落高的函数关系直到很小的爆炸或然率的数值，例如 10^{-5} 或更低一些是较好的。这些低或然率不能直接测定。如果爆炸或然率随着落高的降低而减小的关系已知的话，可以将它们外推出来。但是，落锤试验中偶然变化太大，难以从这些实验结果外推到很低的爆炸或然率。用压成药片的样品得到了极其类似高斯分布的值。但是，即使用这些非常精确的值，要外推到或然率低于2%也是困难的。

对于通常大量使用的炸药，其很低的爆炸或然率有最好的实验验证。如果每年生产平均重量为0.2公斤的代那迈特药卷20000吨，则在做成药卷的过程中发生爆炸的可能性必定小于 10^{-8} 。即使这样的过程被无限地应用时，人们有理由相信这实际上是可以忽略不计的。尽管有安全设备，意外事件还是可能发生的，这种情况大约由于炸药成分的变化，要不然就是由于受到某种新的刺激，例如加压时偶然地进入了金属物体。

要按照试验结果的值来估计生产过程或特殊类型的操作中的爆炸可能性，一般是困难的。但是试验仍然是安全工作中的重要手段。对于不同类型的炸药，例如起爆药、次发炸药、火药和烟火剂，使用不同的试验方法。在瑞典，落锤试验对运输的分类起重要作用。这种分类影响到工业炸药的铁路和海洋运输的安全设备。抛射体碰撞试验和花岗岩沟槽摩擦试验尚未在运输分类中使用，但在炸药工业里在发展安全炸药的工作中是有价值的。

由于相信这些标准试验的结果，可以不加分析地用来评价各种炸药，包括新发现的炸药而出现了不少问题，因此有时对推广标准试验产生反对意见。但是试验是必需的，并且在任何安全考虑中都是不可缺少的。尽可能地采用标准化的和严格规定的方法是有利的。必须以一种恰当的方式来应用它们，以便提供关于炸药在特殊情况下的行为的资料。对试验结果的一种图解的和机械的处理，或者像上曾经提出的那样，对由许多不同的试验得到的数字求平均值，不仅不能确保安全，而且甚至是危险的。对于不同的激发冲量，炸药感度排列的顺序是不同的。因此一个平均的感度数值甚至能够掩盖对于某些在特殊使用时，会出现的临界冲量的特别大的感度。

在确定应用炸药的新方法是否安全时，较好的办法是通过仔细的分析研究炸药将受到什么样的刺激，以及这些刺激中哪些是最危险的，然后用实验方法尽可能地模拟这些激发冲量。如果标准的实验方法不足以说明问题，就必须设计新的方法。早在1950年，就研究了一种把代那迈特装到岩石炮眼中的带有金属管子的气动药卷装填器。

试验的第一种装填器由带有喷嘴并插入炮眼底部的金属管所组成。管子由1.8米长的零件组成，许多节连在一起，达到要求的总长度。所需数量的代那迈特药卷放入药室管中，药室在打开压缩空气以前是密闭的。药卷的直径比管子的内径小0.5到1毫米，因此药卷可以被空气流带着前进。喷嘴的直径等于药卷的直径。于是当药卷到达喷嘴时空气流被阻止，因此空气压力升高从而将药卷挤出。喷嘴中的三刃刀口沿着药卷的长度同时切割包卷纸。如果管子被压进炮眼中，则药卷变形完全塞满炮眼。这样，管子既是药卷的输送管，又是一个堵塞棒。根据许多国家的实践，对于代那迈特的装填只允许用木堵塞棒。于是第一个问题就是用金属管是否有充分的根据和足够的安全系数；第二个问题是在传送速度所带来的冲击下药卷的起爆能否避免。可以认为，主要的

起爆危险是由于碰撞和摩擦。

通常在装填时药卷的速度被限制在 10 米/秒。如果药卷填塞在管子里然后由于气压增加而突然松动，也可能达到较高的速度。为了确定其冲击感度，把药卷放在吹管中用空气的压力加速，并撞击到一个钢板上，每个速度做 10~15 次试验。用 7.5 米长的管子时，常用代那迈特起爆的临界速度是 80 米/秒。这个速度需要 2 巴的压力。用短管（长 1.5 米）达到 50 米/秒的速度需要 6 巴的压力。同样的炸药在速度为 52 米/秒时发生爆炸。假定在 40 米/秒时起爆的可能性可以忽略不计。这个假定是由在此速度下实验 10000 次而没有爆炸这个事实所证明的，其结论为起爆或然率小于 10^{-4} 。

从 1963 年起吹管的方法被抛射体碰撞试验所代替 (§ 2.4)。

当装填管在炮眼中往复推进时，代那迈特被挤入岩石和管子之间，由于摩擦而有起爆的危险。为了研究在这种情况下起爆条件，发展了一种摩擦试验。试验时一个金属滑块沿着花岗岩上的沟槽推动 (§ 3.2)。炸药受到类似于实际情况的应力。经过广泛的实验，得出的结论是：装填时不会产生起爆所需的应力。在这些结果的基础上，第一台具有由特种铝合金做成的管子和由黄铜制成的喷嘴和接头的气动装填机，1950 年在瑞典被批准用于装填 LFB 代那迈特，甚至也可用于干的炮眼中。它已经在瑞典和别的国家广泛地使用而没有发生意外。从 1959 年起，除了尺寸最小的炮眼外，金属管被更便于操作的整根塑料管所代替，于是摩擦起爆的危险就完全消除了。

这个例子表明了解决困难的安全问题的一种方法，它设计了有意义的实验作为正确判断和控制安全问题的基础。它也指出，在不断地对安全问题进行监督和控制下，使用炸药的新方法能够迅速发展起来是多么不简单。

这个例子是重要的，因为它强调在整个安全工作中首先要对

包含的过程作透彻的分析，弄明白在这些过程中有什么样的危险刺激和应力作用在炸药上。然后用现有的标准方法或为此目的而设计的新方法进行试验。这些试验将给出炸药能够承受实际应力的能力的有关资料。最后，按照安全条件的要求修改操作过程。

§ 1.2 爆轰过程

沿着柱形装药传播的稳定爆轰可以看作是自行传播的过程，在这个过程中冲击波阵面的轴向压缩效应使炸药的状态发生突变，因此以必要的速度开始放热反应。在均质的液体炸药，例如硝化甘油中，压力、温度和密度的增加是在数量级为 10^{-12} 秒的时间间隔内获得的。硝化甘油分子中的原子重排为 CO_2 ， H_2O ， N_2 ，同时放出热量。炸药爆热的主要部分在厚度约为 0.2 毫米的反应区内释放出来。在反应区的末端，压力大约是 220 千巴，温度大约是 3000K，密度比初始密度高 30%。

在某些多晶固体炸药，如压装梯恩梯中，压缩能量的分布是很不均匀的。一些区域由于摩擦和塑性变形而获得特别高的温度。反应以燃烧的形式由这些区域开始传播，在这种高温高压下燃烧极为迅速。

在含有富氧和缺氧两种成分的混合炸药中，在直接影响爆轰传播速度的一部分反应区内，反应来不及完成。爆炸能量的其余部分在后效燃烧中释放出来，并且仅仅对爆速有间接的贡献，因此爆速是比较低的。但在炮眼中爆破时，因为直到后效燃烧完成时气体都是聚集在一起的，故全部爆炸能量都被利用了。

胶质的硝铵代那迈特既能作为猛炸药以大约 6000 米/秒的速度爆轰，也能以大约 2500 米/秒的低速度爆轰。在后一种情况下，反应区内只有部分爆炸能在接近冲击波阵面处放出，阵面压力只相当于高速爆轰时阵面压力的一部分。由于有空气泡形式的容易起爆的中心，因此这种爆轰过程仍能稳定传播。

a. 爆轰过程

在平面稳定爆轰的理想情况下, 炸药质点经历着一个压力过程, 此压力过程对于爆轰路程上的所有质点都是相同的。在冲击波阵面上压力迅速增长以后, 当质点通过反应区进行化学反应时, 压力普遍降低。在反应区的后面, 压力是由反过来向爆轰阵面膨胀的反应产物的加速面支持着。在反应产物形成的气体流的后部, 由化学反应释放的能量已经很小, 流动不再是稳定的了。在此区中压力弱扰动的传播速度低于爆速和局部质点速度之差, 也就是说爆轰波阵面及其反应区远离开后面的流场, 并且在它后面留下逐渐变平的压力分布。

反之, 在反应区的头部, 弱压力扰动的传播速度大于爆速与局部质点速度之差, 因此在冲击波阵面上可以感知化学反应对压力的贡献。因此, 为了维持稳定的流动, 需要使任一点的压力分布与反应区内每一点所释放的能量相适应。

稳定区和不稳定的分界面, 即压力扰动传播的速度等于爆速与局部质点速度之差的平面, 称为卡普曼-茹盖 (Chapman-Jouget) 平面 (C-J 平面)[●]。反应在 C-J 平面上完成的平面爆轰波称为理想爆轰波。对于理想爆轰, 如果反应产物的状态方程以及所释放的能量或者爆速已知, 则 C-J 平面上的状态就确定了。

在平面稳定流动的整个区域中, 可以应用一般的守恒定律。它们可以写成

$$u = \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho}\right) D \quad (1.2.1)$$

$$p - p_0 = \rho_0 u D \quad (1.2.2)$$

$$pu = \rho_0 D \left[\frac{u^2}{2} + (E - E_0) \right] \quad (1.2.3)$$

式中 p , ρ , u , D 和 E 是压力, 密度, 质点速度, 爆速和内

● 引自卡普曼 (1899) 和茹盖 (1905)。

能。下标 0 表示初始值。(1.2.1) 和 (1.2.2) 式给出

$$p - p_0 = \rho_0 \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho} \right) D^2 \quad (1.2.4)$$

在 $p - V$ 图 $\left(V = \frac{1}{\rho} \right)$ 上, (1.2.4) 式表示一条斜率为 $-\rho_0^2 D^2$ 的直线。它通常被称为瑞莱 (Rayleigh) 或米海尔逊 (Michelson) 直线, 是物质通过稳定流动区的状态的轨迹。在 $C - J$ 平面内, 方程式 (1.2.1) ~ (1.2.4) 以及 $\rho = \rho_1$, $p = p_1$, $u = u_1$ 和 $E = E_1$ 都是适用的。

方程式 (1.2.3) 的“初始内能” E_0 是未反应炸药的内能 E_{00} 和爆炸能 Q 的总和。

$$E_0 = E_{00} + Q$$

方程 (1.2.3) 可以改写成

$$E_1 - E_0 = \frac{1}{2} (p_1 + p_0) \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho} \right)$$

从方程 (1.2.1) 和 (1.2.2) 得到气体的动能为

$$\frac{1}{2} u_1^2 = \frac{1}{2} (p_1 - p_0) \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho} \right)$$

即当 $p_0 \ll p_1$ 时, 动能近似地等于 $E_1 - E_0$ (§ 7.2)。于是

$$E_1 - E_{00} = Q + \frac{1}{2} u_1^2$$

即 $C - J$ 平面上反应产物的内能与未反应炸药的内能之差, 近似地等于爆炸能与 $C - J$ 平面上反应产物的动能之和。

对于理想爆轰, 从定义可知, 弱压力扰动的传播速度 (等于音速 c) 等于爆速 D 与当地质点速度 u_1 之差, 即

$$c = D - u_1 \quad (1.2.5)$$

根据方程 (1.2.1) 和 (1.2.5)●

$$\frac{c}{D} = \frac{\rho_0}{\rho_1} \quad (1.2.6)$$

但是按照热力学, 音速 c 是由等熵线的斜率通过下式确定的

● 原文误为 (1.2.3), ——校者

$$-\rho^2 c^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_s \quad (1.2.7)$$

或者, 在 C-J 点上

$$c^2 = -\frac{1}{\rho_1^2} \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_{s,1} \quad (1.2.8)$$

于是从方程 (1.2.6) 和 (1.2.8) 得到

$$\rho_0^2 D^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_{s,1} \quad (1.2.9)$$

即瑞莱线与反应产物的等熵线在 C-J 点相切。

方程 (1.2.6) 也可以写成

$$D^2 = v_0^2 \frac{p_1 - p_0}{v_0 - v_1} \quad (1.2.10)$$

在 C-J 平面后的不稳定流动区中, 反应产物沿着等熵线膨胀。

炸药可能在没有任何明显的化学反应下发生冲击压缩。阵面上未反应的被压缩炸药的状态由冲击绝热曲线(雨贡纽曲线)和瑞莱线的交点决定。此交点通常称为冯·雷曼(von-Neumann)点, 其压力比 C-J 压力高得多。与装药末端表面接触的惰性材料薄层中冲击波的测定从实验上证实了这一点, 并使有可能画出反应区中的压力分布图。

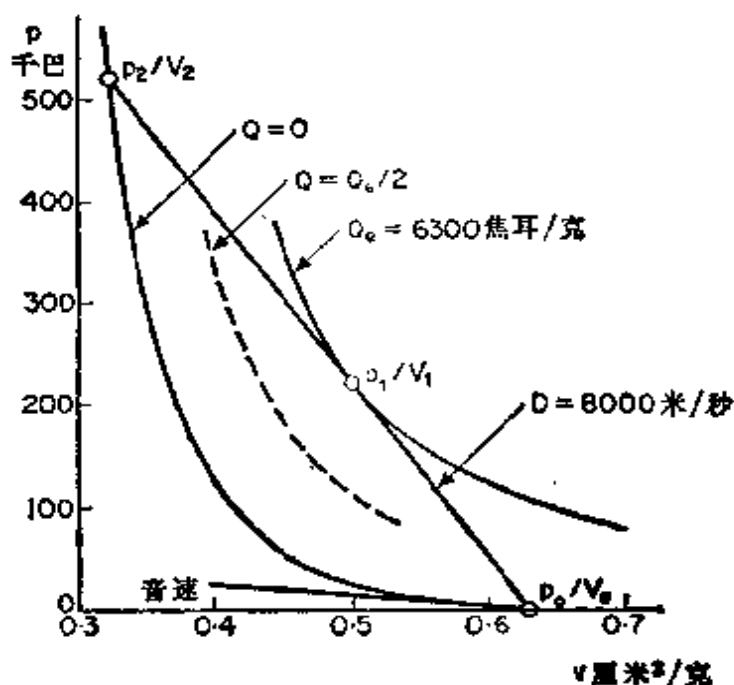


图 1.2.1 表示由

图1.2.1 硝化甘油爆轰的 $p-V$ 图

H. 塞尔别尔格 (H. Selberg) 计算的硝化甘油的 $p-V$ 图。 $Q = 0$ 是未反应炸药的冲击绝热线 (雨贡纽曲线); $Q_0 = 6300$ 焦耳/克

是反应产物通过 C-J 点的等熵线, $Q = Q_0/2$ 是当反应热的一半释放出来时估计的反应产物等熵线。至于完整未动的炸药, 其等熵线在 p_0/V_0 点上的切线的斜率对应于在未反应炸药中低压时的音速。图 1.2.2 表示 60 黑索金/40 梯恩梯的理想爆轰产物的雨贡纽 (Hugoniot) 曲线和爆轰状态的等熵线, 未反应炸药的冲击

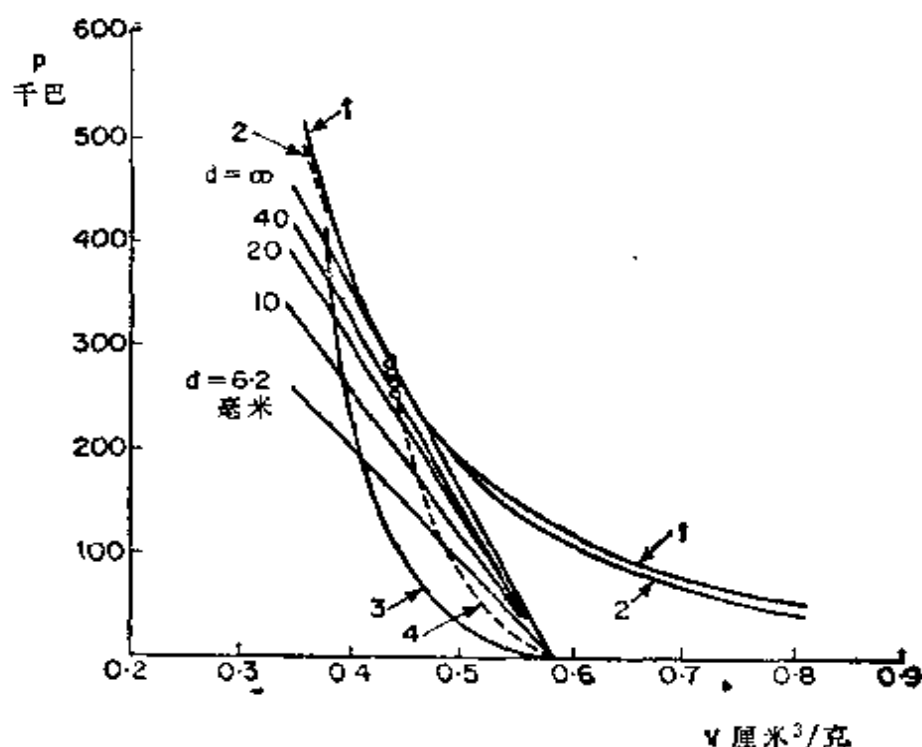


图1.2.2 60黑索金/40梯恩梯爆轰的 $p-V$ 图

(1)和(2)分别是理想爆轰状态反应产物的冲击绝热线和等熵线;
(3)是未反应炸药的冲击绝热线, 还有不同装药直径的瑞莱线。圆圈是对不同直径计算的爆轰状态; 曲线(4)是非理想爆轰状态的估计的轨迹。

绝热线和四种不同装药直径的稳定非理想爆轰的米海里逊线。图 1.2.3 在 $p-V$ 图上表示梯恩梯的雨贡纽曲线, 未反应炸药的冲击绝热线和 C-J 点。

如果我们放宽方程 (1.2.5) 的条件, 即把讨论延伸到非稳定爆轰, 则这些变量之一, 例如爆速, 将是不确定的。于是对于

爆速的每一个值，方程组（1.2.1、1.2.2 和 1.2.9）将在 $p-V$ 图上给出一个对应于完全时的爆轰状态的点。这些状态的轨迹通过稳定爆轰的 C-J 点。它通常称为反应产物的雨贡纽曲线，并长期以来被看作是反应产物的基本特征。

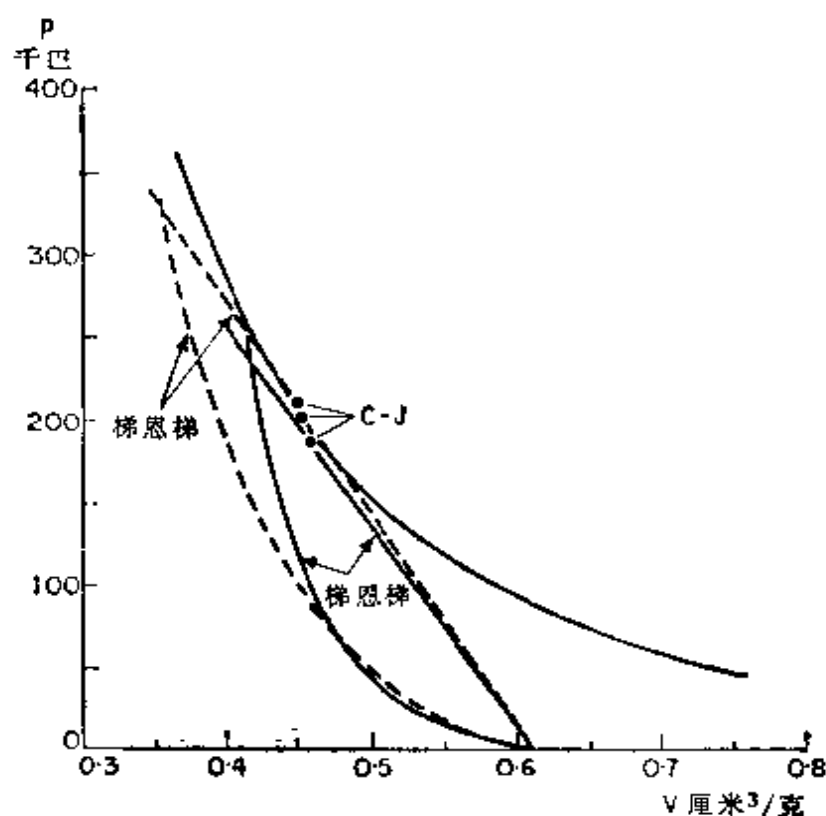


图1.2.3 梯恩梯爆轰的 $p-V$ 图

虚线是依据伊海克欣等(1960)，实线依据科尔伯恩和利迪亚德(1966)。反应产物的冲击绝热线依据麦迪尔(1963)。

在雨贡纽曲线上，在稳定的 C-J 点上面的爆轰状态发生在强制爆轰中，例如被活塞驱动以至反应区中和反应区后的质点速度高于稳定爆轰的质点速度（所谓过度驱动爆轰）。在雨贡纽曲线的下面部分的爆轰状态可能是罕见的。如果由于某种形式的连续起爆，使爆轰阵面能够跑得比稳定爆轰还快的话，才发生这种爆轰。应当注意的是，在不同的初始密度时，理想的 C-J 状态的轨迹与上述的雨贡纽曲线是不相同的。实际上，每一个初始密度对应于一条特定的雨贡纽曲线（见图 1.2.3）。

b. 爆轰气体的状态方程

反应产物的状态方程式是压力、密度和温度的复杂函数。在低密度时理想气体方程式是很好的近似式。在高密度时，当分子的容积即余容（ b ）是总体积（ V ）的一个可观的部分时，压力的升高与自由容积（ $V-b$ ）近似成反比，这是在这种密度范围内与理想气体状态方程式偏离的主要原因。在很高的压力下，当分子处于永久性的接触时，压力主要是由于分子之间的接触力。

艾贝尔（Abel）提出了他的余容状态方程式

$$p(V-b)=nRT$$

或
$$p = \rho nRT / (1 - b\rho) \quad (1.2.11)$$

其中 b 是余容，如果全部反应产物都是气体的话， $n = \frac{1}{M}$ 是平均分子量的倒数， R 是气体常数。

范德瓦尔（Van der Waals）状态方程式含有表示分子之间吸引力的项

$$p = \rho nRT / (1 - b\rho) - a\rho^2 \quad (1.2.12)$$

库克（1947，1958）假定余容只是密度的函数，导得的方程式为

$$p = \rho nRT / [1 - \rho b(\rho)] \quad (1.2.13)$$

他指出，在 $b - V \left(V = \frac{1}{\rho} \right)$ 图上，许多初发和次发炸药的余容的实验值落在一条共同的曲线上（见图1.2.4），此曲线可以近似地用一个指数函数来描述

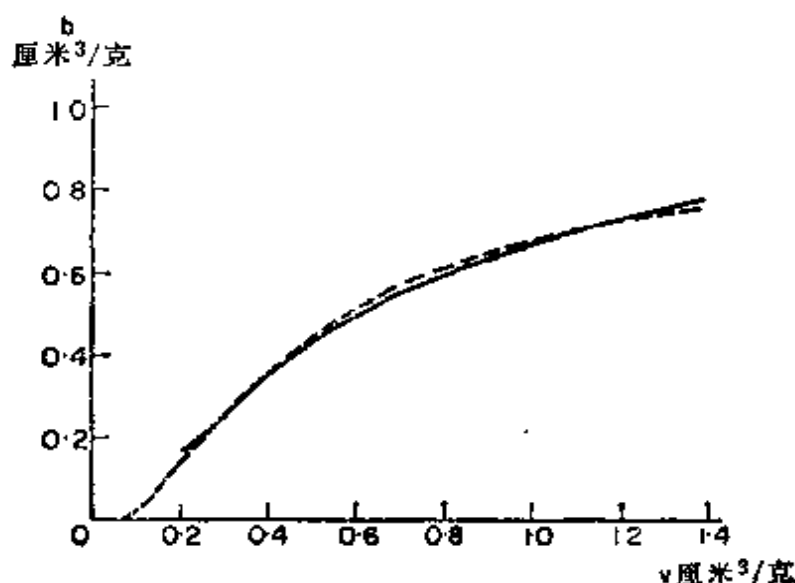
$$b(\rho) = \exp(-0.4\rho) \quad (1.2.14)$$

在马克思韦尔-波尔茨曼（Maxwell-Boltzmann）对光滑、坚硬的球状分子的动力学理论和波尔茨曼对密度的展开式的基础上，泰勒（1952）采用状态方程式

$$p = \rho nRT (1 + b\rho + 0.625b^2\rho^2 + 0.287b^3\rho^3 + 0.193b^4\rho^4) \quad (1.2.15)$$

此处 b 是作为不同类型的气体分子的平均余容来计算的。

在此方程中内能只是温度的函数，用它计算气体膨胀对外所

图1.2.4 余容 b 与比容 V 的关系——实验值(库克, 1958); --- $b = \exp(-0.4/V)$ 。

做的功是特别简单的。它在 § 1.7 和 § 6.7 中已经应用了，在这几节中由于计算中的其它不确定的因素，所以没有必要应用更精确的状态方程式。

贝克尔 (Becker) 提出了一个状态方程式，其中余容为指数函数

$$p = \rho n R T [1 + b \rho \exp(b \rho) - \alpha \rho^2 + \beta \rho^7] \quad (1.2.16)$$

后两项表示分子之间远距离的相互作用力。基斯塔利夫斯基 (Kistiakowski) 等人曾经把这种方程式进一步发展为把温度作为明显的状态参数的方程式

$$p = \rho n R T [1 + x \exp(\beta x)] \quad (1.2.17)$$

其中 $x = \rho k [T + \theta]^{-n}$; $k = 1$; $\theta = 0$; $\alpha = 0.25$; $\beta = 0.3$ 。

为了与实验数据更加一致，考恩 (Cowan) 等人曾采用 $k = 11.85$; $\theta = 400$; $\alpha = 0.5$ 和 $\beta = 0.09$ 。

麦迪尔 (1963) 曾经用方程 (1.2.17) 对许多炸药的理想爆轰特征数进行了广泛的数值计算。他曾经把计算结果与黑索金在 $\rho_0 = 1.8$ 克/厘米³ 时和梯恩梯在 $\rho_0 = 1.0$ 和 1.64 克/厘米³ 时的实验压力和相应的爆速相比较。为了很好地相符合，必须用不同的常数，

对黑索金 $\kappa=10.90$ 和 $\beta=0.16$ ；对梯恩梯 $\kappa=12.69$ 和 $\beta=0.096$ 。这两种情况都用了 $\theta=400$ 和 $\alpha=0.5$ 。用这些对黑索金很适用的常数，对许多含有碳、氢、氧和氮原子的炸药（C-H-N-O 炸药），计算的结果与实验的爆压和爆速十分一致。

在 § 1.4 中，根据麦迪尔的结果进一步讨论了爆速爆压和初始密度的关系。

当密度从分子在广阔空间自由运动的气体状态，变为压力下凝聚态的密实物质时，状态方程式发生的变化可以用振动的弹性圆棒的线性模型来描述。

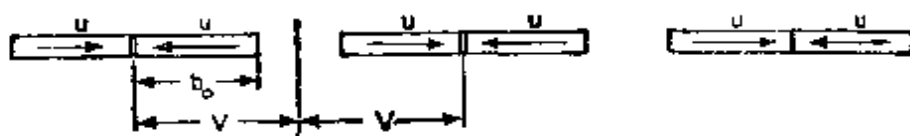


图1.2.5 振动的弹性圆棒的线性模型

此模型由均匀分布的具有平端面 and 长度为 b_0 的弹性圆棒组成，并按照图 1.2.5 以速度 u 彼此成对地相向运动。各对互相碰撞瞬时产生的冲击压力为

$$p = \rho u w \quad (1.2.18)$$

其中 ρ 是圆棒材料的密度， w 是冲击波的速度。在冲击波传播到对面圆棒的端面并反回以后，这些棒以速度 u 互相脱离，并与以同样速度 u 运动的另一个相邻的棒相遇。如果 $2V$ 是碰撞点之间的距离， $2t_c$ 是接触时间， t_f 是碰撞之间的自由飞行时间，于是

$$t_c = \frac{b_0}{w} \quad (1.2.19)$$

$$t_f = \frac{(V - b_0)}{u} \quad (1.2.20)$$

图 1.2.6 表示圆棒的振动运动。在碰撞时圆棒的长度从 b_0 减小至 b_1 ，此处

$$\Delta b = b_0 - b_1 = u t_c \quad (1.2.21)$$

因此

$$\Delta \dot{b} = \frac{b_0 u}{w}$$

Δb 的时间平均值是

$$\Delta \bar{b} = \Delta b t_s / (2t_s + t_f) \quad (1.2.22)$$

如 $\bar{b} = b_0 - \Delta \bar{b}$ 并由方程 (1.2.19) 和 (1.2.20) 得

$$\bar{b}/b_0 = \left[V/b_0 - \left(1 - \frac{u}{w}\right)^2 \right] / \{V/b_0 - (1 - 2u/w)\} \quad (1.2.23)$$

方程 (1.2.23) 适用于 $\frac{V}{b_0} \geq 1$ 的情况。当 $V = b_0$ 时, 棒的一端在另一端分离的瞬间开始接触。于是

$$\Delta \bar{b} / \Delta b = 1/2。$$

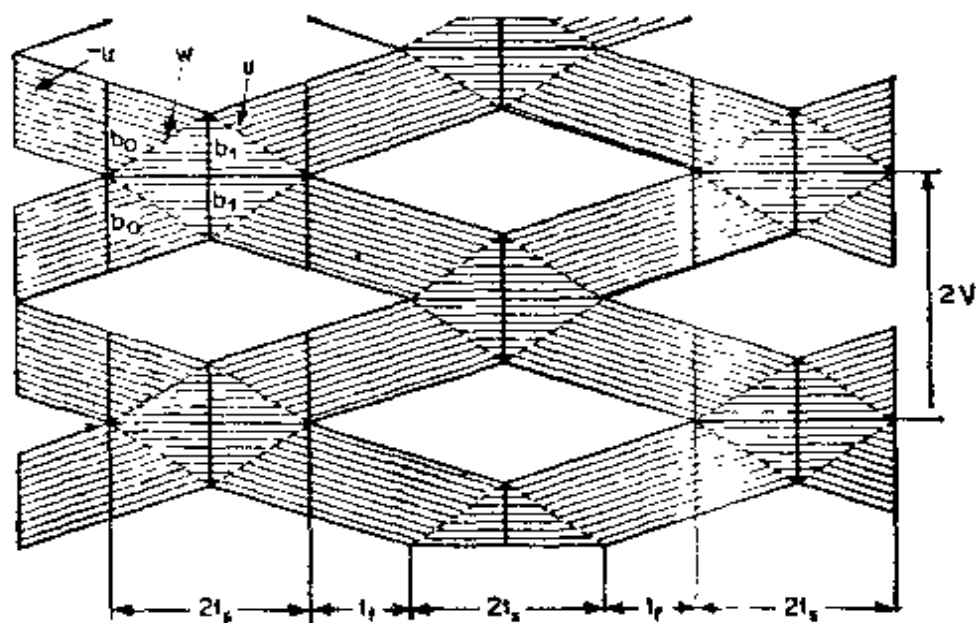


图1.2.6 气体和固体的状态方程的振动棒模型的运动示意图

如果此系统被进一步压缩, 则自由空间逐渐减少, 当自由空间完全消失时, $\bar{b}$ 就不再由于碰撞过程而减少了。当进一步压缩时, $\frac{\Delta b}{dV} = 1$ 。在图 1.2.7 中, 对 $\frac{u}{w} = 0.6$ 按照方程 (1.2.23) 作出 abc 线。这条线在点 $\frac{V}{b_0} = 1.15$ 处与库克 (见图 1.2.4) 的余容曲线相交。直线 dc 的斜率为 $\frac{db}{dV} = 1$, 并与低 V 值时的库

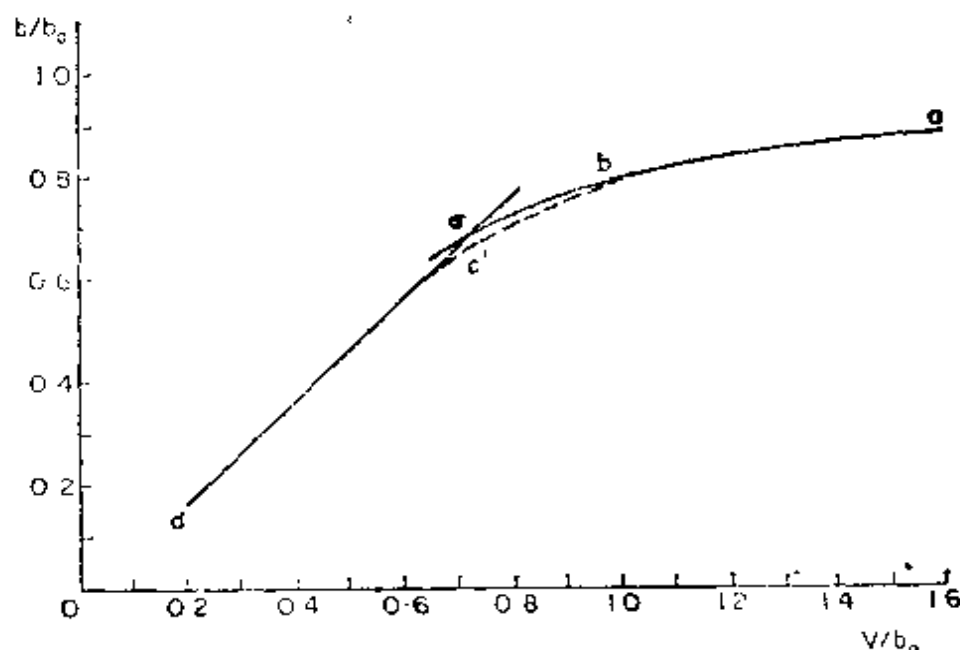


图1.2.7 线性棒模型余容和比容的函数关系

克曲线相符合。可以假定曲线 $abc'd$ 是描述线性模型的 $\bar{b}$ 和 V 的函数关系的曲线。压力 p 的时间平均值是

$$\bar{p} = \frac{pt_s}{(2t_s + t_f)} \quad (1.2.24)$$

它与方程 (1.2.18) 与方程 (1.2.20) 一起得到

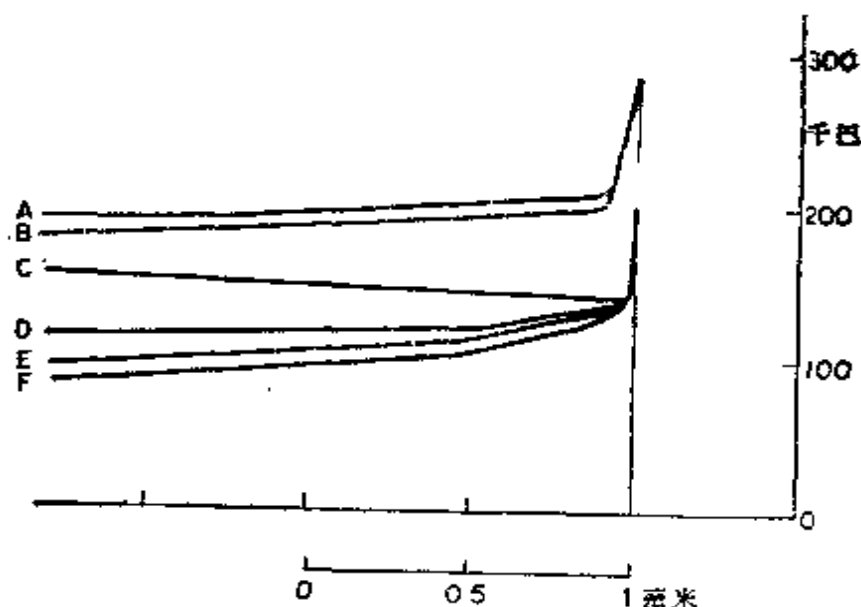
$$\bar{p} = \frac{\rho u^2}{[V/b_0 - (1 - 2u/w)]} \quad (1.2.25)$$

方程 (1.2.25) 适用于 $V/b_0 \geq 1$ 的情况。压力随密度的增加是由于碰撞次数增多。当密度增加以至 $db/dV = 1$ 时，压力的增加是由于质点动能的增加。这样我们得出压力的增加是由于圆棒的全部压缩的结论，这些圆棒中每个都是连续地与两个相邻的棒相接触。这种全部压缩和低于其零度密度时的固体的“冷压缩”相似。

§ 1.3 反应区的结构

由于化学反应进行得极为迅速，以及在高压高速时深入炸药内部进行测量极为困难，我们对于反应区内部情况的了解是很有限的。

当某些炸药在最大密度或接近最大密度时，有可能由测定与装药末端接触的惰性材料薄层中的冲击波来画出反应区内压力的分布。图 1.3.1 表示克雷格测定的不同尺寸的梯恩梯和硝基甲烷装药爆轰阵面附近的压力分布的近似图。这些都是用巴拉托尔 (Baratol) 平面波透镜来起爆的，这种透镜可以使硝基甲烷过度爆轰。在图中用 D-F 表示的长圆柱形装药中，过度爆轰在边界膨胀效应下消失，然而它在长径比很小的例 C 中仍然保持着，因此在压力分布图上的斜率是负的。此图说明在压力分布图上确定 C-J 点的位置是困难的。尽管如此，仍然可以看到这两种炸药在阵面附近都有一个压力迅速衰减区。对于梯恩梯这个区的厚度的



曲 线	炸 药	P_0 (克/厘米 ³ ●)	L/d	d (毫米)	起 爆
A	梯恩梯	1.63	8	76.45	平面
B	梯恩梯	1.63	8	41.68	平面
C	硝基甲烷	1.13	0.5	203.2	平面
D	硝基甲烷	1.13	16	76.2	平面
E	硝基甲烷	1.13	10	38.1	平面
F	硝基甲烷	1.13	16	38.1	平面

● 原书误为克/厘米，应克/厘米³。——译者

图1.3.1 爆轰阵面附近的近似压力分布图

依据克雷格(1965)的测定

数量级是 0.1 毫米，对于硝基甲烷，由其它方法估计其厚度要小一个或更多的数量级。这些值可以和爆速与直径的相互关系的表达式中的参数 α 相比较（1.5.2 式）。对于 $\rho_0=1.63$ 的压装梯恩梯， α 是 0.01 毫米和对于硝基甲烷是 0.014 毫米。很明显，常数 α 和反应区压力分布图的形状没有简单的直接联系。

反应区内温度分布的实验数据实际上是不存在的。由于很薄的反应区前面部分对它自己发出的光常常是特别透明的，而另一方面在反应区的后面部分，起码对于含过量碳的炸药是不透明的，这就使用辐射方法对 C-J 状态的温度进行测量成了问题。在均质炸药中直接在冲击波阵面后的温度估计约为 $1500\sim 3000^{\circ}\text{C}$ ，而在 C-J 状态时的温度可能在 2500 到 5000°C 之间。

含有气泡的液体炸药或压装的或粉状的结晶炸药等非均质炸药的图象是更为复杂的。坎贝尔 (Campbell) 等研究了人工加进气泡的液体炸药的起爆。用平面波起爆没有气泡的硝基甲烷时，冲击波阵面的压力需要 85 千巴，而对含有直径大于 0.6 毫米的气泡作为起爆中心的硝基甲烷，需要的压力非常低。在更敏感的炸药例如硝化甘油中，气泡作为起爆中心的作用更加明显。和炸药密度不同的物质掺在炸药中也起起爆中心的作用。

所有这些起爆中心，也是充分发展的爆轰中高速反应的中心。这种作用的一个突出例子，是同样密度的铸装和压装梯恩梯的临界直径有很大的差别（在 $\rho_0=1.63$ 时分别是 20 和 2~3 毫米）。

在低密度的多孔粉末状炸药中，流向炸药颗粒之间的气态反应产物，颗粒的迅速变形和它们之间的摩擦有附加的起爆效应。这些因素也可能促使反应区内反应温度和反应速度的分布不均匀。很可能由于这些因素的缓冲作用使反应区阵面部分的压力峰消失。因此在粉状炸药中爆速和爆压不仅由密度确定，颗粒的形状和尺寸的分布对多孔炸药的爆速也有一定的影响，甚至对于爆速不随直径增加的大的药柱也是如此。这些效应可以用假想的实验来说明。如有两个平均密度相同的装药，一个是密实的炸药，如

泰安的管状装药的药包,另一个是与管状装药的药包同种类同密度的细颗粒状的结晶粉末。考虑到沟槽效应(见§1.5),管状装药的爆速(8.6千米/秒)比密实炸药的爆速(7.9千米/秒)高,而平均密度相同的粉状装药的爆速比密实炸药要低很多(<7.0千米/秒)。

爆轰气体常常表现出与纯粹的一维流动的偏离,因此爆轰阵面由许多横向的初始波或波纹组成。这些波互相干涉形成局部的高压和高温区域。这些区域成为反应中心,并且发出新的初始波。这种现象的一个特殊例子,就是所谓管中的螺旋爆轰。这个波系由一个或几个以局部高速传播的斜初始波组成。

在某些均质炸药中,发生类似现象的概念是由德雷明(Dremin)提出的。在接近临界直径的硝基甲烷/丙酮混合物的爆轰中,曾观察到在向前发出的光中波形变化(“暗波”)。在液体炸药的正规爆轰中,初始波的波长极小,它们存在的唯一实验证明,是德雷明和萨夫洛夫(Savrov)观察到的落在爆轰波阵面上的光的不规则反射或漫射。

§1.4 爆速和状态参数与密度的关系

由于径向膨胀和能量损失,圆柱形装药的爆速随着直径的减小而降低。直径趋于无限大时的极限值称为理想爆速(D_i)。它随着初始密度(ρ_0)的减小而降低,并且当密度趋近于零时可能趋向一个下限值。图1.4.1给出了弗里德里克(Friedrich)对泰安,安德烈也夫(Andreev)和别良也夫(Belyaev)对苦味酸,和佩特利尼(Petrini)对60黑索金/40梯恩梯的测定值。泰安的曲线近似地与关系式 $D = 2.8 + 2.8\rho_0^{1/3}$ 相当, D 的单位是千米/秒, ρ_0 的单位是克/厘米³。图中也包括库克的黑索金和梯恩梯从 $\rho_0 = 1$ 克/厘米³开始的直线。在达到结晶密度前,爆速随着密度的增加而增加是单质炸药的特征。在实际上特别重要的 $\rho_0 > 1$ 克/厘米³的范围内, D 近似地随着密度而线性地增加。图1.4.2

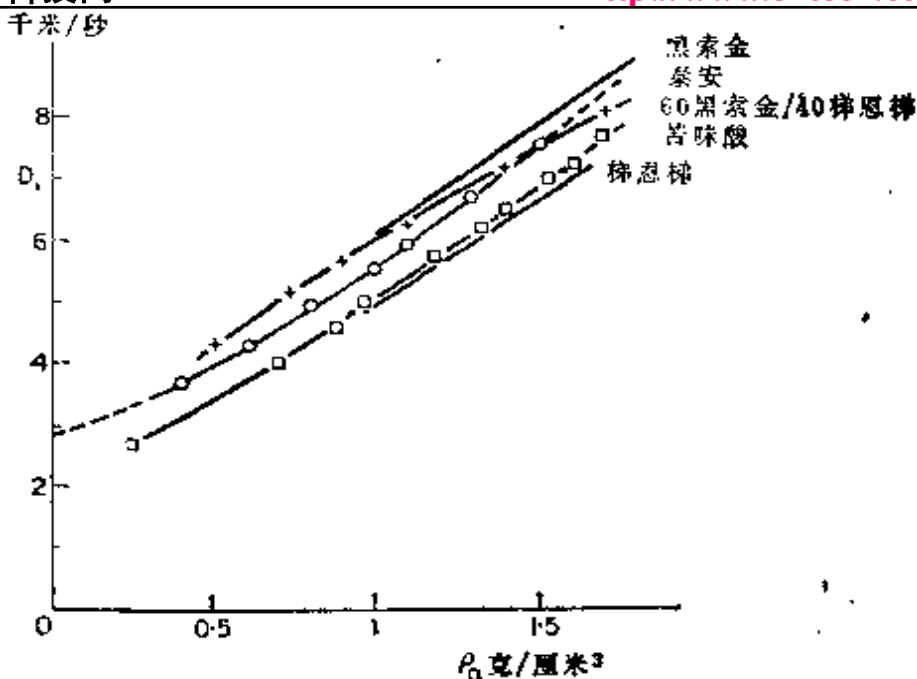


图1.4.1 一些次发炸药的 $D_0-\rho_0$ 图

○—泰安(弗里德里克); +—60黑索金/40梯恩梯(佩特利尼);
□—苦味酸(安德列也夫和别良也夫)。

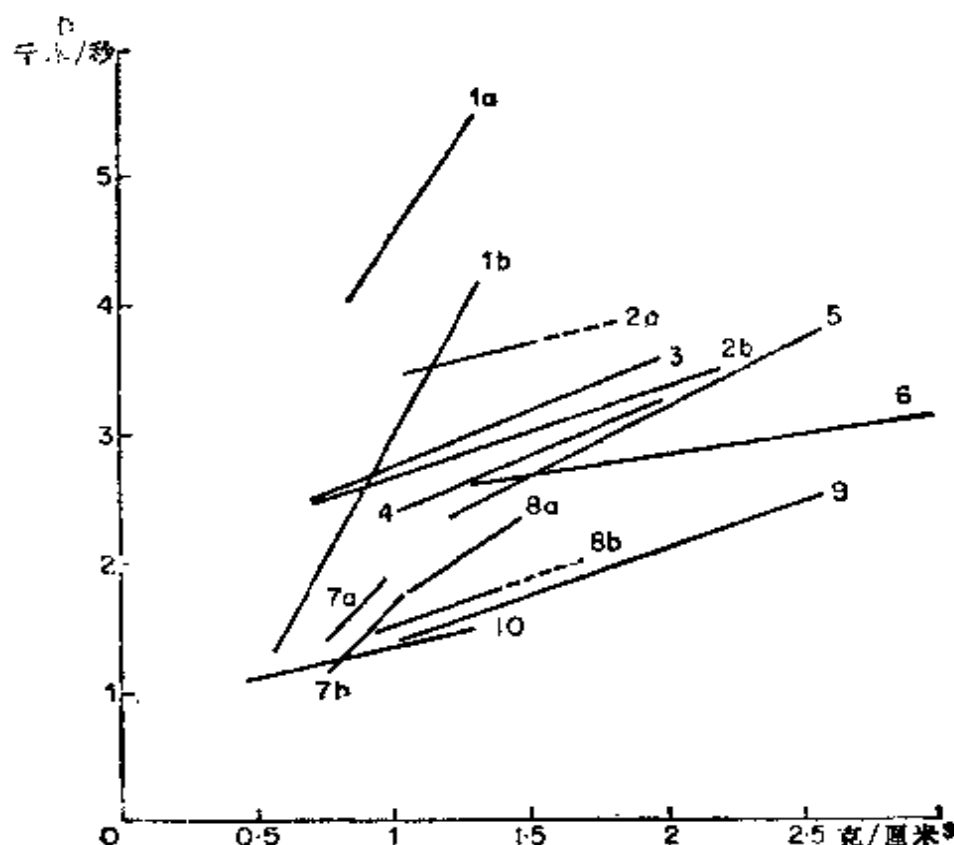


图1.4.2 一些起爆药的 $D-\rho_0$ 图

1—二硝基偶氮酚, 2毫米(a), 1毫米(b); 2—叠氮化铅, 库克(a), 0.5~3毫米(b); 3—叠氮化银, 0.5~3毫米; 4—雷汞; 5—雷汞-氯酸钾, 1~2毫米; 6—叠氮化铜, 1毫米; 7—特屈拉辛; 8—斯蒂酚酸铅, 3毫米(a), 2毫米(b); 9—叠氮化铋, 2毫米; 10—乙炔银-硝酸银, 2毫米。

根据米祖西马 (Mizushima) 给出了起爆药的爆速和密度关系的一组数据。

由富氧和缺氧化合物的机械混合物组成的多成分炸药的爆速，随着密度增加到

最大值然后又降低。

当密度大于某一临界密度时，稳定爆轰是不可能的，此临界密度取决于装药直径

(d)。这种现象通常称为压死。图 1.4.3 给出了 $d=10$ 厘米的两种炸药装药的

$D-\rho_0$ 曲线，一种是 90 硝酸铵/10 二硝基

甲苯，一种是 90 硝酸铵/10 铝。按照库克的想法，当密度增加时， D 的减少是由于扩散速度的降低。图 1.4.4 根据普赖斯 (Price) 的数据给出了各种直径的过氯酸铵装药的爆速 D 与 $\frac{\rho_0}{\rho_{\max}}$ 的函数关系。

麦迪尔计算了许多猛炸药在不同密度时的理想爆速。他用了贝克尔-基斯塔科夫斯基-威尔逊的状态方程式，并且用黑索金在结晶密度时的爆速和测得的 C-J 压力调正了参数。

对麦迪尔结果的分析指出，C-J 平面上的密度 (ρ_1) 是初始密度 ρ_0 的函数，并且服从直线关系

$$\rho_1 = 0.14 + 1.26\rho_0 \quad (1.4.1)$$

上式对于大多数被研究过的炸药是通用的。表 1.4.1 和 1.4.2 表示八种固体炸药在密度为 $\rho_0 = 1 \text{克/厘米}^3$ 和结晶密度之间和六种液体炸药在正常密度时的 $(\rho_1 - 0.140)/\rho_0$ 值。图 1.4.5 表示 ρ_1 和

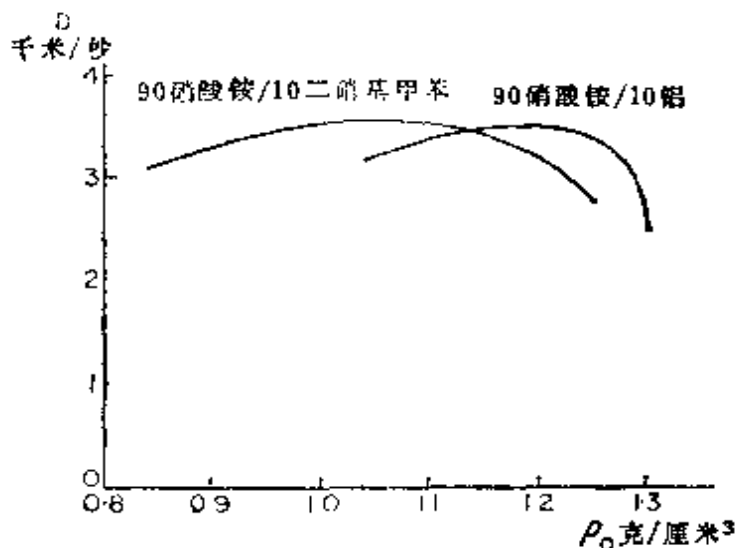


图1.4.3 两种由硝酸铵和可燃物组成的炸药的 $D-\rho_0$ 图(库克)

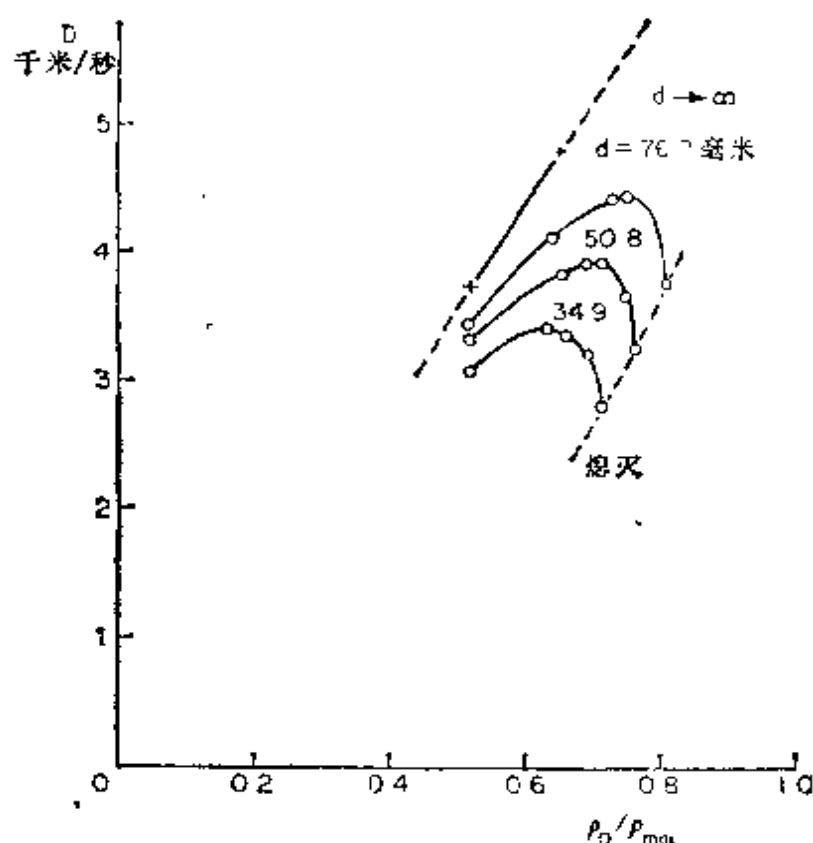


图1.4.4 过氯酸铵的爆速随密度的增加而降低

ρ_0 的直线关系和麦迪尔对表 1.4.1 中的炸药计算的平均值。卡姆利特 (Kamlet) 和雅可布 (Jacob) 曾经提出表达式

$$\rho_0 = \rho_1 / (1.470 - 0.05625\rho_1) \quad (1.4.1a)$$

由方程 1.4.1 和 1.4.1a 得出的 ρ_1 值, 在 ρ_0 从 1.0 克/厘米³ 到 1.8 克/厘米³ 时是非常接近的。

表1.4.1 一些固体炸药在密度 ≥ 1 克/厘米³ 的不同初始密度时的 $(\rho_1 - 0.140)/\rho_0$ 的值

炸 药	结晶密度 (克/厘米 ³)	$(\rho_1 - 0.140)/\rho_0$ 的 值				结晶密度
		$\rho_0 = 1.0$	1.2	1.4	1.6	
梯恩梯	1.64	1.262	1.263	1.263	1.266	1.266
黑索金	1.80	1.263	1.265	1.265	1.261	1.252
奥克托金	1.90	1.263	1.265	1.265	1.259	1.256
泰安	1.77	1.263	1.265	1.273	—	1.261
特屈儿	1.70	1.258	1.262	1.261	1.259	1.258
苦味酸	1.76	1.260	1.265	1.267	1.266	1.264
双胺三硝基苯	1.79	1.262	1.267	1.267	1.269	1.272
三胺三硝基苯	1.90	1.255	1.258	1.258	1.261	1.258
	平均	1.261	1.264	1.265	1.262	1.263

按照方程(1.4.1), $(\rho_1 - 0.14)/\rho_0$ 应该是等于 1.260 的常数。

泽尔道维奇和康巴涅耶茨 (Kompaneets) 根据弗里德里克的泰安的爆速值计算了 $\rho_0 = 0.4$ 到 1.9 克/厘米³ 时的 ρ_1 值。他们的值服从直线关系 $\rho_1 = 0.09 + 1.31\rho_0$ 。此表达式和方程 (1.4.1) 的常数不同可能是由于采用了不同的状态方程式的缘故。

表 1.4.2 一些液体炸药的 $\frac{(\rho_1 - 0.140)}{\rho_0}$ 值

炸 药	ρ_0	$(\rho_1 - 0.140)/\rho_0$
硝化甘油	1.59	1.264
硝基甲烷	1.128	1.259
四硝基甲烷	1.64	1.232
硝酸/硝基甲烷	1.29	1.256
苯/四硝基甲烷	1.362	1.274
熔态梯恩梯	1.447	1.261
平 均		1.258

按照方程 1.4.1a, $(\rho_1 - 0.14)/\rho_0$ 应该是等于 1.260 的常数。

如果在动量方程式

$$p_1 - p_0 = \rho_0(1 - \rho_0/\rho_1)D^2 \quad (1.4.2)$$

中应用方程 (1.4.1), 当 $p_0 \ll p_1$ 和 p 以千巴表示, ρ 以克/厘米³ 表示, D 以千米/秒表示时, 可以得到

$$p_1 = 10\rho_0 \frac{0.140 + 0.260\rho_0}{0.140 + 1.260\rho_0} D^2 \quad (1.4.3)$$

在 $0.8 < \rho_0 < 1.8$ 克/厘米³ 的范围内, 方程 (1.4.3) 可以写作

$$p_1 = 2.1(0.36 + \rho_0)D^2$$

如果把麦迪尔对 D 的计算值代入方程 (1.4.3) 中, 我们根据图 1.4.6 得到 p_1 是 ρ_0^2 的函数。在实际上有重要意义的范围 ($1.0 < \rho_0 < 1.6$ 克/厘米³) 内表达式 $p_1 = a\rho_0^2$ 是近似地正确的。

以千巴/(克/厘米³) 表示的比例常数 a , 对梯恩梯是 75, 特屈儿和苦味酸是 85, 泰安是 99, 黑索金和奥克托金是 103。液体炸药硝基甲烷, 硝酸/硝基甲烷和硝化甘油的 a 值, 和黑索金与

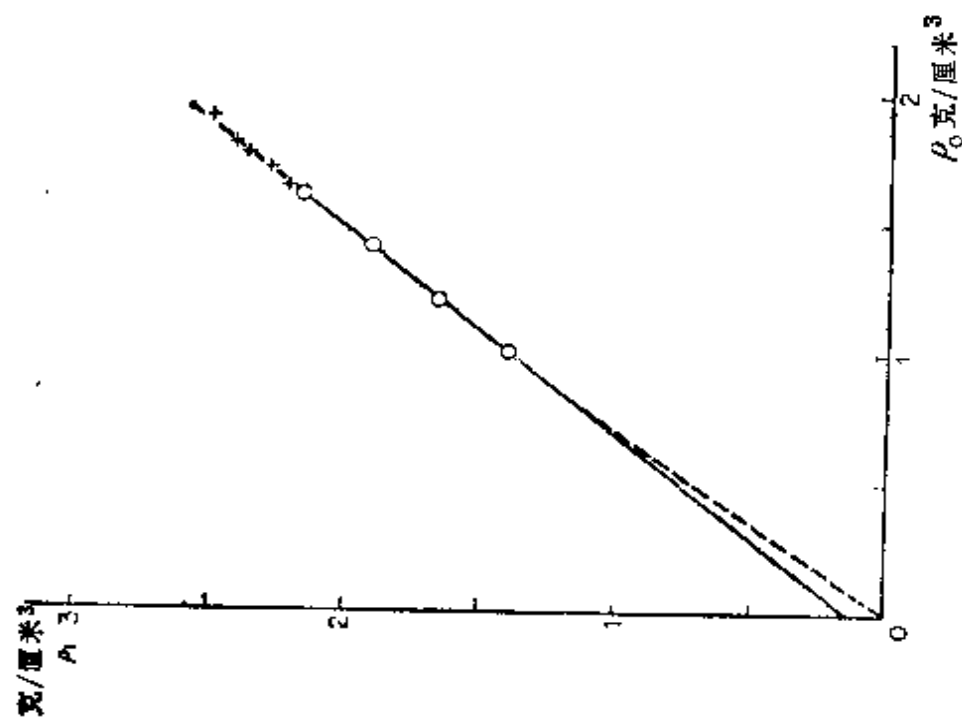


图1.4.5 C-J密度和初始密度的函数关系依

据麦迪尔的计算值

○—八种炸药的平均值, +—在结晶密度时的值;
 —方程1.4.1, ---方程1.4.1a。

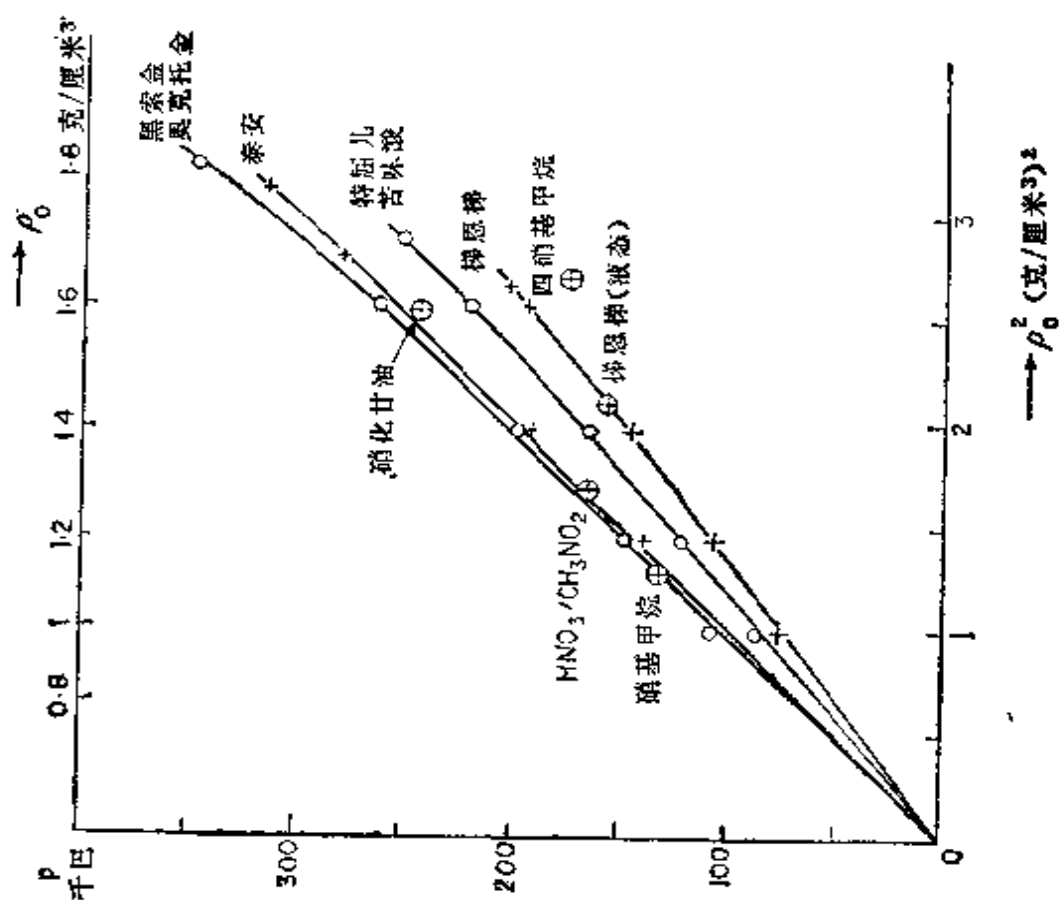


图1.4.6 根据图1.4.5计算的C-J压力和初始密度平方的函数关系

泰安相似。熔态梯恩梯位于固态梯恩梯曲线上，四硝基甲烷比其它的更低一些。

在上述研究中，卡姆利特和雅可布已经指出，在初始密度大于 1克/厘米^3 时，C-H-N-O 炸药的爆压和爆速可以用下面的简单经验公式计算

$$p_1 = 15.58 \varphi \rho_0^2$$

$$D^2 = 1.02 \varphi (1 + 1.30 \rho_0)^2$$

$$\varphi = NM^{1/2}Q^{1/2}$$

在这些式子中， p 是压力（千巴）； D 是爆速（千米/秒）； N 是每克炸药的气体爆轰产物的克分子数； M 是这些气体的平均重量（克/克分子）； Q 是反应的化学能（卡/克）。 N ， M 和 Q 的值可以由 $\text{H}_2\text{O} - \text{CO}_2$ 任意的分解的假定估算出来。因此，计算中除了炸药的元素组成、生成热和装填密度以外，就不需要用其它资料了。

应该牢记，这些爆压、密度和爆速之间关系的经验公式，都是建立在计算的理想的 C-J 爆轰数据的基础上。这些计算数据是建立在各种类型的状态方程的基础上。而这些状态方程在某些情况下又是经验的，具有由爆速爆压的实验值决定的常数。也包括由某些非理想的实验外推到无限装药直径的理想的 C-J 爆轰。在另一些情况下它们是理论的，假定化学平衡和理想爆轰。

现在没有办法了解我们所测定的爆轰是否接近这种在任何特定点都建立了化学平衡的理想的 C-J 爆轰。我们也没有任何可靠的证据（除爆速在很长的距离上保持常数这一不是很有用的观测结果外）证明在反应区尾部有一个点能应用在 C-J 理论上建立的音速条件 $D = c + u_p$ 。

可以认为，此经验关系式是现在可以应用的对理想状态的最好的近似。对于临界直径很小的高密度炸药，它们可能给出比较正确的值，但是它们对于现在应用的和理想爆轰相差很远的岩石爆破炸药来说，价值很小。

图 1.4.7 表示根据麦迪尔的计算，把密度作为一个参数时梯

恩梯和黑索金混合物爆速与组分的关系。

爆速与密度关系的测量值和估算值是很一致的。适用于低密度的爆压的实验值很少。爆轰气体的状态方程和平衡方程的实验基础也是不完全的。这就使估算值，尤其是温度的估算值非常不可靠。

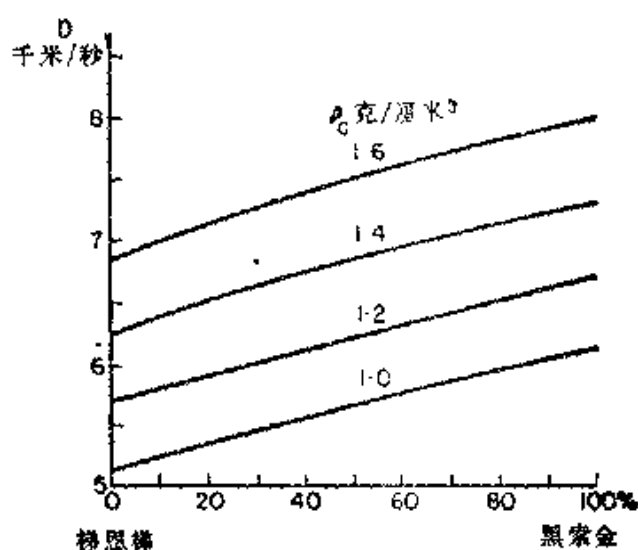


图1.4.7 梯恩梯-黑索金炸药的爆速

吉布森等用光谱分析法测定了从爆轰的固体炸药装药内发出

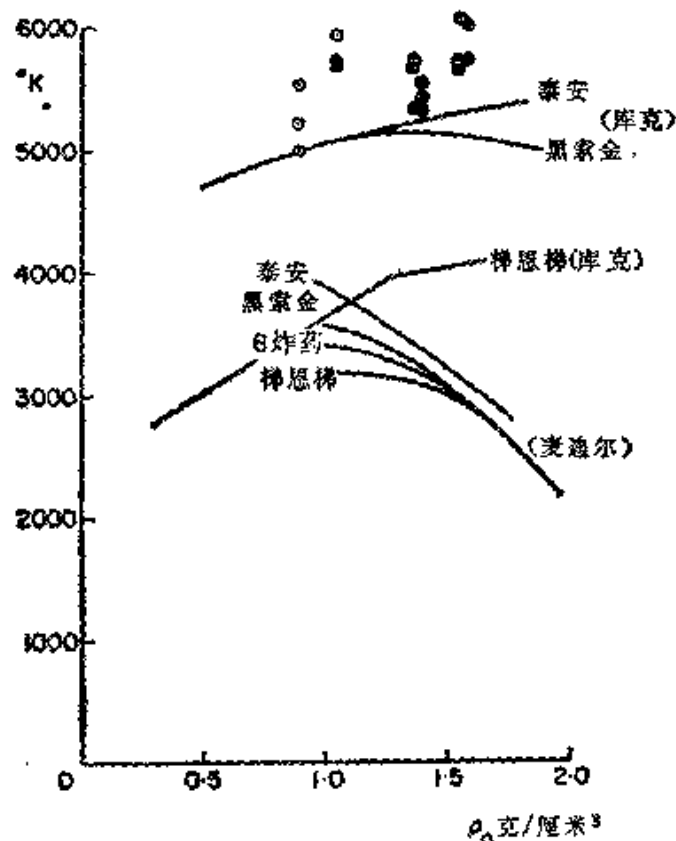


图1.4.8 计算的爆温（实线）和实验的爆温（点）的比较

①—泰安；●—黑索金。

并通过有机玻璃棒的光辐射从而确定了爆温。装药被抽成真空并注入丙烷代替颗粒之间的空气，以消除其发光。图1.4.8比较了黑索金和泰安的实验爆温和麦迪尔与库克的计算值。对于同一种炸药，用不同方法计算的理论爆温之间的差别超过2000K，甚至温度随密度变化的趋势都是不同的。对液体炸药，如硝化甘油和硝基甲烷的类似的比

较，表示在表 1.4.3 中。

由于化学平衡的变化，爆轰能量 Q ，即在反应区中由于化学反应放出的热量随初始密度而变化。在有过剩碳的炸药中随着密度的减小， C 、 CO 和 CO_2 之间的平衡被由 CO_2 到 CO 的平衡所代替，从而使释放的能量减少。

表 1.4.3 液体炸药的实验爆温与计算爆温的比较

炸 药	初始密度 (克/厘米 ³)	爆 温 (K)			
		实 验 值		计 算 值	
		矿务局	洛斯阿拉莫斯	库 克	麦迪尔
硝化甘油	1.60	4025	3470	6170	3216
硝基甲烷	1.13	3800	3380		3120

§ 1.5 装药直径的影响：临界直径和临界密度

在杆状装药中，装药表面上的径向膨胀使反应区和反应产物的压力降低。这种趋势在表面最明显，并随着向装药轴线接近面逐渐减弱。这意味着在稳定爆轰时爆轰波阵面是向前凸出的，即波阵面速度或当地爆速从轴线向外逐渐减小。

除了装药表面附近曲率半径减小到很小的区域外，阵面通常是球形孟的形状。在大直径的杆状装药中，轴线上的爆速仅仅略低于理想爆速。这时对许多炸药来说其曲率半径 R 大约是装药直径 d 的 3.5 倍。 R/d 的比例随着装药直径的减小而减小并在接近临界直径时趋于 1，即临界直径是能维持稳定爆轰的最小装药直径。

图 1.5.1 表示杆状装药中两个不同时间的爆轰波阵面， D 表示轴线上的爆轰速度， D_x 表示离轴线距离为 x 处的当地爆速。

按照几何和稳定状态的条件，可以得出

$$D_x = D \cos \alpha = D \left(1 - \frac{x^2}{R^2} \right)^{1/2} = D \left(1 - \frac{1}{2} \frac{x^2}{R^2} \right) \quad (1.5.1)$$

对于 $\frac{R}{d} = 3.5$ 接近理想爆轰的情况, 装药表面的当地爆速 D_x 等于 $0.99D$ 。

爆速 D 随着装药直径而增加, 并且对于接近理想的爆轰服从关系式

$$D = D_i \left(1 - \frac{a}{d} \right) \quad (1.5.2)$$

其中 a 是一个常数。

图 1.5.2 表示对 $\rho_0 = 0.9$ 克/厘米³ 的黑索金和苦味酸, 对 $\rho_0 = 1.71$ 克/厘米³ 的 65 黑索金/35 梯恩梯, 以及对于 $\rho_0 = 0.5$ 和 0.9 克/厘米³ 的 60 黑索金/40 梯恩梯的爆速的测量值和装药直径的函数关系。对每种炸药和每种密度, D_i 和 a 在 D 和 $1/d$ 的函数关系图中用线性外推法来确定。根据图 1.5.2 的测量值在图 1.5.3 中画出 D/D_i 与 a/d 的函数关系图。

对于这些密度介于 0.5 到 0.9 克/厘米³, 爆速介于 4.26 和 5.90 千米/秒和 a 介于 0.85 到 3.2 毫米之间的炸药, 在 $a/d = 0.35$ 之前, 点都在共同的直线上。

对于 $\rho_0 = 1.71$ 克/厘米³, $D_i = 8.04$ 千米/秒和 $a = 0.16$ 毫米的 65 黑索金/35 梯恩梯, 从 $a/d = 0.016$ 处开始离开直线下降, 并且在 $a/d = 0.04$ 处趋于零, $a/d = 0.04$ 处对应于 4 毫米的临界直径。类似的情况也适用于叠氮化铅, 但是对于大的 a/d 值曲线离开直线而向上(见图 1.5.4)。

珀森和佩特利尼曾经确定了在不同密度时 60 黑索金/40 梯恩梯的爆速与直径的函数关系。表 1.5.1 列出所得到的值。图 1.5.5 表示 a 与 ρ_0 的函数关系。

对于有外壳的圆柱形装药, 艾林 (Eyring) 等人指出

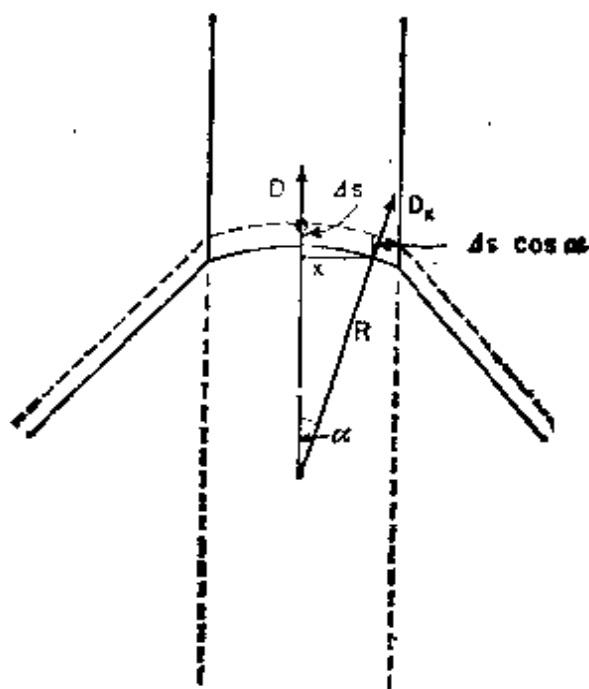


图 1.5.1 弯曲波阵面爆轰的传播

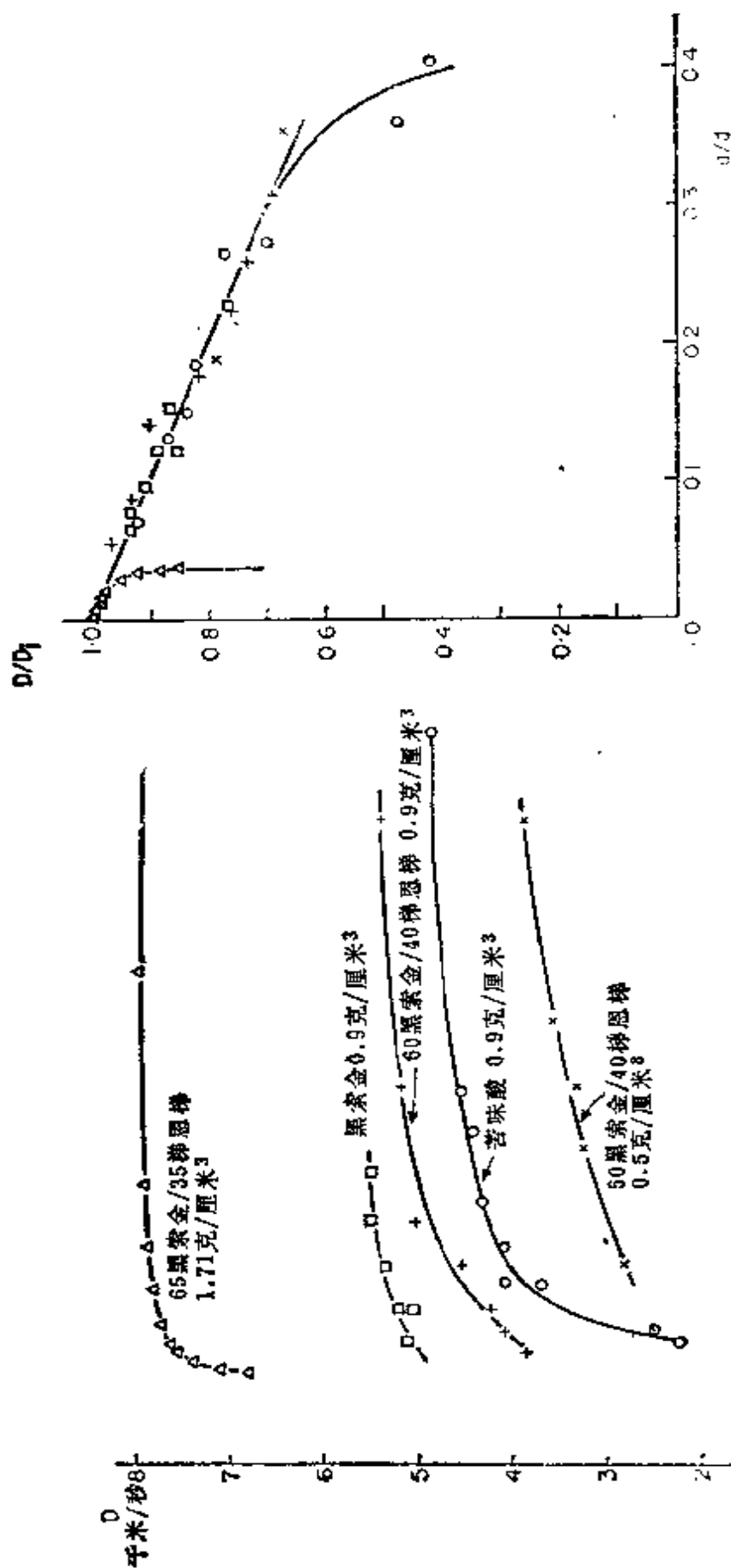
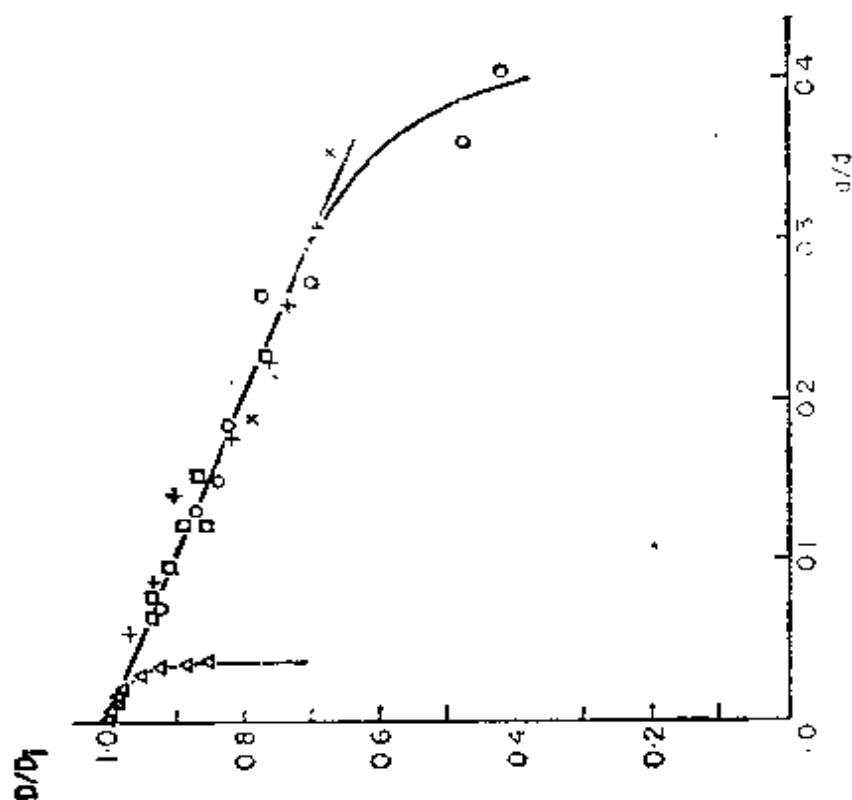
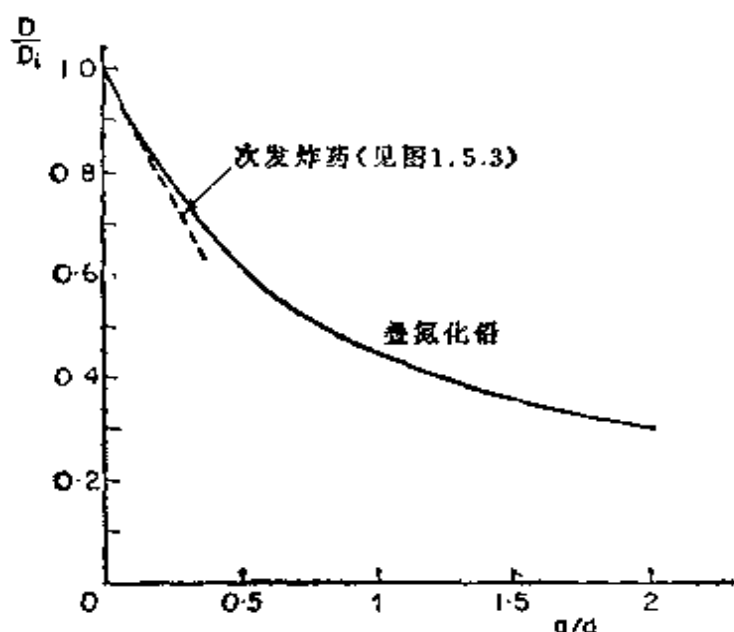


图1.5.2 爆速和装药直径的关系

图1.5.3 D/D_i 和装药直径倒数的关系

(按照图1.5.2的数值)

□—黑索金, $\rho_0 = 0.9$ 克/厘米³, $D_i = 5.90$ 千米/秒, $\alpha = 0.85$ 毫米; +—60黑索金/40梯恩梯, $\rho_0 = 0.9$, $D_i = 5.60$, $\alpha = 1.55$, ×—60黑索金/40梯恩梯, $\rho_0 = 0.5$, $D_i = 4.26$, $\alpha = 3.19$, ○—苦味酸, $\rho_0 = 0.9$, $D_i = 5.30$, $\alpha = 2.17$; △—65黑索金/35梯恩梯, $\rho_0 = 1.71$, $D_i = 8.04$, $\alpha = 0.16$ 。

图1.5.4 D/D_i 和装药直径倒数的关系

叠氮化铅依据斯特洛木绍 (Strömsöe), 单晶体 $\rho = 4.6$ 克/厘米³, $D_i = 5600$ 米/秒, $a = 0.20$ 毫米; 粉末状的 $\rho = 2.0$ 克/厘米³, $D_i = 3400$ 米/秒, $a = 0.45$ 毫米。

$$D/D_i = 1 - 8.7(W_c/W_e)(a/d)^2 \quad (1.5.3)$$

其中 W_c/W_e 是单位长度装药中炸药重量与外壳重量之比。图 1.5.6 表示 $\rho_0 = 1.5$ 克/厘米³ 的 60 梯恩梯/40 硝酸铵的 D 与 $W_c/W_e d^2$ 的函数关系。

表1.5.1 不同密度的60黑索金/40梯恩梯的理想爆速和参数 $a = d(1 - D/D_i)$

ρ_0 (克/厘米 ³)	D (千米/秒)	a (毫米)
0.50	4.26	3.19
0.74	5.10	1.96
0.90	5.60	1.55
1.10	6.20	1.02
1.40	7.15	0.49

艾林等人曾经用不同的流体动力学模型, 试图把方程(1.5.2)中的参数 a 和反应区的厚度 ρ 联系起来。他们都得到 $a \approx \rho$ 的近似结果。

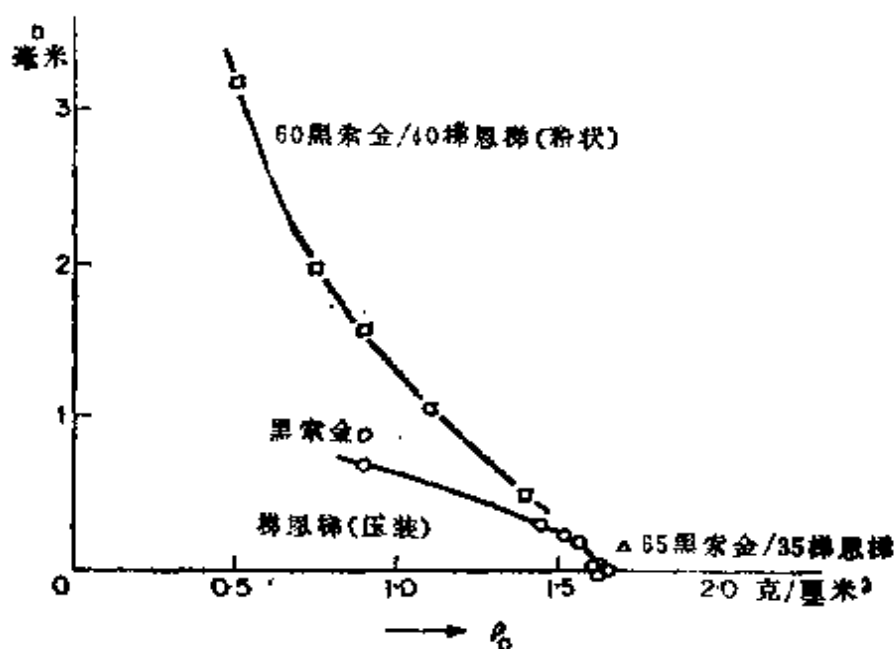


图1.5.5 参数 $\alpha = d \left(1 - \frac{D}{D_i} \right)$ 和初始密度的关系

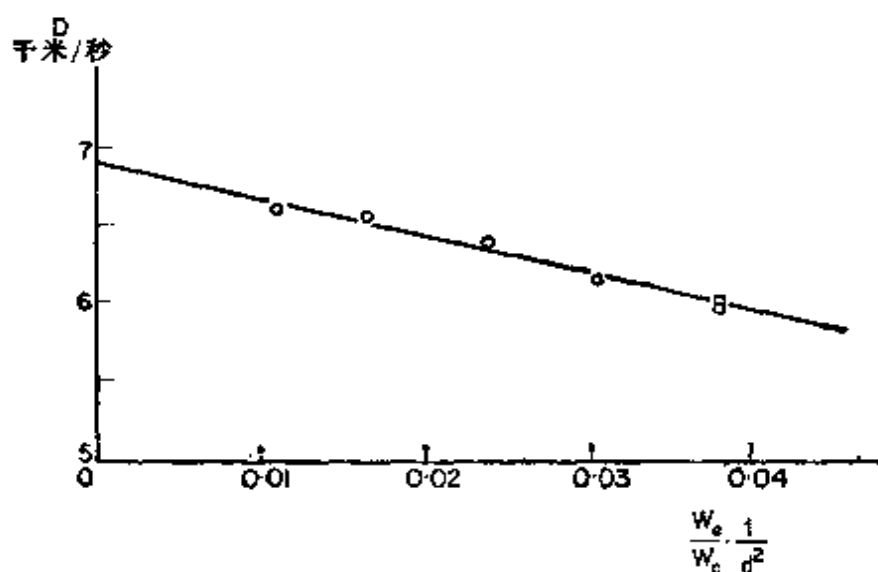


图1.5.6 钢管中的 $\rho = 1.5$ 克/厘米³ 的60梯恩梯/40硝酸铵的爆速与直径平方倒数的关系

正如在反应区结构一节 (§ 1.3) 中所指出的那样,对于上述结果正确性的实验根据即使有也是很少的。例如决定常数 α 的主要因素很可能是在特定反应区域占优势的反应速率,而不是整个反应区的宽度。虽然如此, α 的数值以及它与初始密度的关系,仍然给我们提供一些关于爆轰反应对边界或背面的稀疏波产生的

干扰的敏感度的重要线索。

在单质炸药及其混合物中，直到接近临界密度前，临界直径

都随着颗粒尺寸的

减小和初始密度的

增加而减小。在结

晶密度或很接近结

晶密度时，常常发

现临界直径增大。

这从图 1.5.7 看得

很清楚。图中包括

粉状的，压装的和

铸装的梯恩梯的实

验数据。临界直径

随着压装密度的增

加而减小到几毫

米以后，在铸装密

度时突然增加到几

十毫米。这种情况

可以定性地和常数

α 与初始密度的关

系进行比较（见图

1.5.5）。这种情

况可以由下面设想

的理由来解释：粉

末状或压装的炸药

含有大量的“热点”或起爆中心（见下），可以假定热点的数量

很多，以至爆轰的反应速率是由从这些热点扩展的反应所控制的。还可以认为冲击波的压力愈大，每个中心的反应速率愈大，因为这意味着起初在每个中心有较大的能量集中。这就包含着这样

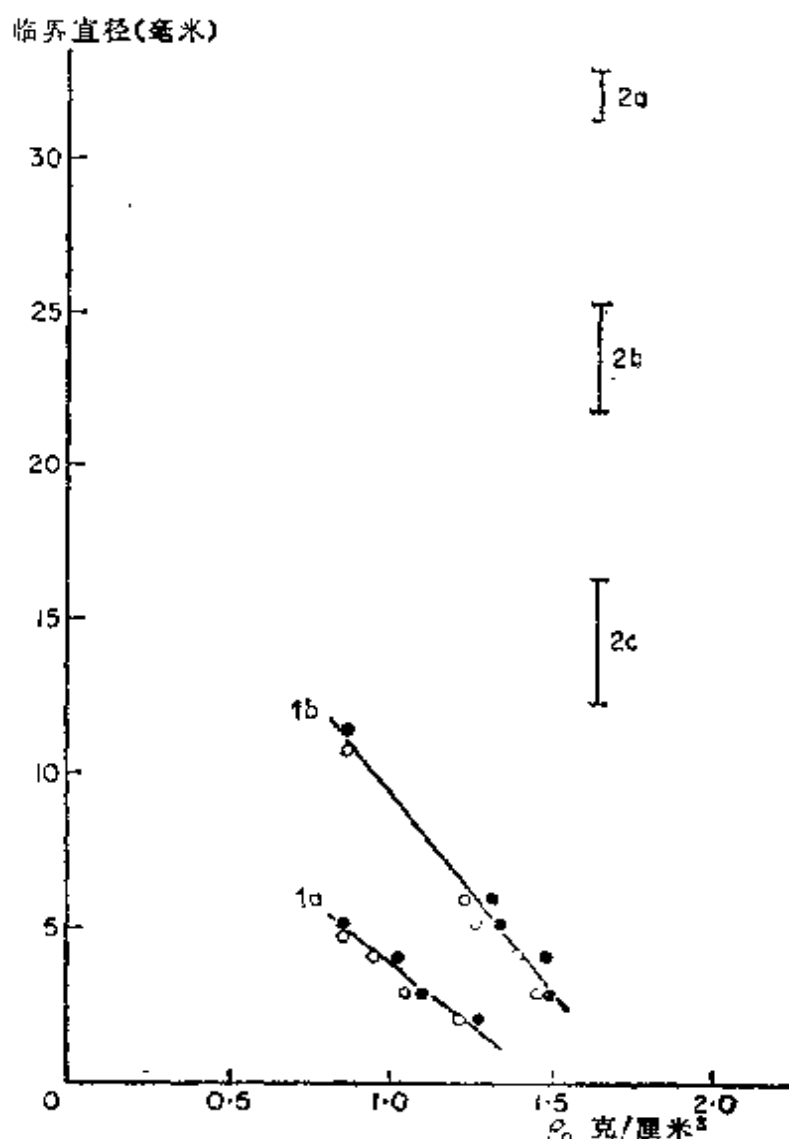


图1.5.7 梯恩梯的临界直径与初始密度的关系

1—压装的或粉状的，依据安德烈也夫和别良也夫。颗粒尺寸：(a) 0.01~0.05毫米；(b) 0.07~0.2毫米。

2—铸装的，依据苏布斯基(Cybulski)等：(a) 纯粹透明的；(b) 乳状的；(c) 含10%粉末的乳状液。

的意思,即假定冲击波压力愈高则热点的初温愈高,即使全部反应完成后的最终平衡温度不是这样。从爆速和爆压随密度的增加而增加的实验结果得出,在粉状或压装炸药中,初始反应速率将随初始密度的增加而增加。这将有降低爆轰对于扰动例如杆状装药侧边处稀疏波的敏感度的作用。因此临界直径和常数 α 随着压装密度的增加而减小。

在到达结晶密度时,这个趋势又反过来了。这可以用由起爆中心支配的反应过程转化为均匀反应起重要作用的过程来解释。的确,起爆中心的数目将随着铸装密度的增加而减少。在铸装梯恩梯中加入许多结晶中心(“乳化”或用粉状炸药作晶种)时,其临界直径比把纯熔化物固化得到的装药临界直径要小。

这种效应并非梯恩梯所独有。波波列夫(Bobolev)发现,密度 1.0克/厘米^3 和颗粒尺寸 $0.025\sim 0.1$ 毫米的压装泰安的临界直径在 0.7 和 0.86 毫米之间,而霍兰(Holland)等人发现单晶泰安的临界直径大于 8.5 毫米。

这个主要特征也适用于猛炸药的混合物,虽然在铸装炸药,如像黑索金/梯恩梯或奥克托金/梯恩梯中,在不同密度或不同冲击阻抗的颗粒界面上,冲击波的相互作用使其在高密度时仍保持起爆中心占优势的作用。在这种情况下,颗粒的边界明显地起着起爆中心的作用,因此,这些混合炸药当接近结晶密度时,临界直径只略有增大。

部分或全部能量是由一种成分在氧化剂,例如硝酸铵的助燃下释放出来的混合炸药(铵油或梯恩梯/硝酸铵),表现出一种不同的和更加复杂的行为。

图 1.5.8 表示硝酸铵-燃料(泥煤)炸药的临界直径随初始密度和颗粒尺寸的增大而增大,这是根据安德烈也夫和别良也夫的数据作出的。波波列夫指出,50 梯恩梯/50 硝酸铵在初始密度约 1.2克/厘米^3 时,有一个最大的临界直径(见图 1.5.9)。于是,一个直径 8 毫米的装药将在低于 1.0 和高于 1.3克/厘米^3 的密度时爆

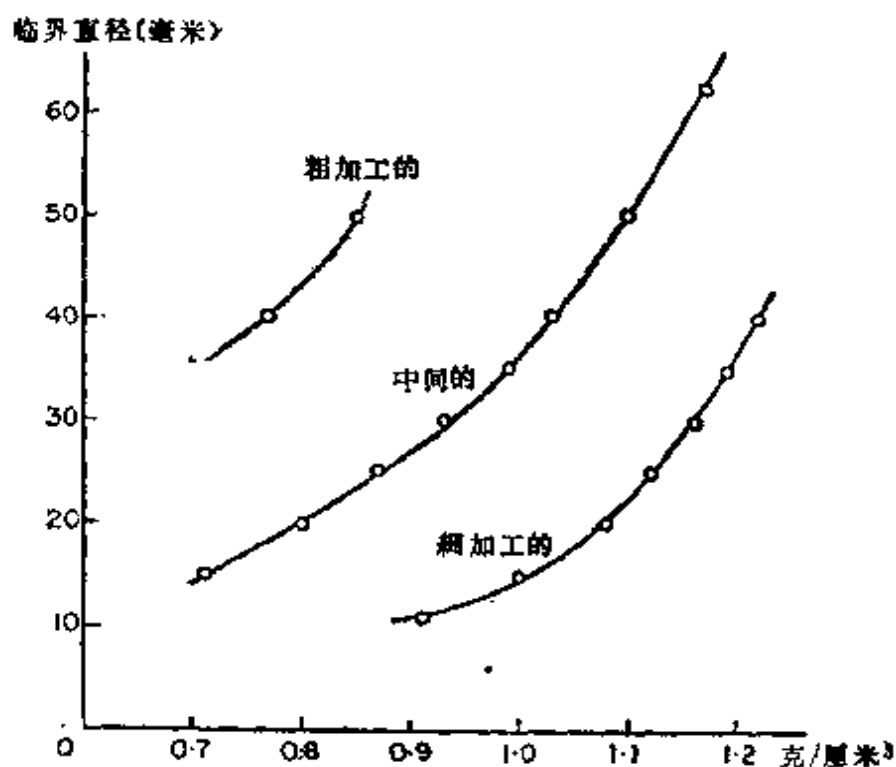


图1.5.8 硝酸铵-燃料(泥煤)炸药在不同颗粒尺寸时临界直径和初始密度的关系

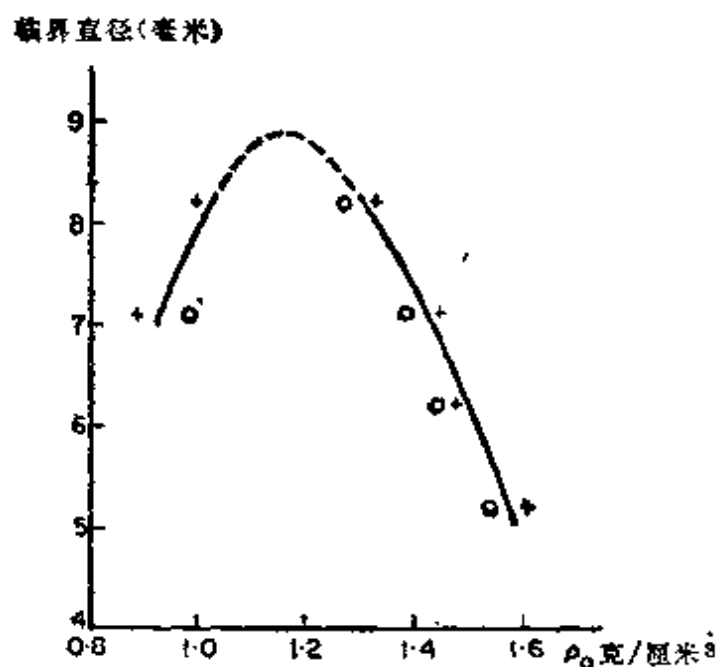


图1.5.9 50梯恩梯/50硝酸铵的临界直径与初始密度的关系

轰，但是密度在这两个数值之间时不能爆轰。

唐娜普赖斯 (Donna Price) 分析各种炸药的临界直径和起爆特性的实验数据后指出，粉状密实的过氯酸铵 (AP) 的临界直径随着初始密度的增加而增加 (见图 1.5.10)。这种装药当装药直径不变时，爆速与初始密度的关系曲线中也出现最大值 (见图 1.4.4)。这种和那些单质猛炸药如梯恩梯，黑索金或泰安相反的行为，对于另一类爆炸物质来说是典型的。除过氯酸铵外，这类物质包括单质的硝基胍 (NQ) 和硝酸胍 (HN) 以及如硝酸铵-油料 (ANFO) 和梯恩梯/硝酸铵 (TNT/AN) 等混合物。这些物质都是在爆轰传播时非常明显地以起爆中心或颗粒燃烧机理为特征的。

梯恩梯、黑索金、泰安和其它炸药，在临界直径时以很高的速度进行的爆轰突然熄灭，而与之相反，当上述这类炸药的装药直径达到临界值时，爆轰和低爆速逐渐衰减的。将给定装药直径时的稳定爆轰压力与起爆所需要的冲击波压力进行比较，可以对一种

炸药的爆轰特性提供重要的线索。如果这种差别很大，像密度很高的压装黑索金、梯恩梯或泰安那样，则这种炸药将更相似于第二类物质的行为。密度很低的梯恩梯或黑索金粉末，如果爆轰压力变得足够低的话，可能在作用方式上类似第二类。

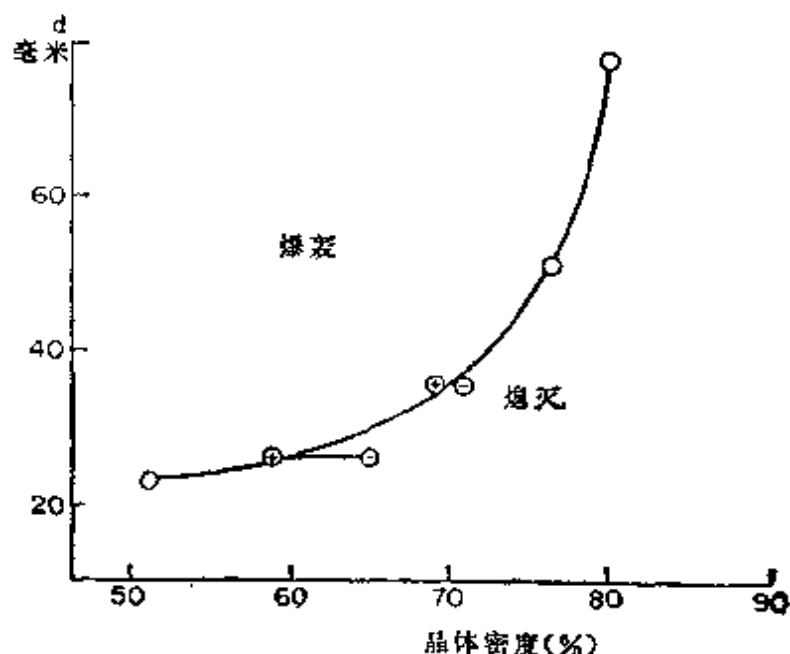


图1.5.10 过氯酸铵爆轰的临界直径与初始密度的函数关系

平均颗粒尺寸10 μ 。⊕—爆轰，⊖—熄灭，
○—边界线的值。

当直径超过临界值时,炸药的初温对爆速的影响很小。这种影响的主要原因,显然是由于热膨胀所引起的初始密度随着温度的变化。于是坎贝尔等发现,硝基甲烷在 $-5\sim 33^{\circ}\text{C}$ 的范围内实验的爆速与下列方程式相符合

$$D = 6.3521 - 0.004235t - (0.01541 - 0.0003105t)(1/d) \quad (1.5.3)$$

式中 t 是初温,以 $^{\circ}\text{C}$ 表示; d 是装药直径,以厘米表示。

临界直径对初温的依赖关系远大于此。根据别良也夫的研究,图 1.5.11 表示硝化甘油和图 1.5.12 表示液态梯恩梯的临界

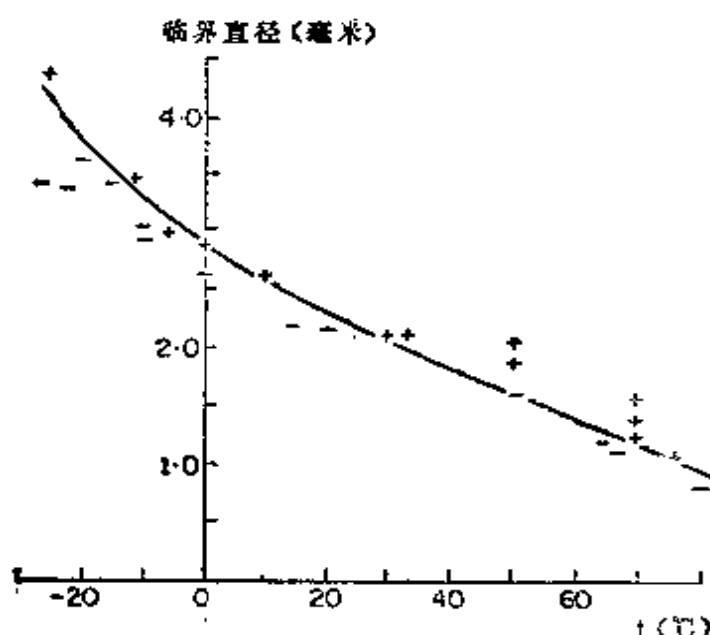


图1.5.11 装在玻璃管中的硝化甘油的临界直径与初温的函数关系

+—稳定爆轰(高速); —爆轰熄灭。

直径与初温的函数关系。这些炸药是装在薄壁的玻璃管中的。发现硝化甘油的临界直径由 -20°C 时大约4毫米减少到 80°C 时大约1毫米。对于梯恩梯,在刚超过熔点时临界直径介于50~60毫米之间(见图 1.5.7, 铸装梯恩梯的临界直径介于31到33毫米之间),而在 240°C 时减少为约6毫米。这样大的变化主要不是因为密度的差别。在表 1.5.2 中所表明的在临界直径时爆速随初温的变化很小,就是对这种说法的一个说明。

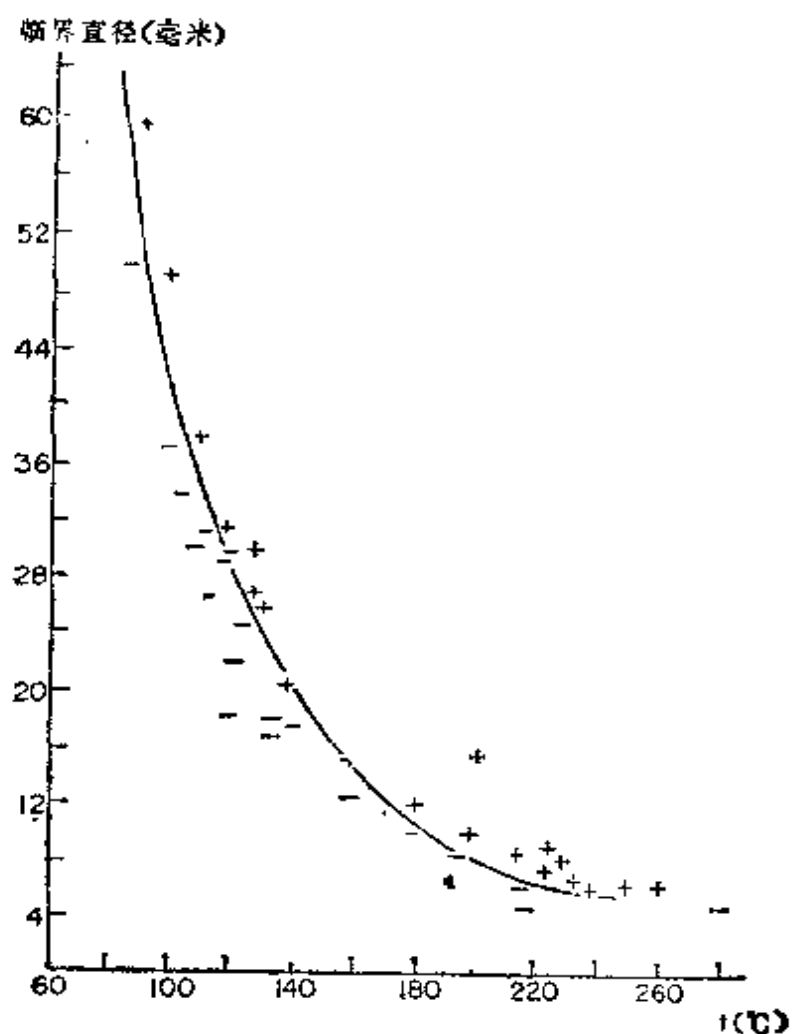


图1.5.12 液态梯恩梯的临界直径与初温的函数关系

+—稳定爆轰(高速); —爆轰熄灭。

在图 1.5.13 中所表示的结果,说明了反应速率随温度变化的机理。粉状梯恩梯在初始密度为 1.0克/厘米^3 时的临界直径,从 75°C 时的 5.5 毫米增加到 -193°C 时的 10 毫米。

表1.5.2 液态梯恩梯在接近临界直径的玻璃管中的爆速

初 温 ($^\circ\text{C}$)	装 药 直 径 (毫米)	爆 速 (千米/秒)
250	6.2	6.100
150	16.0	6.300
90	60.0	6.500

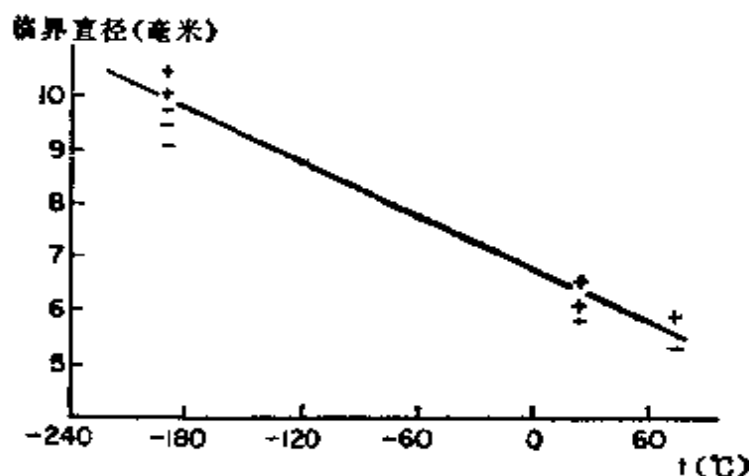


图1.5.13 粉状梯恩梯的临界直径与初温的函数关系

+—稳定爆轰；——爆轰熄灭。

§ 1.6 代那迈特及其它非均质炸药中的

低爆速和高爆速

硝化甘油炸药在装药直径低于一定的临界值时能以 6000~8000米/秒的正常速度爆轰，也能以 2000~3000米/秒的低速爆轰。对低速传播来说，炸药中必须含有容易起爆的中心，这种中心通常以空气泡的形式出现，在该处甚至在很低的冲击波强度下也能发生分解过程。在低速爆轰过程中，只有一小部分炸药能量用来支持冲击波，其余的能量是由后效燃烧释放的。沃森等曾经指出，如管壁材料中的音速大于液体炸药中的音速的话，原来不含气泡的液体炸药在管状容器中也能以低速爆轰。这是由于管壁材料中先驱冲击波产生空化气泡引起的。这些气泡产生在爆轰阵面的前头，甚至在阵面压力很低时它也成为起爆中心。因为这需要与管壁的材料结合起来讨论，我们把液体炸药中的低速爆轰放在 § 3.5 中研究，这里只讨论代那迈特的低速爆轰问题。图 1.6.1 表示浸在水中的代那迈特的两种爆轰的照片，是用开式快门得到的。左边是低速爆轰，右边是高速爆轰。如图 5.2.1 中的瞬时照相所示，在高速爆轰时光线是从狭窄的反应区放出，故装药有明显的

外形轮廓。用同样的照相条件,在低速爆轰时没有记录到光线。用开式快门记录下来的强光线,是由于后效燃烧并且可能是在爆轰结束以后相当长的时间内发出的。

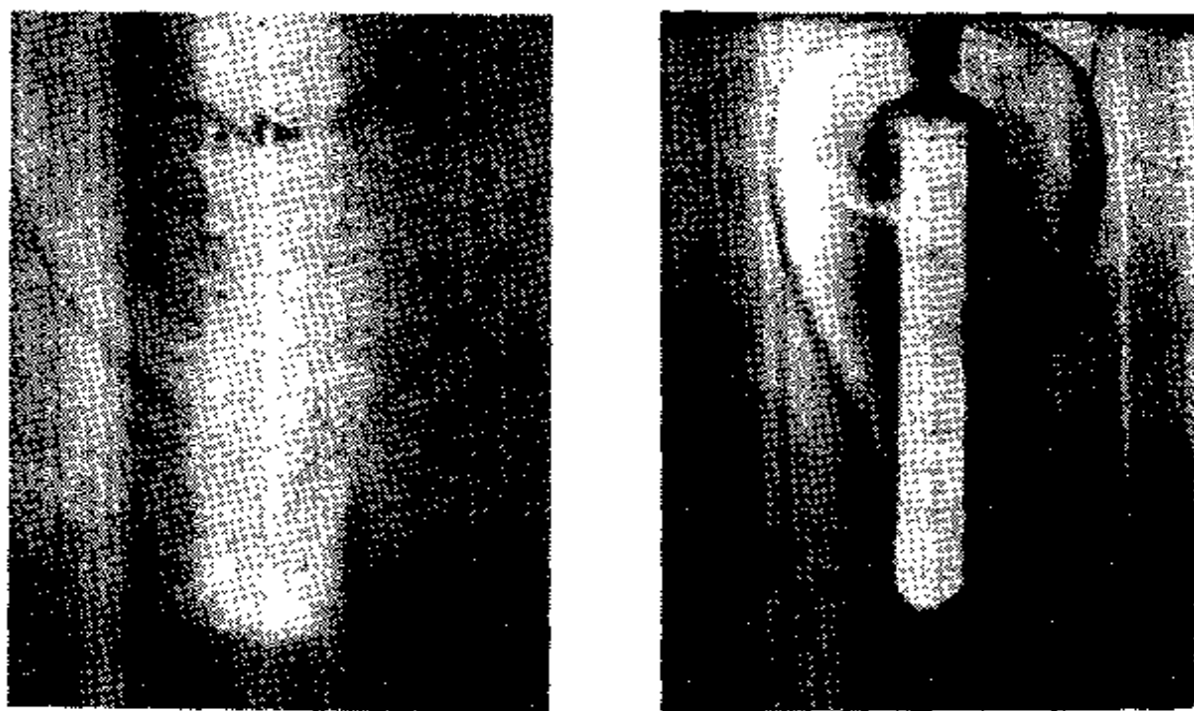


图1.6.1 用开式快门和闪光所摄的照片

当含35%硝化甘油的胶质硝酸铵代那迈特在周围是水的玻璃管($d = 23$ 毫米)中爆轰时。左边是低速爆轰,右边是高速爆轰。

图1.6.2a表示直径为29毫米的代那迈特B装药以5400米/秒的速度爆轰时的四个曝光镜头。

图1.6.2b表示直径25毫米的代那迈特药卷用8号雷管起爆以后,以2000米/秒的速度爆轰的四个曝光镜头。炸药是含35%硝化甘油/硝化乙二醇的胶质代那迈特。曝光的时间间隔是7微秒。图1.6.3表示在四个不同的时间爆轰波阵面与起爆端雷管的相对位置。

当炸药被起爆时,其爆速的高低决定于装药的尺寸和外壳以及起爆的强度。下面给出LFB代那迈特的一个研究结果:LFB代那迈特是一种胶质硝酸铵代那迈特,含有35%1:1的硝化甘油/硝化乙二醇,5%硝化纤维,58%硝酸铵和2%木粉。该研究是在

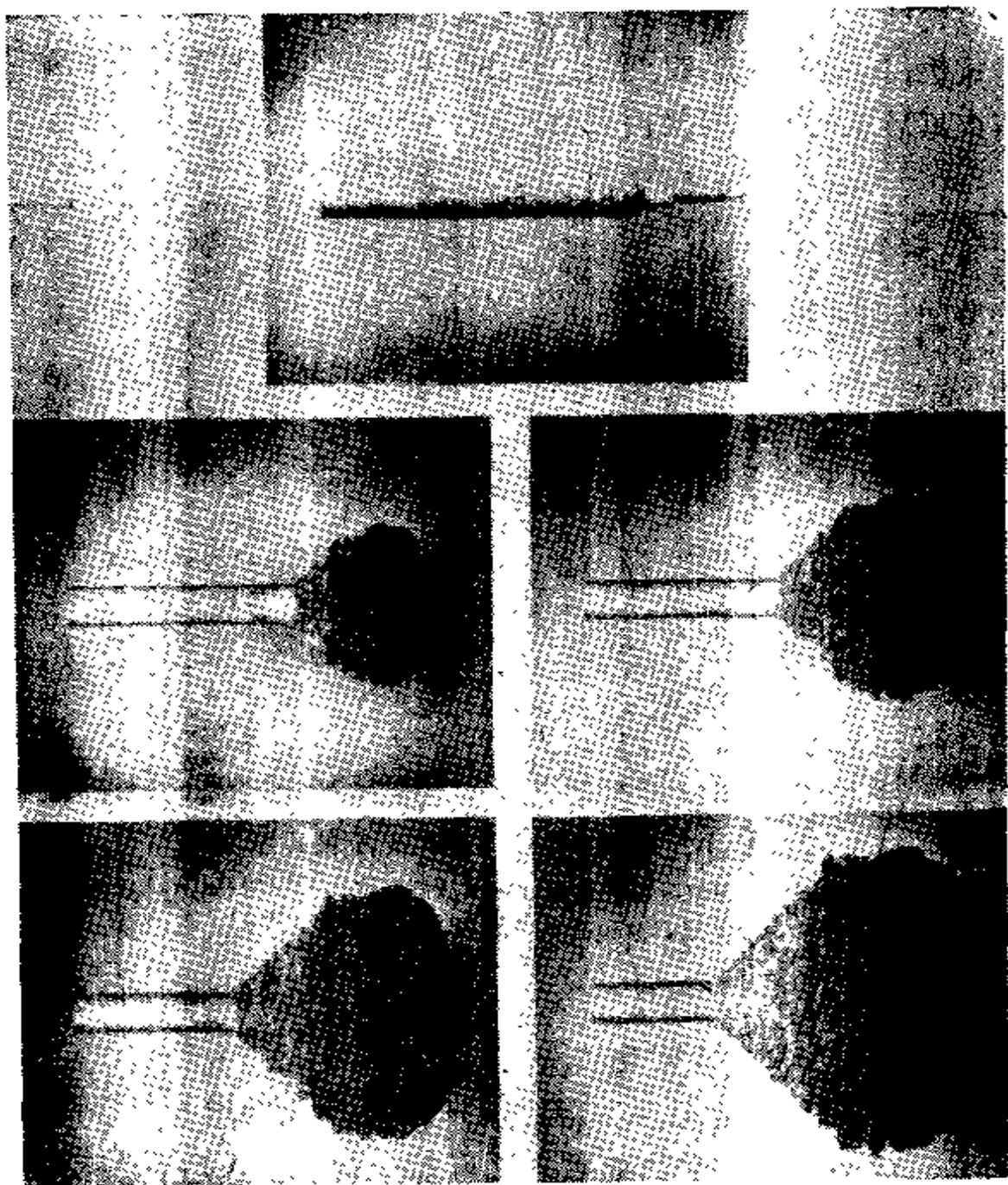


图1.6.2a 高速(5400米/秒)爆轰的代那迈特药卷的瞬时图

画面间的时间间隔 5 微秒, 曝光时间0.1微秒。

1946~1947 年进行的, 因此大部分爆速是用道特里什法测定的。

在 LFB 代那迈特中, 低速爆轰是由 8 号雷管起爆的。但是, 如装药直径超过某一临界值时, 则在一段短的行程以后低速转变为高速。对于装在纸管中的装药, 如果直径是 32 毫米或更大一些, 就发生这种情况。如果雷管用 1~2 克压装的梯恩梯或泰安传

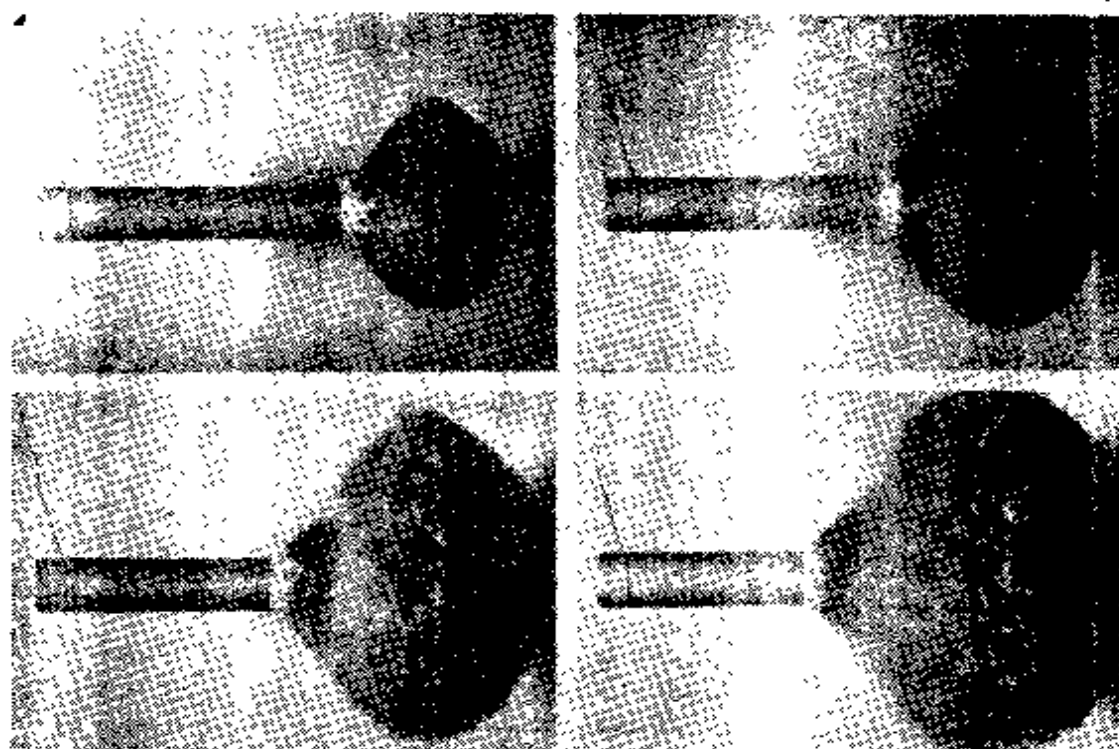


图1.6.2b 低速(2000米/秒)爆轰的代那瓦药卷的瞬时照相
画面间时间间隔7微秒；曝光时间1微秒。

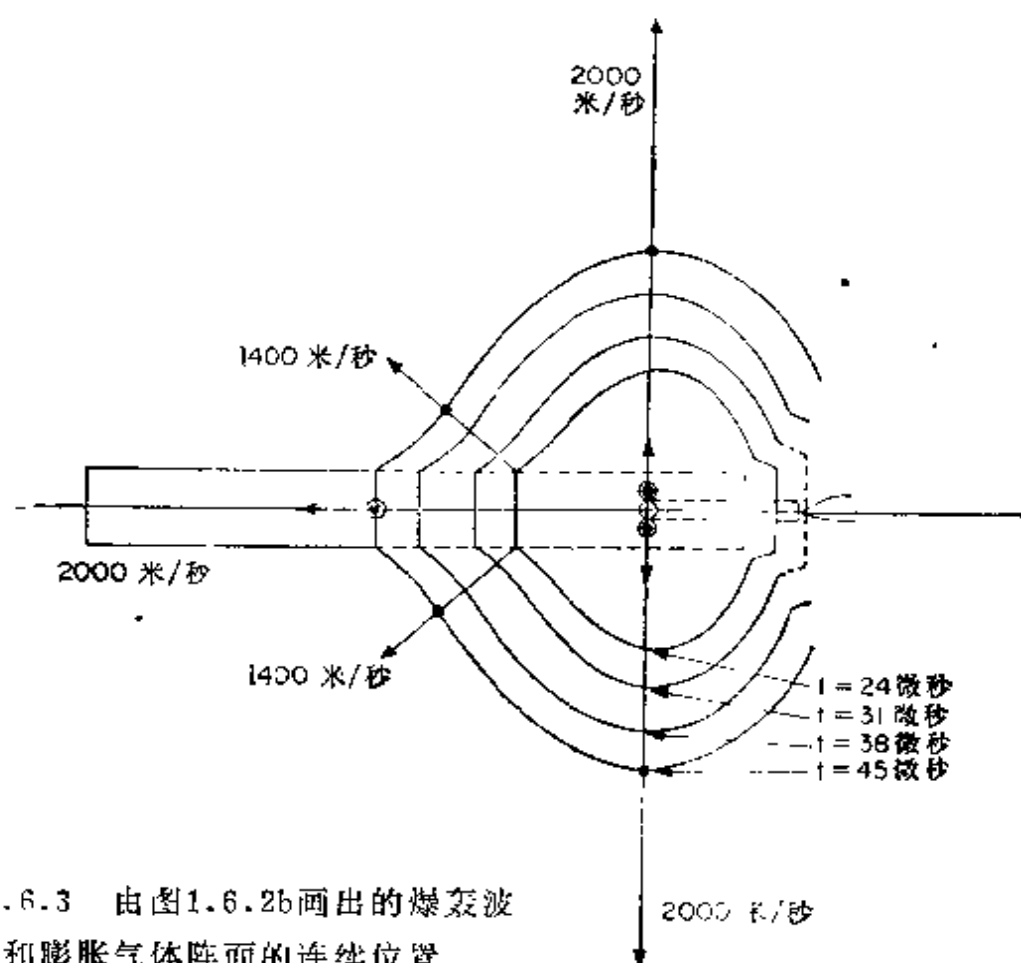


图1.6.3 由图1.6.2b画出的爆轰波
和膨胀气体阵面的连续位置

爆药加强，就直接引起高速爆轰。低速爆轰时稳定爆轰的最小直径（临界直径）比高速爆轰时小。在玻璃管中，低速爆轰的临界直径约 14 毫米，而高速爆轰的临界直径则为约 18 毫米。如果直径在二者之间，则用 8 号雷管引爆以后，装药以低速爆轰。如雷管用传爆药加强则引起高速爆轰，但在传播很短的距离以后，爆轰完全熄灭，因为高速不能转化为低速，而此直径又太小以致不能使高速爆轰达到稳定。表 1.6.1 根据 N. 伦德伯格 (N. Lundborg) 的一个未发表的研究列出了这种结果。

表 1.6.1 玻璃管中的 LFB 代那迈特的起爆

装药直径 (毫米)	雷 管 和 传 爆 药	结 果 (括弧中是实验次数)
10	8 号雷管	无效(2)
	8 号雷管 + 15 × 25 梯恩梯	无效(2)
14	8 号雷管	低速(3)
	8 号雷管 + 15 × 25 梯恩梯	无效(4)
	8 号雷管 + 14 × 25 梯恩梯 + 14 × 25 泰安	无效(1)
15	8 号雷管 + 15 × 25 梯恩梯	无效(1)
18.5	8 号雷管 + 15 × 25 梯恩梯	高速(1)

对纸管中的 LFB 代那迈特测定爆速，其装药直径为 25 毫米，爆轰成长距离 10 厘米，测量距离 30 厘米，当用 8 号雷管起爆时，爆速 $D = 2535 \pm 22$ 米/秒(14 次实验)；当用 8 号雷管加 2 克泰安传爆药起爆时，爆速 $D = 5890 \pm 22$ 米/秒(17 次实验)。低速爆轰时数据的散布较大，但是当使用同一批代那迈特装药时，散布还不太大。对于不同批的代那迈特低爆速值的散布是相当可观的。

表 1.6.2 给出了装在纸管中的直径为 25 毫米和长度为 100 厘米的 LFB 代那迈特装药离起爆端不同距离时爆速的平均值，测量距离为 30 厘米。

纸管中的直径 25 毫米的 LFB 装药的低速爆轰是稳定的。如果装药放在足够长的钢管中，则当爆轰波通过钢管时由低速转变

表1.6.2 直径25毫米的纸管中LFB的爆速

梯恩梯传爆药 (克)	离端面的距离 (厘米)			
	25	45	65	85
0.65	2460	—	—	2340
0.95	6000	5970	5920	6010
2.0	(5080)	5920	5900	5940

为高速。用如图 1.6.4 中所示的装置，必需的管长大约是 $l = 25$ 毫米，此长度完全与 a 无关，直到 $a = 0$ 。

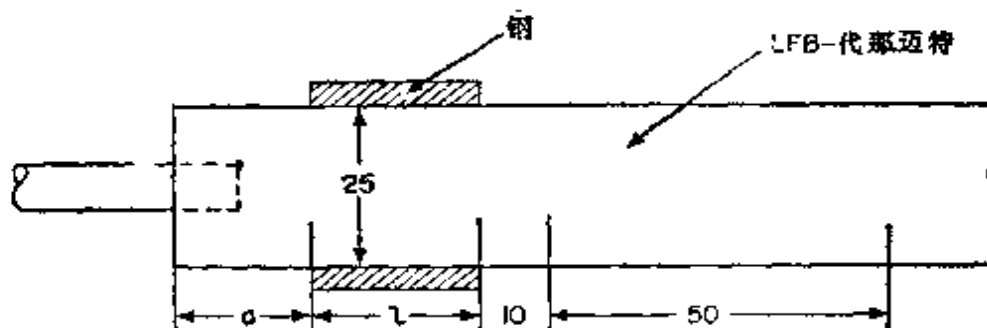


图1.6.4 用短套管时从低速爆轰转为高速爆轰。距离以毫米表示

在代那迈特中混以很细的颗粒状粉末，也可以使纸管中的直径 25 毫米的装药由低速转为高速。图 1.6.5 表示具有两个 100 毫米测量长度的测定装置。第一个测量长度上的平均速度 D' 是混有粉末的代那迈特的速度，第二个测量长度上的平均速度 D'' 是纯代那迈特的速度。图 1.6.5 (b) 表示含玻璃粉末的代那迈特的结果，如玻璃粉末颗粒的尺寸是 0.085 毫米，在含有重量 0.2% 时， $D'' = 3000$ 米/秒，而在含量增加到 0.5% 时， $D'' = 6000$ 米/秒。 D' 随着粉末重量百分比的增加而连续增大，直到含量 10% 时达到 6000 米/秒。其主要原因可能是在测量距离内发生了从低速向高速的转变。按照图 1.6.6b，在不含粉末的 LFB 代那迈特中，由低速到高速的转变实际上是不连续的。含玻璃粉末的代那迈特当粉末尺寸分别在 0.085~0.125 毫米和 0.125~0.250 毫米的范围内时，也得到由低速向高速的转变，但是对于 0.25~0.50 毫

米, 则没有这种转变 (见图 1.6.5(b))。当含玻璃粉末的代那迈特老化时, D' 值降低。颗粒尺寸在 0.02 和 0.06 毫米之间的铁粉 (还原铁粉) 具有与颗粒尺寸小于 0.085 毫米的玻璃粉大致相同的效果, 并且这也适用于铅的氧化物和铈的氧化物。另一方面, 重量占 2.5% 的 Al_2O_3 粉末、或铝的鳞片、或者煤粉, 却无此作用。

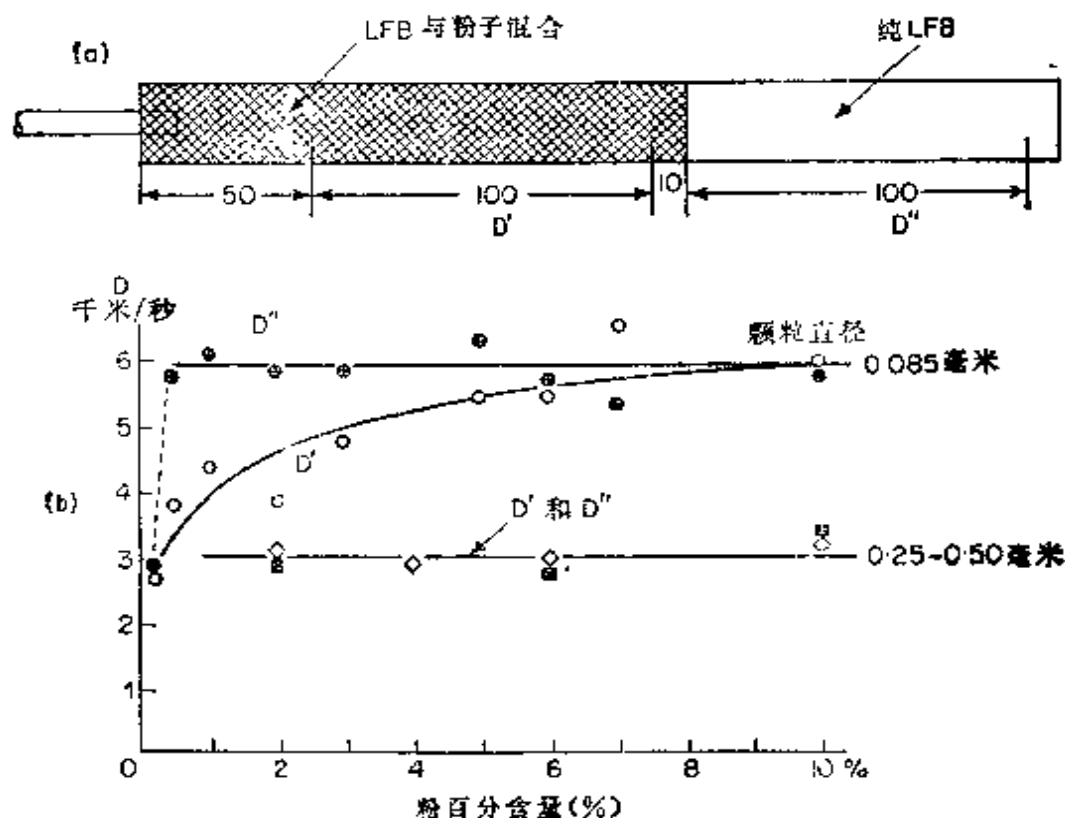


图1.6.5 含有玻璃粉的代那迈特中由低爆速转变为高爆速
距离以毫米表示。(a)装置;(b)实验结果。

登普斯特 (Dempster) (1956) 曾得到类似的结果。用一个直径更大的 LFB 代那迈特传爆药, 也能够引起纸管中直径 25 毫米的 LFB 装药的高速爆轰。图 1.6.6a 表示由 8 号雷管、直径 44 毫米的传爆药、50 毫米上升距离和 100 毫米测量距离组成的装置。此图表示用一定长度的传爆药达到由低速向高速的转化。

塞尔别尔格等人研究了 LFB 代那迈特由低速转变为高速时, 装药直径与外壳重量之间的关系。在铝、铜、黄铜和纸管中, 当

$$m > 26.8 \sim 8.4d \quad (1.6.2)$$

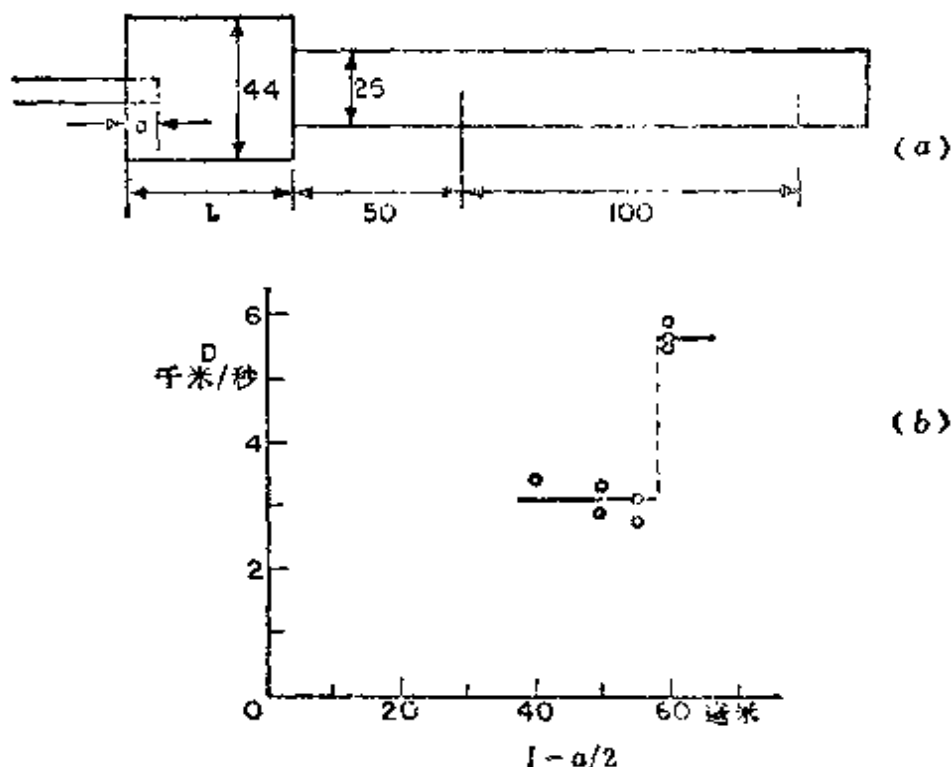


图1.6.6 由代那迈特炸药在代那迈特中引起高速爆轰。距离以毫米表示

时，有一个从低速到高速的突然变化。其中 m 是管的重量，以克/厘米计， d 是管的直径，以厘米计。根据方程(1.6.2)， $d = 3.2$ 厘米是无外壳装药转化的极限值。在钢管中，管子强度的影响由高速和低速之间的分界线确定，此分界线用一个钟罩形的曲线来表示，当 d 趋于3.2厘米时，它趋近于直线(见图1.6.7)。

在颗粒状的固体炸药和含有空气泡的液体炸药中，也可以得到低爆速。图1.6.8表示巴非诺夫(Parfenov)等人得到的一些结果。密度在1克/厘米³左右的颗粒状黑索金、特屈儿和梯恩梯的装药，如果装药直径小于某一临界值的话，就能够以低速($D \leq 2000$ 米/秒)爆轰。若颗粒尺寸是1.0~1.6毫米，黑索金的临界直径是15毫米，梯恩梯的临界直径是30毫米。格顿(Gurton)曾指出，含有气泡的硝化甘油当压力为1巴时，在直径11毫米的玻璃管中以低速爆轰。速度值的散布是很大的。用1号雷管起爆时测定值为1410，1160和950米/秒。用4号雷管起爆时可以得到

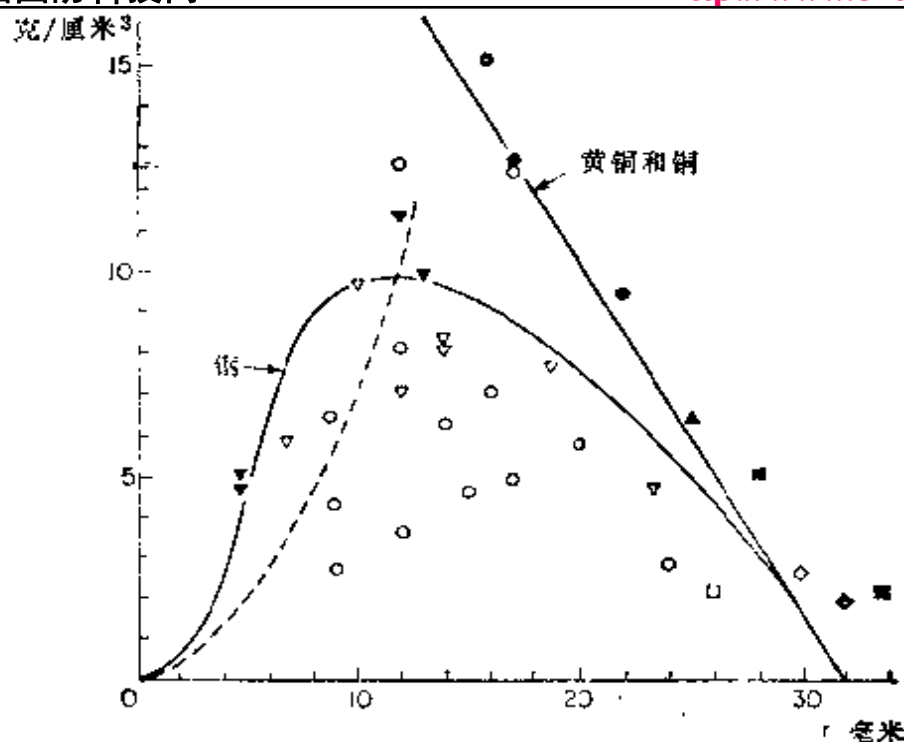


图1.6.7 管中的LFB代那迈特的高爆速和低爆速区与管径和质量的函数关系

□—铝；○—黄铜或紫铜；—钢；▽—铁；
◇—酚醛塑料纸壳。未充满的；低速。充满的；
高速。实线表示低速和高速区之间的分界。

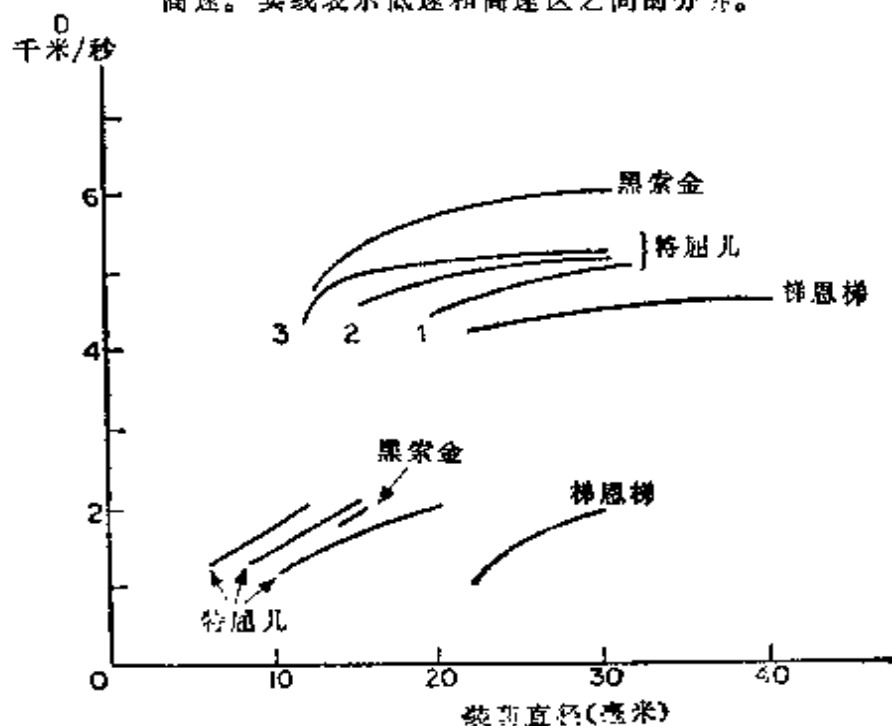


图1.6.8 粉末状炸药中的高爆速和低爆速
特屈儿，0.9克/厘米³，颗粒尺寸(毫米)：1/1.0~1.6，
2/0.63~1.0，3/0.4~0.63；黑索金，1.0克/厘米³，
1.0~1.6毫米；梯恩梯，0.95克/厘米³，1.0~1.6毫米。

到高速 (7690米/秒) 和低速 (1250米/秒) 爆轰。在甲烷气中, 当用 4 号雷管起爆时, 在 14.3 巴的压力下测得高爆速 (6670米/秒), 但是在更高的压力下直到最高的实验压力 677 巴时, 硝化甘油仍以低速爆轰。此速度有随压力略有降低的趋势, 由 18~20 巴时的 1100~1200米/秒到 50~70 巴时的 800~900米/秒。

克拉彭 (Clapham) 关于含有气泡的硝化甘油的爆速和管径的关系的研究指出, 用 2, 6 和 8 号雷汞雷管, 直到 38 毫米直径都给出低速爆轰, 然而用 8 号布里斯卡 (Briska) 雷管, 在小到 6 毫米的所有直径都给出高速爆轰。在布里斯卡雷管中, 次发炸药在底部压到 2000 巴, 在上部压到 30 巴。一些结果表示在图 1.6.9 中。低爆速 (2000米/秒) 以及高爆速 (8300米/秒) 与直径无关这一事实具有特殊意义的。但是在最小直径 (6 毫米) 时只有 1000米/秒的低爆速是个

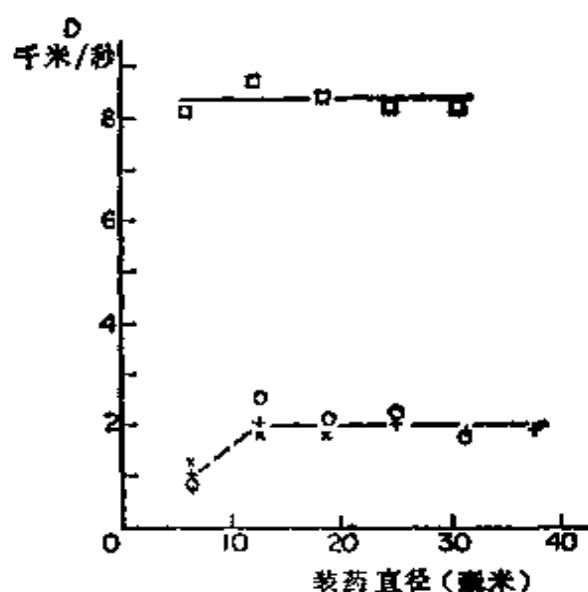


图1.6.9 含有空气泡的硝化甘油中的低爆速和高爆速

雷汞雷管: ○—1号; +—6号;
×—8号; □—布里斯卡雷管, 8号。

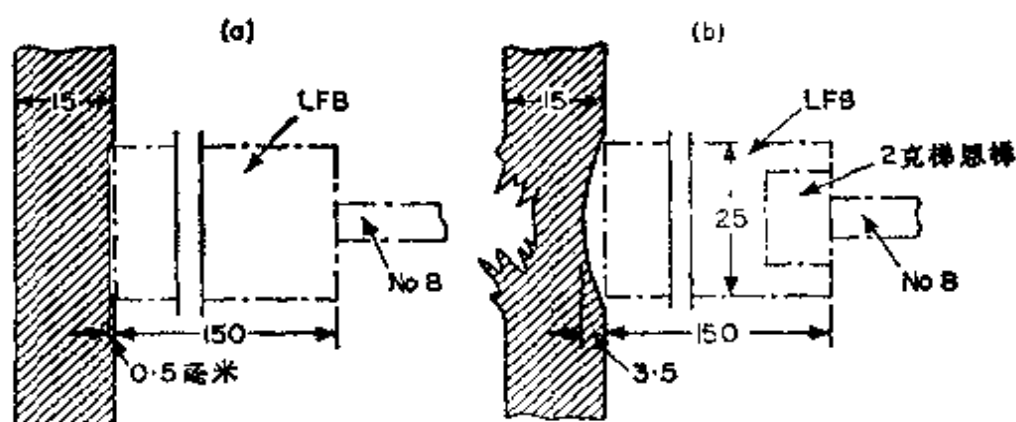


图1.6.10 直径25毫米的LFB代那迈特装药对15毫米钢板的端部效应
(a) 低速; (b) 高速。

例外。

当 LFB 装药低速爆轰时，在与它相接触的钢或黄铜板中产生的机械作用是很微小的。图 1.6.10 分别表示长度 150 毫米、直径 25 毫米纸管中的 LFB 装药以低速和高速爆轰时对与它的末端相接触的 15 毫米厚的钢板的作用。图 1.6.11 表示放在 10×10 毫

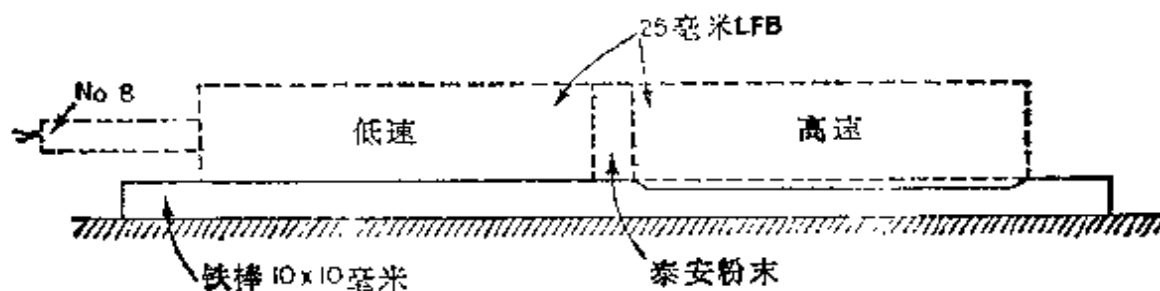


图 1.6.11 高低速爆轰的说明

米铁棒上的 25 毫米以纸管包装的药卷。当代那迈特以高速爆轰时，铁棒变形为宽约 15 毫米高约 7 毫米。当低速爆轰时没有明显的变形。但是，对于无壳装药来说在低速爆轰时由于后效燃烧压力持续的时间比高速爆轰要长一些，所以用代那迈特药包测得的冲量差很小。测定时，直径 25 毫米的代那迈特药包的末端与直径 90 毫米的钢螺栓的末端相接触，而钢螺栓与弹道摆连接在一起。图 1.6.12(a) 表示它的装置，图 1.6.12(b) 表示冲量与装药长度的关系。冲量随着装药长度而增加，低爆速时可至 1250 公斤·米/秒，高爆速时可至 1450 公斤·米/秒。

在岩石爆破中，代那迈特完全填满炮眼时以高速爆轰。具有略为变形的不完全包装的药卷和有大的空气缝隙的代那迈特装药，通常以低速爆轰。但是经验表明，在台式爆破（即炮眼和自由表面平行的爆破）时，炸药对岩石爆破的能力在低速和高速爆轰时几乎是相同的。这是由于炸药是密闭的，当爆炸气体绝热膨胀而松动岩石时后效燃烧已经完成，并且在爆炸气体中炸药能量的主要部分仍然可以利用。

最近布朗 (Brown) 等人对于解释低速爆轰机理的尝试虽然

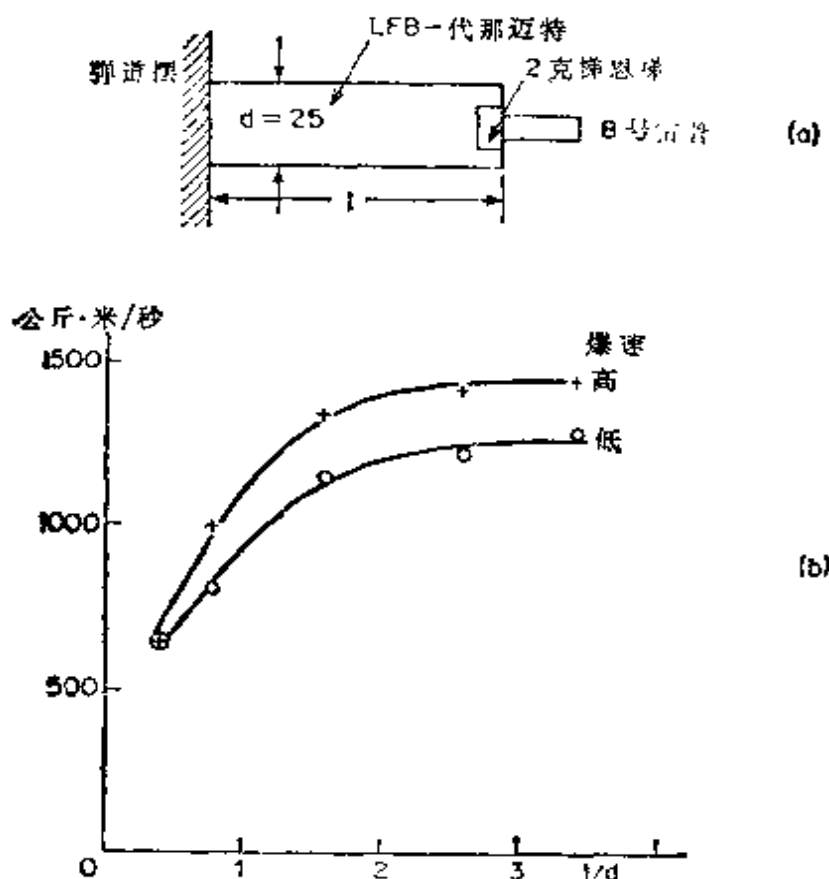


图1.6.12 直径25毫米的 LFB代那迈特装药在高速和低
速爆轰时传到与其端部接触的弹道摆上的冲量

(a)装置; (b)结果。

尚未得到普遍公认的理论,但是前面的假定,即只有一部分炸药能量支持冲击波阵面的运动是有道理的。

所有具有低爆速与高爆速的炸药的共同特征是,它们都是非均质的并且具有高的冲击波感度。代那迈特就是一种由于含有空气而十分不均匀和冲击波感度高的炸药。含有空气泡的液态硝化甘油是另一种。几种粉末状的炸药如硝酸铵与结晶的猛炸药的混合物,也发现有两种爆速,或者至少有一个2000米/秒以上的很宽的爆速范围。再者,因为有足够的热点,这些炸药对冲击波是十分敏感的。低速爆轰的另一个重要特点是有一个临界直径,在此直径以上,只有高速爆轰才是稳定的。

这些特征表明了低速爆轰和冲击波起爆时,起爆区中被化学反应支持的冲击波之间非常相似。这相似性指出,在低速爆轰中,

如同在有反应的冲击波中一样，只有十分接近冲击波阵面的那部分炸药的反应，才能影响冲击波压力和传播速度。而侧向稀疏波必定抵销建立正常的高级爆轰的趋势。

低速爆轰最令人费解的特征或许是它的规律性，上述对 LFB 代那迈特的测定表明了这种规律性，其中 14 次实验的标准误差小于 $\pm 1\%$ 。这表明炸药能量的一个特定部分对快速的和容易起爆的反应有用而其余部分则无用。

“热点”的概念对这种行为提供了一个表面上讲得通的解释。在热点处，炸药的一小部分进入迅速的反应，并且此反应并非总是迅速地传到周围的炸药。含有较多细小气泡的硝基甲烷就是这种情况。

沙尔曾经在反应区长度和爆速成反比，以及从冲击波阵面到 C-J 平面的距离和爆速无关的假定下来讨论低速爆轰。他把这些假定和均质一级反应的图像结合起来，并进一步假定爆速从稳定值再增加需要一个附加能量来支持这个波，这个附加能量比由增加反应速率得到的能量还要大。

他的分析表明有两种爆速稳定区，其中低速区与其说对应于一个确定值，不如说对应于许多低爆速值。

塞尔别尔格曾经研究过炸药在两个互不连系的阶段发生反应的情况，其中第一阶段是包含热点反应在内的一小部分炸药 θ 的完全反应。第二阶段是在炸药和其余下部分分解的反应产物的侧向膨胀混合物中的缓慢反应。这个模型的一个重要特征，是第一阶段释放出来的大部分能量作为 θ 部分炸药完全分解成气态产物所含有的内能。未反应炸药得到内能的增量，只是相应于绝热压缩到相同压力时的增量。因此，在未反应炸药中温度比已反应的部分低得多。人们假定第一阶段的反应是在没有出现任何侧向膨胀以前发生在紧靠冲击波阵面的附近。

塞尔别尔格利用了二元状态方程式的爆速 D 与 θ 的函数关系。这两条曲线相交于两点（见图 1.6.13 中 A 和 B）。对于小的

θ 值和小的空隙容积，在对应于较低点 B 的状态时质点速度接近于零，因此 $u_s < D$ 。于是，B 点表示稳定的低速爆轰。与 A 点以下的点相对应的波衰减或增长到稳定状态 B，与 A 点以上的点相对应的波成长为高速爆轰。

图 1.6.13 中的曲线随着炸药中空隙相对容积的变化而变化。当空隙相对容积为 5% 时，在点 B 处 2500 米/秒的爆速对应于 $\theta = 0.07$ ，即 7% 的炸药量在第一阶段发生反应。

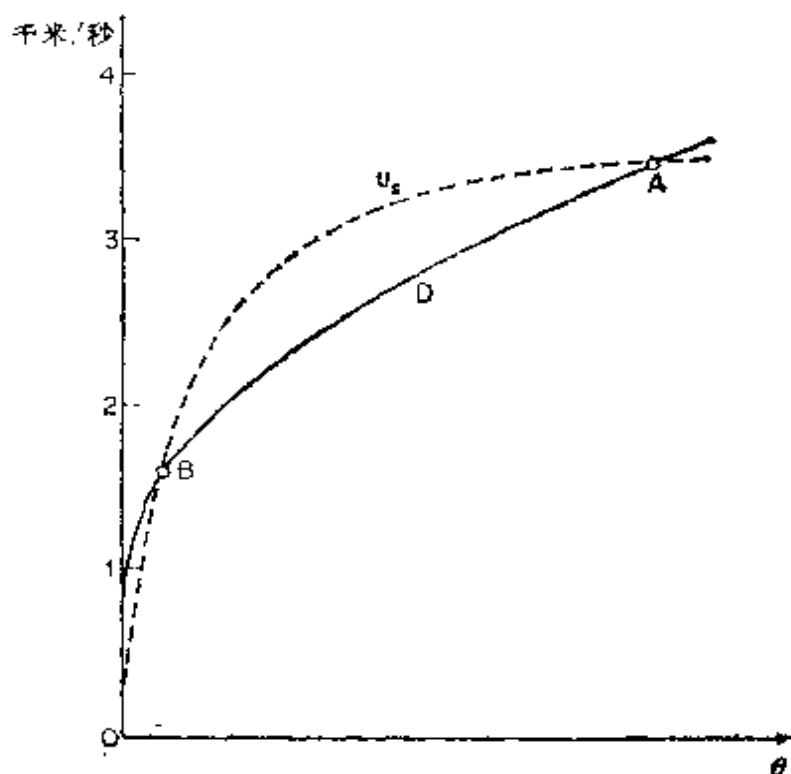


图1.6.13 冲击波速度(u_s)和爆速(D)的计算值与第一阶段中反应的炸药相对比例(θ)的关系
A—过渡的不稳定点；B—稳定的低速爆轰。

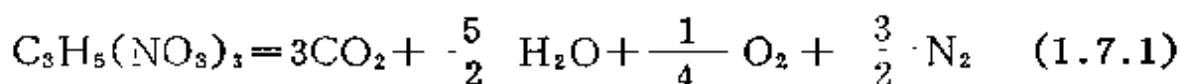
虽然塞尔别尔格的计算是建立在很简单的模型的基础上，但也揭示了这现象的基本特征。

当冲击波速度低于2500米/秒时，均匀材料中的加热和反应很不明显，以至可以把该材料视为惰性材料。但如材料中含有气泡，则由于气泡变形和压合时的粘性与可压性，冲击波的强度足以在气泡附近引起相当高的额外加热。总体积中由于这种加热而参加反应的部分，服从一定的几何条件，并且对于一定的气泡分布来说是完全确定的。可以按照只有一部分是活性物质，而其余部分可视为惰性物质的流体动力学理论来计算爆速。这样，对于不同批号的相同种类的代那迈特爆速在 2000~3000 米/秒之间变化，而同

一批号的试样爆速变化很小的事实提供了一个很自然的解释。

§ 1.7 爆轰气体的膨胀

对于零氧平衡或略为富氧的炸药，估计爆轰气体的膨胀是十分简单的。在这种情况下，整个膨胀过程中气体的成分几乎保持不变。对于硝化甘油可得



硝化甘油的分子量是 227 千克/千克分子，根据方程 (1.7.1)，爆轰气体的分子量是 $M = 31.3$ 千克/千克分子。硝化甘油的生成热是 84.6 千卡/克分子， CO_2 的生成热是 94.03，气态水的生成热是 57.47。这样就得出硝化甘油的爆热 $Q_e = 1500$ 千卡/公斤 = 6280 焦耳/公斤。爆轰气体的状态方程式可以写为 (方程 1.2.15)

$$pf(V) = RT/M \quad (1.7.2)$$

其中 $f(V) = V/(1 + 0.834/V + 0.435/V^2 + 0.167/V^3 + 0.093/V^4)$ 。 V 是炸药的容积，以厘米³/克计。

图 1.7.1 根据泰勒的数据给出了爆轰气体的内能 (E) 与温度的函数关系。在通常密度 1.6 克/厘米³ 时，由硝化甘油的爆炸能得出 $T_e = 4850\text{K}$ 。图 1.7.2 表示 $C_v = dE/dT$ 与温度的函数关系。

在等熵(可逆绝热)膨胀时

$$pdV = -c_v dT \quad (1.7.3)$$

此处 $C_v = C_v/M$ 。方程 (1.7.2) 和 (1.7.3) 给出

$$\int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{f(V)} = \frac{C_v}{R} \ln \frac{T_1}{T_2} \quad (1.7.4)$$

$\bar{C}_v$ 是在 T_1 和 T_2 之间的平均值。进行分步积分方程 (1.7.4) 给出 T 和 V 的函数关系与方程 (1.7.2) 一起可以计算平衡压力。

如果爆炸室完全装满均质的硝化甘油，则从开始就得到等熵膨胀。如果硝化甘油的容积重量由于均匀分布的空气泡或泡沫而

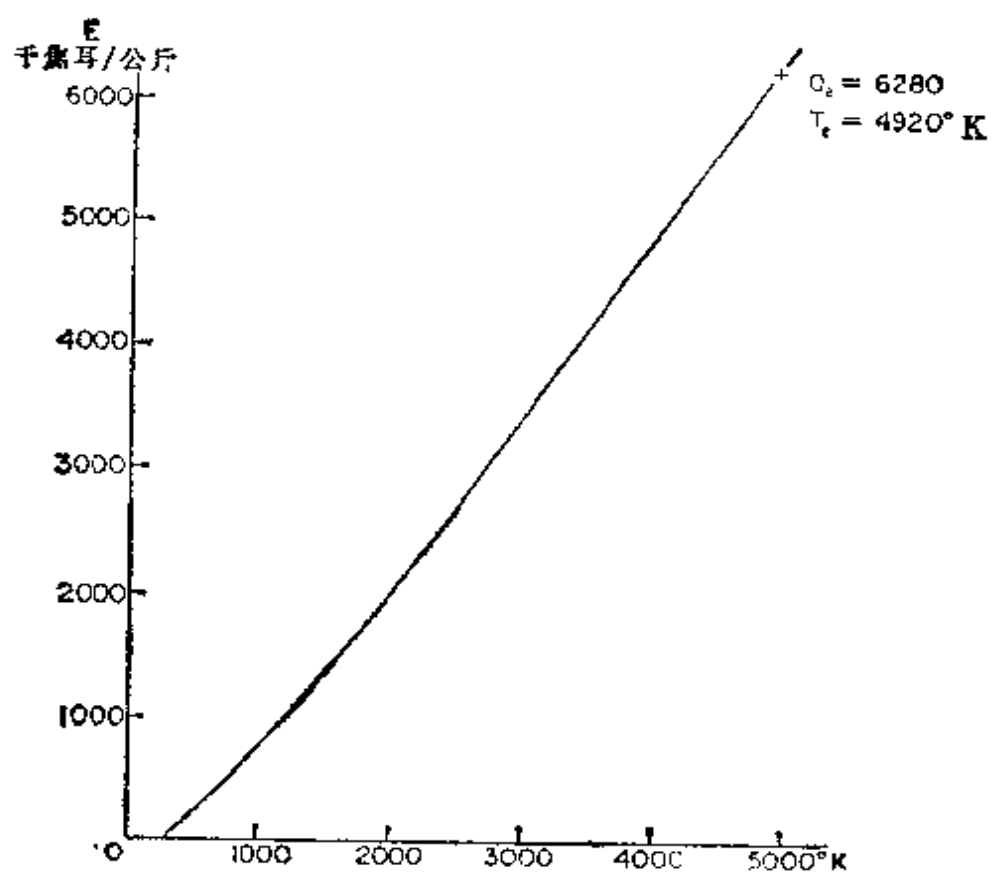
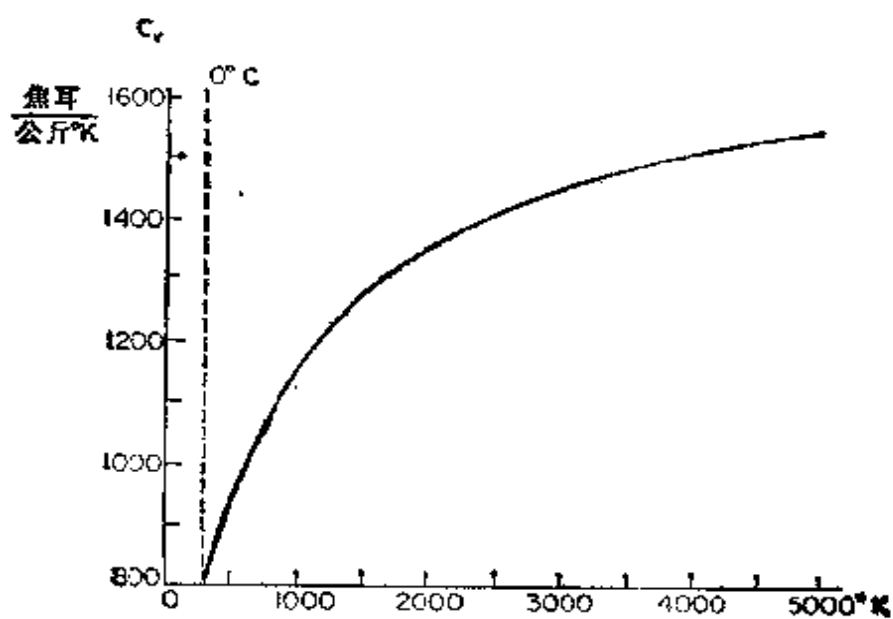


图1.7.1 硝化甘油爆轰气体的内能与温度的关系

图1.7.2 C_v 与温度的关系

减少, 则假设反应产物膨胀到均质状态时不因作外功而损失能量。

达到平衡以后等熵膨胀开始。图 1.7.3 对一系列 V_0/V_c 值在 $\log p - \log V$ 图中表示了等熵膨胀过程, 此处 V_c 是硝化甘油在爆炸室内的比容, V_0 是液体在正常密度时的比容。 V 是膨胀过程中爆轰气体的比容。上边界线(折线)是等温线。随着比容的增加, 过程趋近于理想气体的膨

胀, 等熵过程斜率 $-\gamma = -C_p/C_v$, 等温过程斜率为 -1 。 $C_p = C_v + R$ 和 $R = 8314$ 焦耳/千克分子 K。

对于许多以结晶密度或液态密度爆轰的凝聚猛炸药的反应产物, 当压力在 100 千巴以上时, γ 值接近 3, 此值随压力的降低而减小, 直到压力低于 100 巴时为理想气体的特征值。

在等熵膨胀过程中, 气体的内能只是容积的函数, 并且内能的减少等于气体所作的功。图 1.7.4 表示对于一系列的 V_0/V_c 值 Q/Q_c 与 V/V_c 的函数关系。 Q 是爆轰气体给出的能量, Q_c 是硝化甘油的

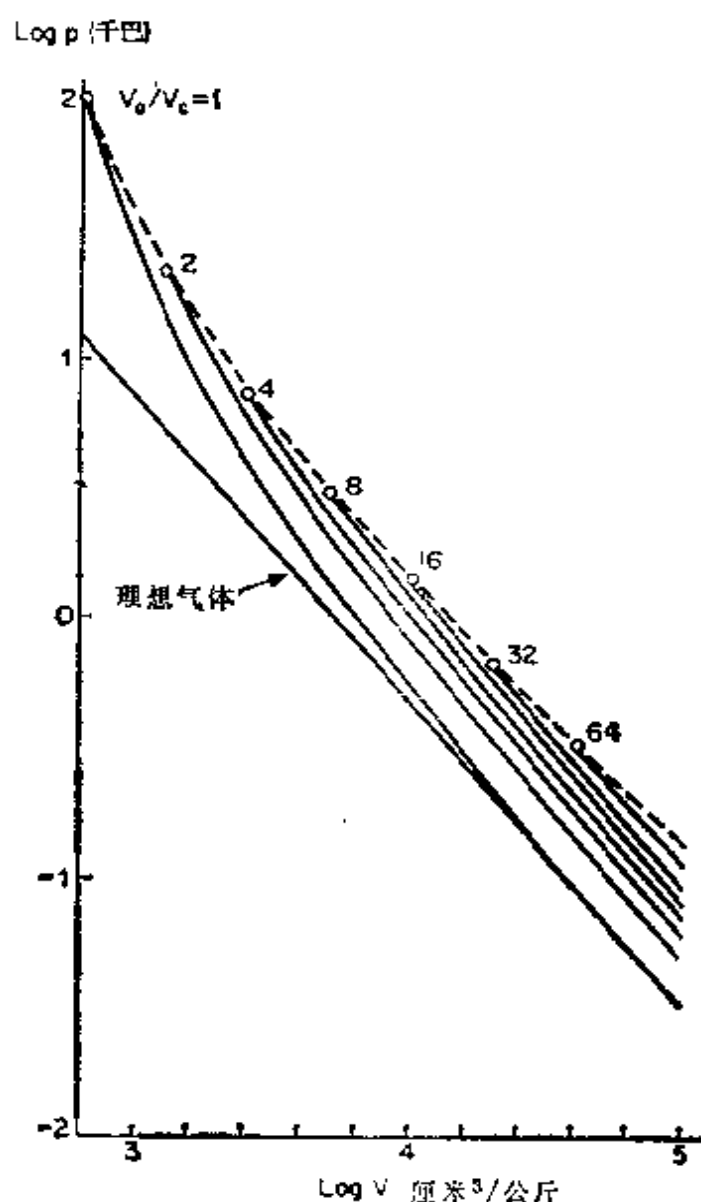


图1.7.3 硝化甘油爆轰气体的 $\log p$ 与 $\log V$ 的关系

实线是等熵线, 折线是等温线。

爆热。此图表明，如果炸药装满爆炸室，则爆轰气体很快地给出它的大部分能量。这个能量的大部分用来增加周围介质的动能。当 V_0/V_c 值很大时此过程接近理想气体的膨胀，因此

$$Q = \frac{RT_c}{(\gamma-1)\bar{M}} \left[1 - \left(\frac{V_0}{V_c} \right)^{\gamma-1} \right] \quad (1.7.5)$$

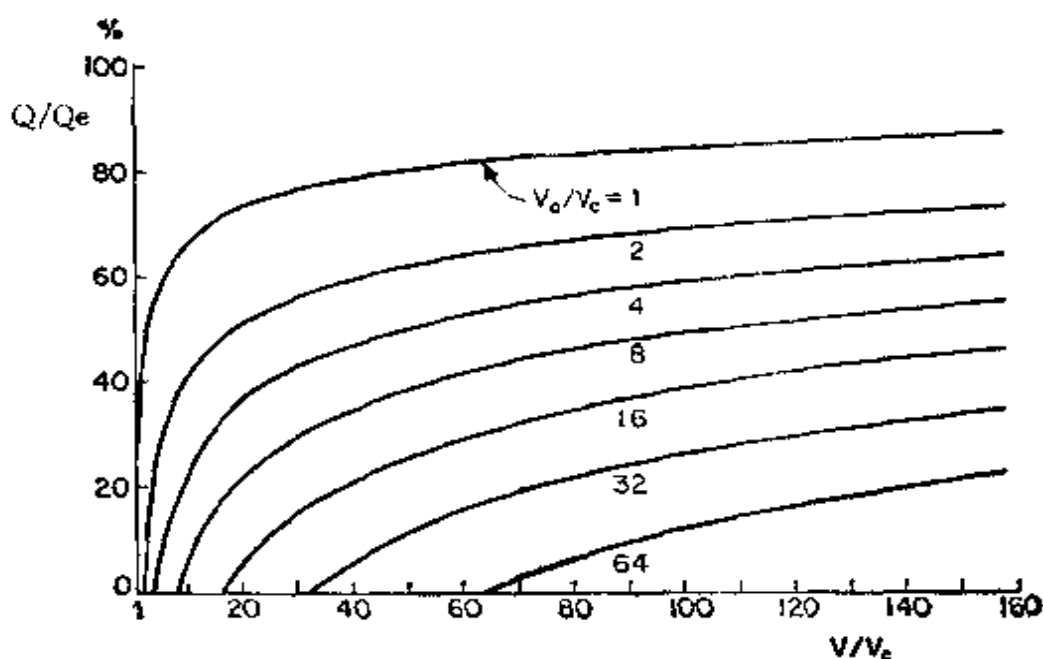


图1.7.4 根据图1.7.3画出的对于不同的 V_0/V_c 值硝化甘油爆轰气体用于作外功的爆炸能量的分数

在铅铸试验和阿伦 (Ahren) 的白炮中, $V_0/V_c = 1$ 。但后者只适用于爆速约 2000 米/秒以下的炸药。对于猛炸药, V_0/V_c 必须远大于 1 爆炸室才能经受压力而不变形。普通的弹道白炮 V_0/V_c 大约是 50, 当抛射体离开时 V/V_c 大约是 300。

§ 1.8 沟槽效应

a. 内沟槽

如果圆柱形装药有一个轴向内沟槽, 则在爆轰时沟槽里伴有一个强烈影响爆轰过程的气流。封闭在沟槽里的空气受到爆轰气体的推动, 成为一个高温、高压和陡峭的冲击波阵面的压缩层向

前运动。此气体压缩爆轰波阵面前的炸药，由于密度的增加爆速比初始密度相同的均质无壳柱形装药的爆速大。在初始密度很小 ($\rho_0 < 1$ 克/厘米³) 的猛炸药的管状装药中，这种效应起主导作用。对更敏感的炸药，如泰安，气流引起的爆速增量超过密度增加引起的爆速增量。

在表 1.8.1 中列举了伍德黑德 (Woodhead) 和蒂特曼 (Titman) 测得的密度为 0.93 克/厘米³ 的散装特屈儿管状装药的数值； d_2 和 d_1 是管的外径和内径， D 为爆速， w 为气流的阵面速度。表的第五行给出了具有相同阵面速度的空气冲击波的密度比 ρ_1/ρ_0 ，表的第六行按照关系式

$$u = (1 - \rho_0/\rho_1) w \quad (1.8.1)$$

给出了气体的质点速度 u 。得到的结果与下述假定相符合，即假定膨胀的爆轰气体在成为质点速度 $u = D$ 和阵面速度为 w 的压缩层以前，驱动沟槽中的空气 (见图 1.8.1)。空气的压力在 730 和 1140 巴之间，温度在 10000 和 16000 K 之间。

表 1.8.1 管状特屈儿装药中的爆速 $\rho_0 = 0.92$ 克/厘米³

d_2 (毫米)	d_1 (毫米)	D (米/秒)	w (米/秒)	ρ_1/ρ_0	u (米/秒)	P (巴)	T (K)	$u-D$ (米/秒)
	0	5175	—	—	—	—	—	—
32	6	7790	8840	12.5	8100	960	12000	+ 310
	10	7770	8690	12.4	8000	940	11600	+ 270
	13	7640	8350	12.1	7600	850	10900	- 40
	0	5320	—	—	—	—	—	—
51	10	7710	8840	12.5	8100	960	12000	+ 390
	13	7770	8470	12.2	7800	890	11200	+ 30
	25	7580	7840	11.8	7200	730	10000	- 380
	36	6470	7050	11.6	6500	620	9000	+ 30

在图 1.8.2 中，根据阿伦斯的测定，表示梯恩梯、特屈儿和泰安的 $d = 21$ 毫米的均匀圆柱形装药 (D) 和 $d_2 = 21$ 毫米 $d_1 = 4$ 毫米的管状装药 (D_i) 的爆速与密度的函数关系。实线表示均

质圆柱体，水平的虚线表示炸药结晶密度时的爆速 (D_c)。

由图看出，对于梯恩梯， D_t 低于极限值 D_c ，但是对于特屈儿， D_t 超过 D_c ，而对于泰安，超过得更多。由于 D_c 是在爆轰的稳定状态中可能达到的最大爆速，故 $D_t > D_c$ 表明沿着炸药内表面的

热高压气流，由于使爆轰阵面曲率改变的连续起爆而产生不稳定

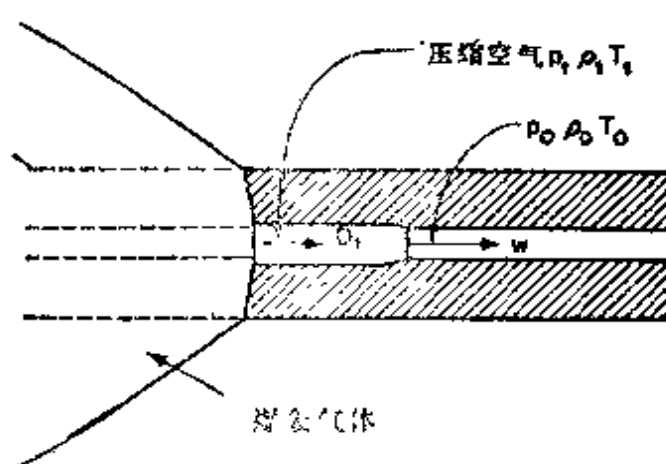


图1.8.1 沟槽中的空气被爆轰气体向前驱入阵面速度为 w 的压缩层。

$$w = D_t / (1 - \rho_0 / \rho_1).$$

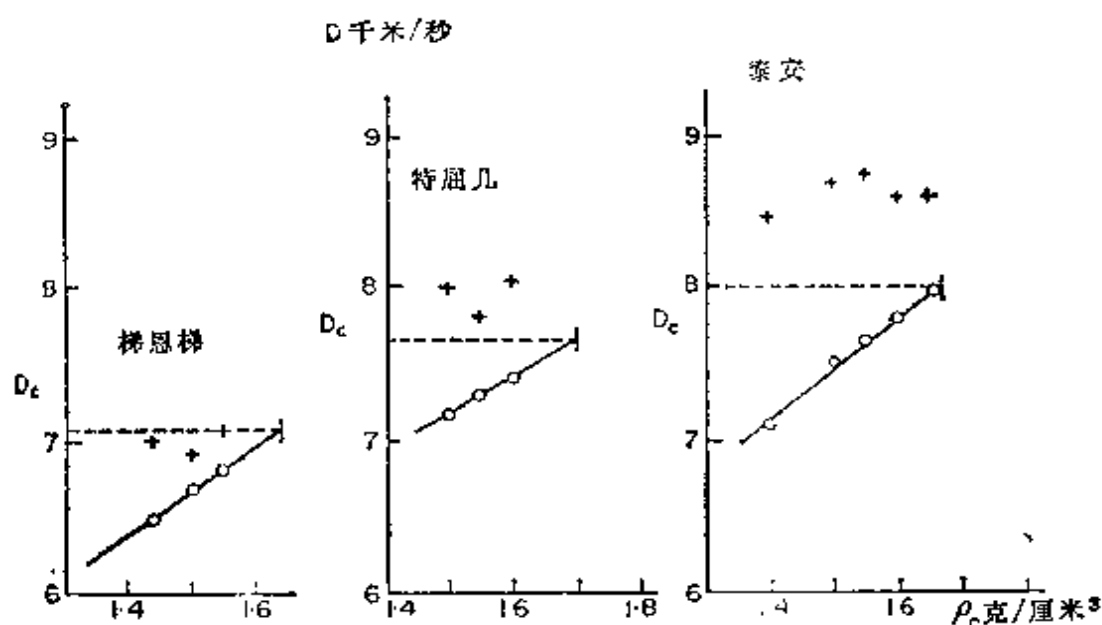


图1.8.2 直径为21毫米的猛炸药圆柱的爆速

○—实圆柱体；+—有直径4毫米的轴向沟槽的圆柱体。

状态的超速。梯恩梯对此效应很钝感，甚至没有影响。梯恩梯和泰安之间的感度差别，在水中传播爆轰时也表现出来(第五章)。

在表 1.8.2 中，根据伍德黑德和蒂特曼的测定，比较了40特屈儿/60 梯恩梯、梯恩梯和苦味酸管状装药的爆速和气流

面速度。这里 w 介于 11.7 和 12.9 千米/秒之间，它比按照方程 (1.8.1) 把爆轰阵面作为推进活塞即 $u = D$ 计算的数值要大得多。这可能是由于质点速度约 7000 米/秒的压缩空气层以约 7000 巴的压力突然向外压缩时起爆了管壁上的炸药质点。由于气体的高温，这些质点被起爆并且非常迅速地分解，增加了压缩层的压力和阵面速度。可以预计，这种效应与炸药的起爆感度无关。测量值表明，对于注装梯恩梯，60 梯恩梯/40 特屈儿和苦味酸气流阵面速度是大致相同的。

表 1.8.2 注装的管状装药的爆速

炸 药 (注装)	ρ_0 (克/厘米 ³)	d_2 (毫米)	d_1 (毫米)	D (千米/秒)	w (千米/秒)
40 特屈儿/60 梯恩梯	1.62	32	0	7.13	—
			6	7.11	12.5
			9	7.38	12.2
			11	7.33	12.2
			16	7.22	11.8
梯恩梯	1.60	32	0	6.80	—
			3	6.91	12.8
			6	7.00	11.9
			9	6.99	11.7
苦味酸	1.705	32	0	7.26	—
			3	7.74	12.9

冲击波阵面和爆轰波阵面之间随长度而增加的高温高压气体柱通过径向膨胀损失了内能，因此它的阵面速度和质点速度将要降低，并且爆轰波阵面上的质点速度比爆速低时，碰撞的爆轰气体将产生一个新的冲击波，如果装药足够长的话，它的阵面将赶上和超过第一个冲击波。图 1.8.3 表示密度 $\rho_0 = 1.6$ 克/厘米³， $d_2 = 45$ 毫米， $d_1 = 11$ 毫米的压装 80/10 泰安/石蜡的 3.1 米长的装药的条式摄影的波阵面。装药的内部衬有厚 1 毫米的黄铜管，但内部的气体压力可能高到使冲击波阵面处足以引起铜管的破裂，因而

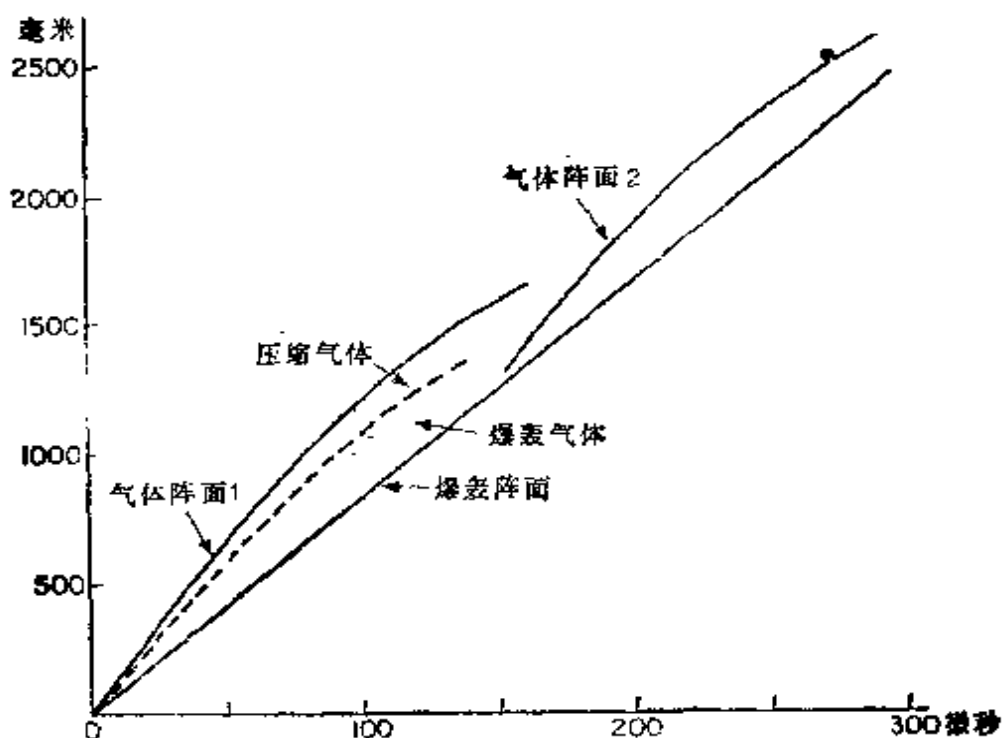


图1.8.3 爆轰的距离-时间图

90泰安/10蜡的管状装药, $d_y = 45$, $d_i = 11$ 毫米, $\rho = 1.64$ 克/厘米³,
内部有厚1毫米的黄铜管。

消除了管的防护作用。由波阵面发出的光穿过炸药和黄铜管上的直径为1.5毫米的径向孔发射出来。

如果沟槽末端是实心的炸药柱, 如图1.8.4所示, 当气流阵面以速度 w 冲击沟槽底部时, 敏感的炸药就被起爆了。爆轰从这点向两个方向运动, 其中的一个爆轰波反回来传播直到与原来的爆轰波

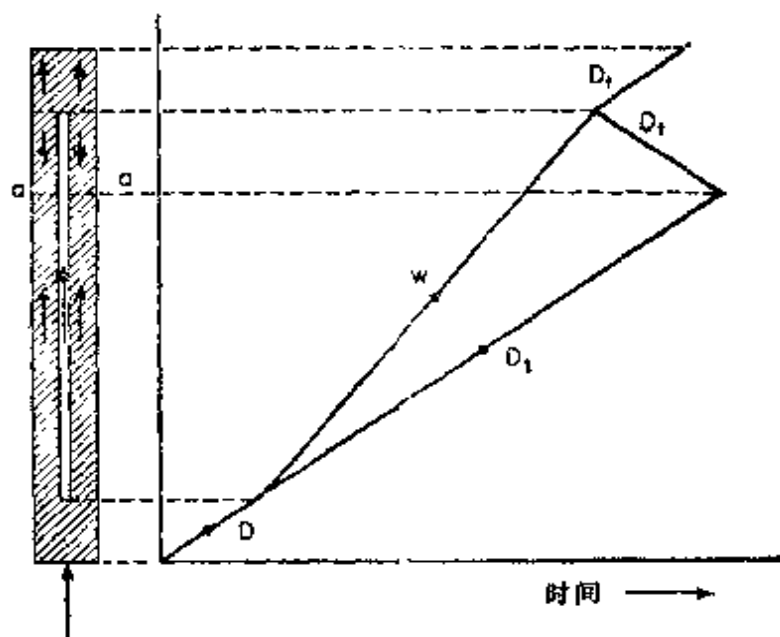


图1.8.4 爆轰在具有封闭的内沟槽的圆柱形装药中的传播情况

在 $\alpha-\alpha$ 断面相遇。在钝感的炸药如注装梯恩梯中、通常不发生这种起爆。相反，炸药的爆轰能力由于预先压缩与发生化学反应而降低，因此，当原来的爆轰到达沟槽末端的实心圆柱体时通常要熄灭。

阿伦斯曾经用形状如图 1.8.5 a 所示的 $\rho_0 = 1.5$ 克/厘米³ 的泰安装药进行了一个很有趣的研究。沟槽预先用惰性的箔片或隔板分成几段。图 1.8.5 b 表示用装药长度除以爆轰波通过装药的时间计算的爆速与 $\log(\delta\rho)$ 的函数关系。其中 δ 是箔片或薄板的厚度，以厘米表示， ρ 是惰性材料的密度，以克/厘米³ 表示。用 δ 为 0.004 克/厘米² 的很薄的箔片得到与连续沟槽相同的速度，即 8600 米/秒。略高一些的 δ 值得到突然变为高到约 10000 米/秒的

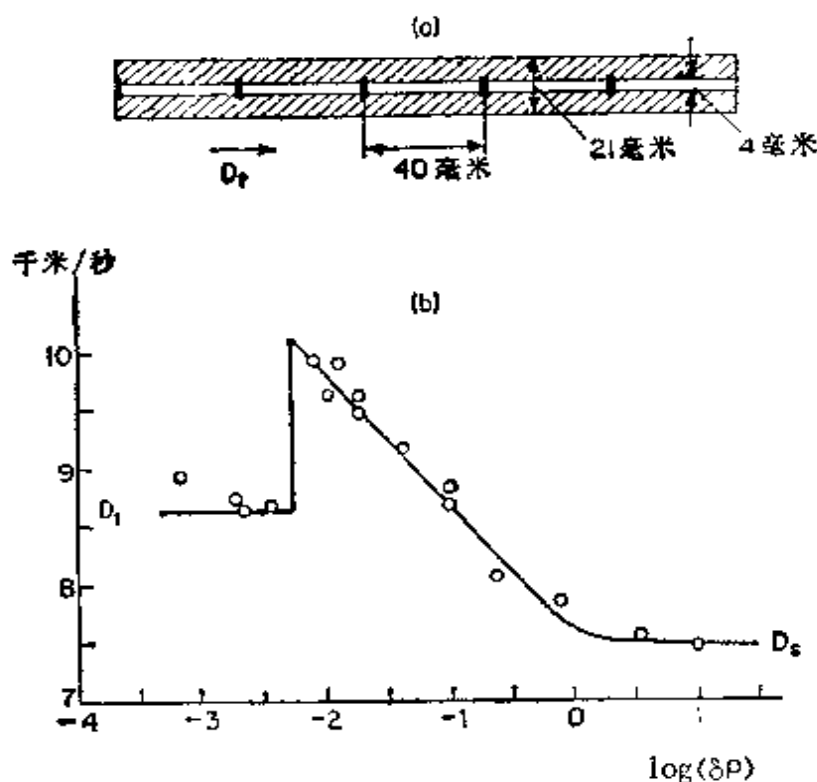


图1.8.5 用预先嵌进去的箔片将沟槽隔断的
 $\rho = 1.5$ 克/厘米³ 的泰安管状装药

(a) 装置；(b) 爆轰的传播； δ 是嵌入材料的厚度，以厘米表示， ρ 是其密度，以克/厘米³ 表示。

速度。当 δ 再增加时,速度直线下降,直至 δ 为 0.4 克/厘米²时大约是 8000 米/秒,最后达到实心圆柱体的正常值 $D_s=7500$ 米/秒。当气流被惰性箔片阻止的时间长到足以起爆箔片附近的炸药时,发生速度的突然变化。随着箔片质量的增加,在通过障碍物时,气流被阻滞并且气流阵面的平均速度因此而减少,气流使管壁处的爆速由 D_s 升高到 D_r 的能力也减少。当比质量很大时此能力完全消失,于是 D 变为等于 D_r 。

b. 外沟槽

管中的装药侧面上的纵向沟槽或横截面积比装药大的炮眼,有类似于内沟槽的效应。膨胀的爆轰气体驱动沟槽中的空气,好象压缩空气柱那样向前运动。它使炸药在爆轰波阵面到达前就受到压缩。对于那些爆轰能力随着密度的增加而降低的炸药,此效应可能使爆轰中止。低爆速时的代那迈特和有外壳的粉状炸药的装药,例如高硝铵含量低爆速的岩石爆破炸药,就是这种情况。如果无外壳时的爆速超过 3000 到 3500 米/秒,则爆轰的稳定性通常足以使爆轰可以在沟槽中以比较低的速度传播。

沟槽效应的典型例子,是用 8 号雷管起爆放在聚乙烯管中的含 35% 硝化甘油的胶质硝铵代那迈特(LFB),其药卷直径为 25 毫米。爆轰以低速开始,但是,如果

$$0.25 < q < 13.6$$

则在传播 2 或 3 个药卷(16 厘米长)以后,爆轰中止,同时反应也停止了。此处 $q=(A_r-A_p)/A_p$ 是沟槽的自由截面积与药卷面积之比。 A_r 和 A_p 分别是管子和药卷的横截面积。无外壳的 25 毫米的LFB药卷以 $2100\sim 2200$ 米/秒的速度爆轰,在药卷长到 5 米的实验中爆轰过程仍然是稳定的。

图1.8.6-9是由直径 25 毫米的LFB药卷在 1 米长的聚乙烯管中爆轰的条式高速摄影得到的时间-距离图。从压缩空气柱发出的光通过管壁的孔记录下来。第一个孔在离端部 4 厘米的位置,此后孔中心之间的距离是 8 厘米。爆轰阵面发出的光通过内径 1

毫米的黄铜管记录下来，这些黄铜管是通过聚乙烯管壁上的孔插入代那迈特中的，它们分别位于上述各孔的中间。

图 1.8.6 给出了在内径/外径为 27/33 和 $q = 0.17$ 的聚乙烯管中试验代那迈特的结果。爆轰连续地通过整个装药，其阵面落

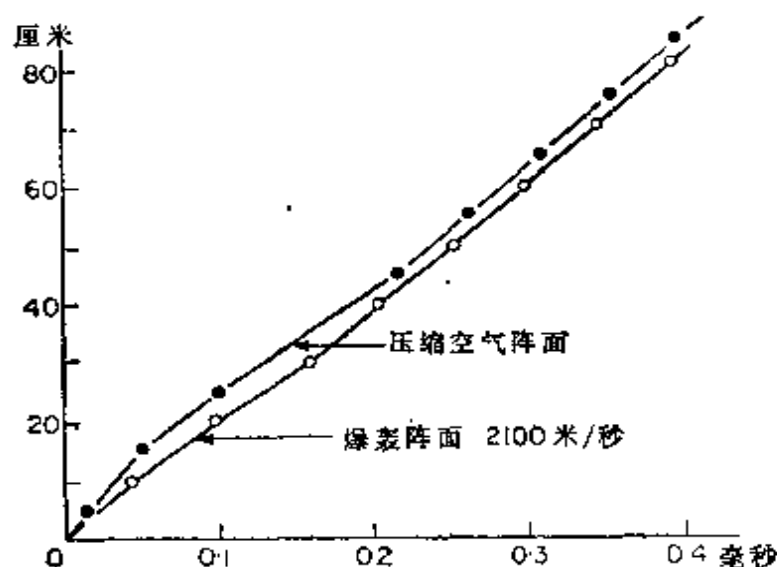


图1.8.6 在27/33毫米聚乙烯管中试验直径为25毫米的LFB药卷($q = 0.17$)

后于压缩气柱阵面约 3.5 厘米。这两个阵面的平均速度都是 2150 米/秒。这表示在爆轰阵面到达之前代那迈特已经承受 48 巴的压力达 16 微秒。

图 1.8.7 表示用内径/外径为 40/48 毫米和 $q = 1.6$ 的聚乙烯管测得的结果。在这些管子中，由爆轰阵面发出的光只从离起爆端 8 厘米的第一个孔中得到。空气层的阵面速度起

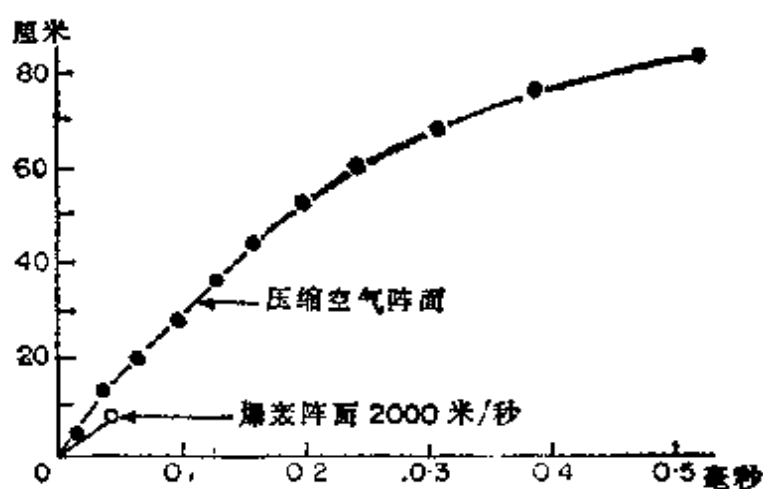


图1.8.7 在40/48毫米聚乙烯管中试验直径为25毫米的LFB药卷($q = 1.6$)

初是 3300 米/秒，但是一旦爆轰衰减便迅速降低，相当于两个药卷长度的管子被炸开。在药卷之间的接缝处的压缩空气层因流动中的扰动，使管的其余部分在下两个药卷的长度处发生隆起和穿孔（见图 1.8.8）。当爆轰衰减时，代那迈特曾经承受 65 巴的压力达 58 微秒。

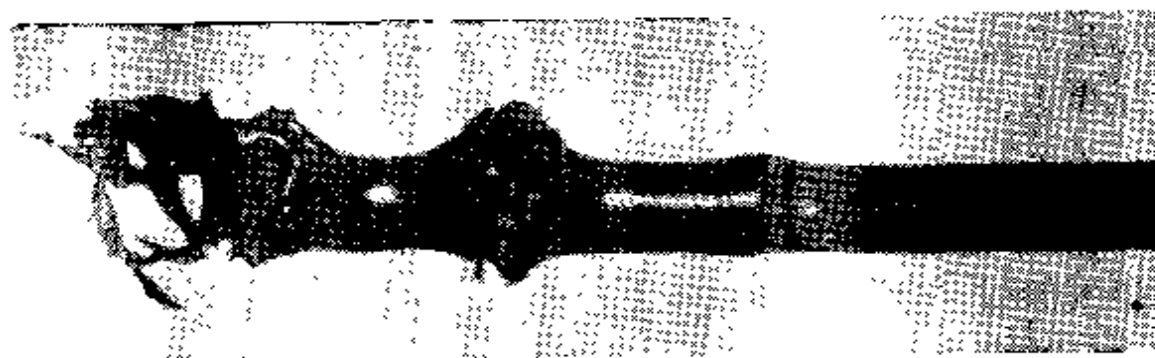


图 1.8.8 40/48 毫米的聚乙烯管及其隆起部和穿孔

图 1.8.9 表示内径/外径为 40/48 毫米 $q = 1.6$ 的聚乙烯管的情况。在这种情况下，用 6 克密度为 1.55 克/厘米³ 的压装梯恩梯传爆药引起高速爆轰。爆轰连续地通过长度为 3 米的整个装药。在管的最远端爆速是 5800 米/秒，而气体阵面在其前面 3.5 厘米处，速度是 6000 米/秒。因此在爆轰波阵面到达前，代那迈特已经承受 375 巴的压力达 6 微秒。

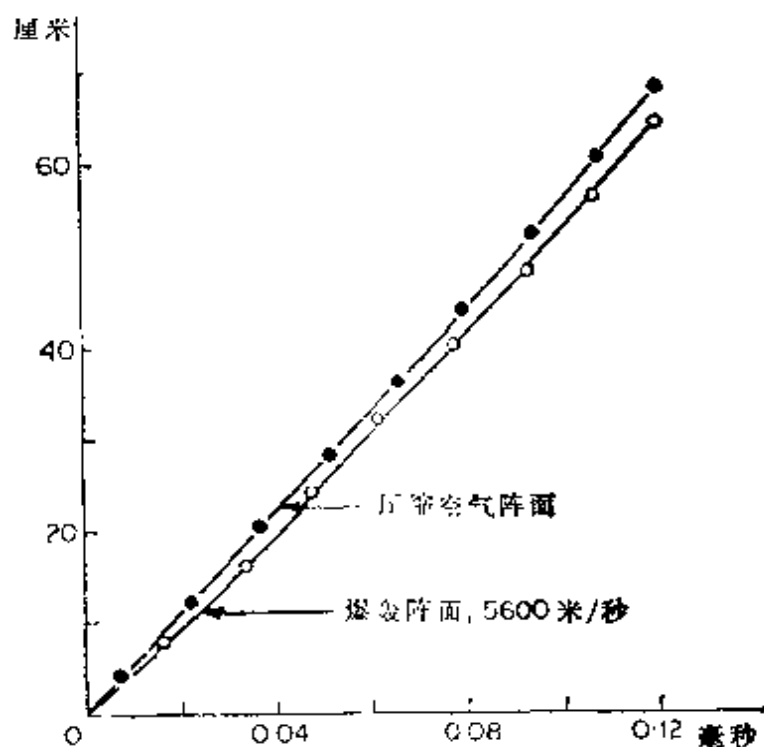


图 1.8.9 在 40/48 毫米的聚乙烯管 ($q = 1.6$) 中的 25 毫米 LFB 药卷 ($q = 1.6$)

25 毫米的 LFB 药卷在直径为 26/34 毫米的封闭的聚乙烯管 ($q=0.08$) 中的静态超压下的爆轰特性的实验表明, 在 4 巴的超压下, 用 8 号雷管引起的低速爆轰在传播 15~20 厘米之后就中止了。在 10 巴的超压下, 代那迈特不能被 8 号雷管起爆。用一个 6 克梯恩梯的传爆药也不是每次都能起爆, 但是当起爆时, 整个装药以高速爆轰。在 12 巴时, 用 6 克梯恩梯传爆药不能起爆, 但是用 6 克梯恩梯传爆药加上 18 克泰安传爆药时, 整个装药以高速爆轰。

图 1.8.10 表示当外壳是直径为 56/64 毫米、 $q=4.0$ 的钢管时得到的结果。这时整个钢管被炸成碎片, 但爆轰阵面的发生在离端部 24 厘米的第三个孔之后停止。这是否由于爆轰的熄灭, 似乎还不能肯定, 因为空气冲击波以平均值为 3200 米/秒的不变的阵面速度连续通过整个管子。但是用不同方法的对照实验中, 爆轰熄灭是确定无疑的。实验表明, 热气体发生表面反应支持了空气冲击波。

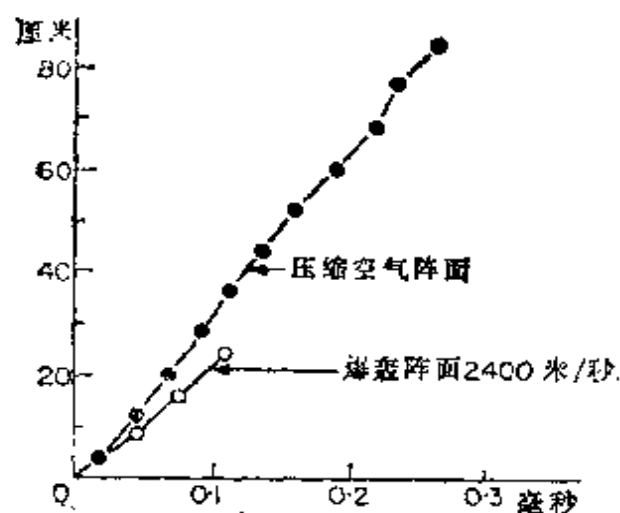


图1.3.10 在56/64 毫米铁管中试验直径25毫米的LFB代那迈特药卷
($q=4.0$)

用不同材料的管子所作的实验表明, 如果管子的强度足够, 则反应将完成。可以假定, 决定性的因素是管子在足够的时间内

使热气体聚集在一起的能力。对于管子在压缩空气层影响下的膨胀，可以应用下式

$$\rho \delta \frac{d^2 r}{dt^2} = p - \frac{\delta \sigma}{r_0} \quad (1.8.3)$$

p 是压力， r 是半径， t 是时间， r_0 是初始半径， δ 是材料的厚度， ρ 是它的密度， σ 是它的抗拉强度。

如果管子的结合力足以维持 t_1 的时间，而在半径增加 $\Delta r = r_1 - r_0$ 之前整个炸药全部反应，于是积分 (1.8.3) 式将得到条件式

$$p < p_s + \frac{m}{\pi} (\alpha_1 / t_1^2) \quad (1.8.4)$$

此处， $p_s = \delta \sigma / r_0$ 是管子的静态破裂压力， $m = 2\pi r_0 \delta \rho$ 是单位长度的管子质量， $\alpha_1 = \Delta r / r_0$ 。不同材料、半径和壁厚的管子的实验结果表示在图 1.8.11 中。完全和不完全反应之间的边界线的方程式为

$$p_s + 4.5m = 113 \quad (1.8.5)$$

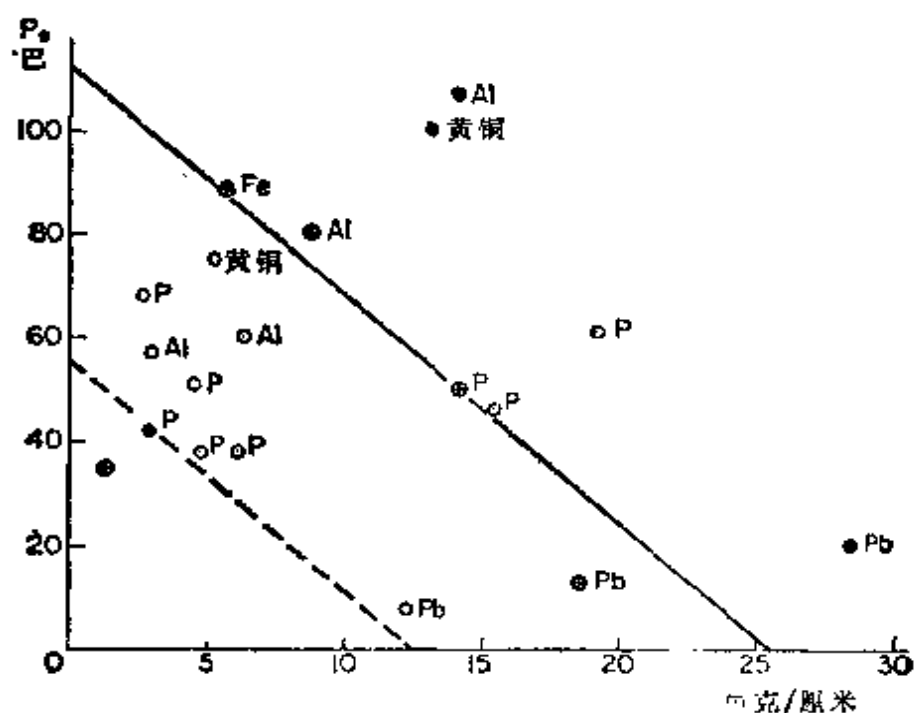


图1.8.11 管子的强度和重量对沟槽效应的影响

○—爆炸停止；●—整个管子炸裂；P—酚醛塑料纸。

m 以克/厘米表示, p_i 以巴表示。当 $m \rightarrow 0$ 时, $p_i = p = 113$ 巴。压缩空气层的压力是 (见约翰逊的例子, 1946):

$$p_1/p_0 = 2Mw_1^2/(\gamma+1)RT_0 \quad (1.8.6)$$

将 $M=29$ 千克/千克分子, $\gamma=1.30$, $R=8314 \text{ J/s/千克分子 K}$ 和 $T_0=293 \text{ K}$ 代入, 如果 w_1 以千米/秒表示, 则我们得出 $p_1/p_0 = 10.4w_1^2$, 观测到的阵面速度介于 3200~3300 米/秒之间, 它给出一个大约 110 巴的测量压力, 这与由方程 (1.8.5) 得到的值很一致。

如果管壁很薄, 则装药实际上相当于无外壳。这表明图 1.8.11 中下边界的存在, 它是用虚线表示的。

装在直径大大小于炮眼直径的硬的薄壁塑料管中的格利特 (Gurit) 装药, 曾广泛地用于松动爆破。格利特是一种含有大约 50% 硅藻土的低能量的粉末炸药。装药的直径是 11 或 17 毫米, 有时用在大到 48 毫米的炮眼中。有时这种装药还未爆轰就被吹出炮眼。其中一个理由是爆轰气体通过已有的裂缝硬冲入相邻的孔中。当爆轰被沟槽效应支配时, 反应大大延迟, 可能是这种情况的一部分原因。

采用图 1.8.12 所示型式的阻塞套筒是一个很大的进步。聚乙烯管和铁管中的格利特装药的实验表明, 阻塞套筒不仅防止装药被吹出, 而且也抵销了沟槽效应, 因此防止了爆轰熄灭。把装药放在管子中心部分似乎也是重要的。

吹出的另一个原因, 是在同一次爆破中较早爆轰的主装药的反应产物的膨胀。这种膨胀在岩石表面产生真空, 此真空可以吸出窄条的装药。堵上外面的孔就防止了这种情况。

41/50 毫米聚乙烯管中用 17 毫米格利特管状装药的实验表明, 当装药不对称地放在管中时, 爆炸 4/11 (11 次实验中有 4 次爆炸) 和 6/10.5。有阻塞套筒时爆轰 10*/10 和有中心轴时爆轰 11*/11, 正号表示插入最后一个管状装药的泰安导爆索被起爆, 而负号则不起爆。这两种情况都没有留下炸药的痕迹。在长 5~6 米

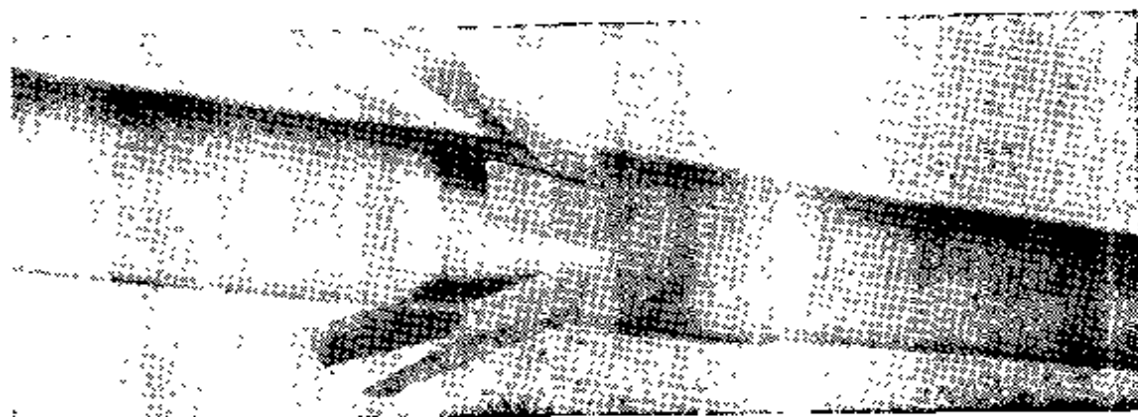


图1.8.12 接合处的联结和阻塞套筒

的 34/42 毫米和 40/48 毫米的铁管中，甚至当 17 毫米的 格利特装药不对称地放置在铁管中时，装药也完全爆炸，但是爆轰过程是周期性的，结果使管子的破裂和未破坏部分相互交错着。有阻塞套管时破裂更加明显，并且插进最后的装药中的泰安导爆索被引爆了。

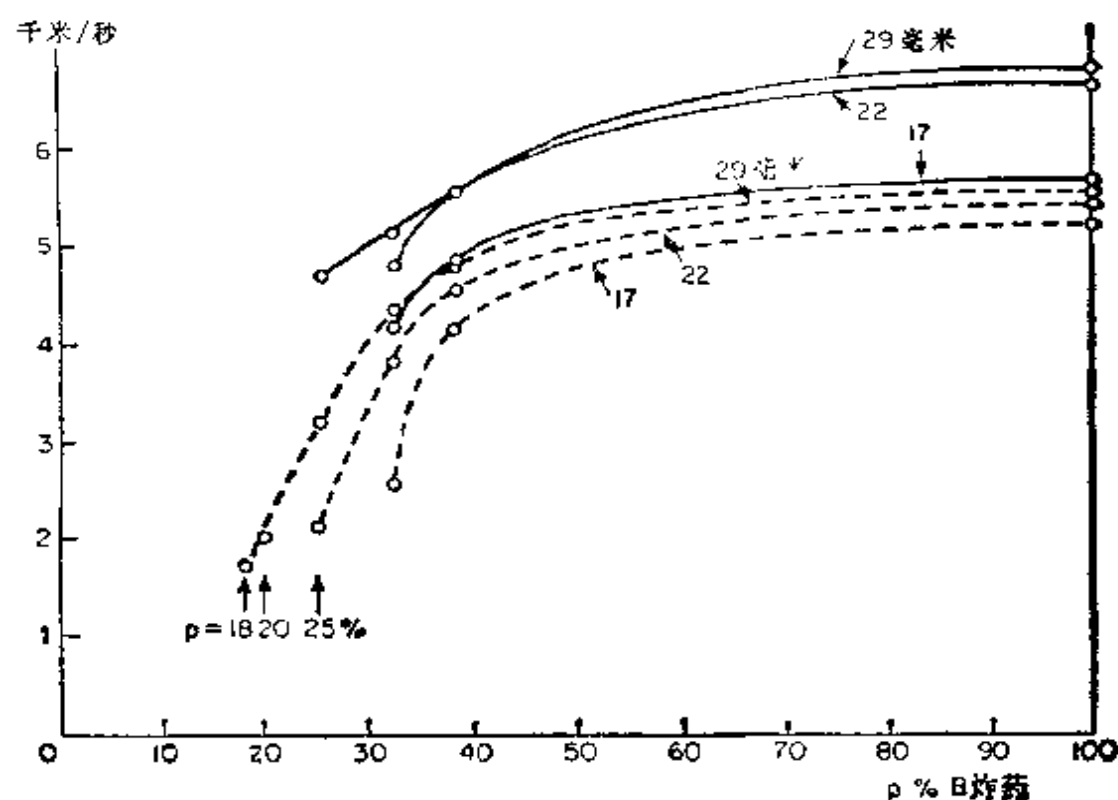


图1.8.13 AN-B炸药的爆速与B炸药含量的关系

实线是在钢管中；折线是无外壳装药。在29毫米钢管中 $p = 18\%$ 和 20% 时爆轰熄灭，而在22毫米钢管中 $p = 25\%$ 时爆轰熄灭。

用含有不同百分比的 60/40 黑索金/梯恩梯的硝酸粉状炸药所作的一些实验，进一步证实了沟槽效应的机理。图 1.8.13 表示用聚氯乙烯薄膜(厚 0.3 毫米)包装并放在 40/18 毫米钢管中的这种装药的爆速。对于每一个装药直径，有一个最小的 60/40 黑索金/梯恩梯的含量，低于此含量，在钢管中即使爆轰也会熄灭。在这个临界含量以上，在钢管中常常得到比同样的无外壳装药高得多的爆速。对于含有 32% 的 60/40 黑索金/梯恩梯的 29 毫米装药，爆速是升高的，例如从无外壳的 4300 米/秒升高到铁管中的 4800 米/秒。

第二章 强冲击波起爆

在前章，我们把稳定爆轰波看作是一个自行传播的有反应支持的冲击波，在其中由波阵面上的冲击压缩引起快速化学反应，其机理可能是均匀的冲击加热，或者是反应中心或热点的局部加热。与速度完全取决于边界条件无反应的冲击波相反，爆轰波有达到一个给定速度的强烈趋势。此速度几乎但不完全是与边界条件无关。例如，当爆轰波被一个速度高于稳定爆轰的质点速度的活塞支持时，可以过度驱动到高于正常速度的爆速。

同样可以看到，如在杆状装药中所发生的那样，从边界传来的很强的稀疏波能够降低爆速。并且我们也看到，这些效应如何影响到爆速与直径的关系。

但是，在没有这种强烈的边界条件的影响时，以一个确定速度爆轰的稳定性是明显的。毫无疑问，在装药表面上受到一个压力略高于或低于稳定爆轰波阵面压力的瞬间冲击压缩时，将在炸药中引起有反应支持的冲击波。

这些都是不稳定波，它或者衰减为稳定爆轰，或者成长为稳定爆轰。成长为稳定爆轰的过程有很大的实际意义，因为在应用猛炸药时大多数都是采用强冲击波起爆的方法。无论爆轰是由雷管、传爆药、高速抛射体的碰撞或者由一个装药通过惰性隔板传到另一装药的冲击波诱起，基本过程是一样的。但是，在这些起爆方法中，都在次发装药中产生一个由化学反应释放能量的较复杂的三维冲击波图案。因为不容易对被引起的过程作出一个严格统一的定量论述，特别是当爆轰介于发展或不发展的两可之间时，更是这样。所以在本章中我们将首先在最简单的流动图案，即基本上是恒压的平面冲击波起爆时，来讨论过程的主要特征。

我们将分别地讨论几种常用的起爆方法。但是，把注意力放在综合这些过程的基本点和极其类似之处是很重要的，一方面它决定杆状装药的临界直径，另一方面它决定用每一种方法起爆时必需的临界冲量。反应释放出来的能量与稀疏波损失的能量之间的平衡通常是重要的平衡——这是一个对冲击波压力、温度和反应速率的相互依赖关系极其敏感的平衡。

§ 2.1 冲击波压力低于爆轰压力

a. 无气泡的液体炸药和单晶体

如果装药表面受到之压力的数值和随时间变化的规律正好等于稳定爆轰的压力的话，则有理由假定此装药无延迟地立即开始爆轰。但是，许多均质炸药甚至在压力低于稳定爆轰压力的一半时，也可以经过一些延迟而进行爆轰。坎贝尔等曾经对这种起爆过程进行了很充分的研究。工作的主要部分是用硝基甲烷来作的。用大直径的平面波发生器通过不同厚度的隔板把冲击波传入均质炸药中。开始这是一个没有反应的冲击波。而在经过一定的延迟，且延迟时间随初始冲击波压力的减少而增加，以后，在隔板表面处或非常接近隔板表面的地方开始形成爆轰波。这个在被冲击压缩过的炸药中开始的爆轰以比正常的稳定爆速大得多的速度传播。在一定距离之后，此爆轰阵面赶上冲击波阵面，爆速突然降低到略高于稳定爆速的值，然后慢慢地达到稳定爆速。

在第一个反应的光发出之前，隔板附近的炸药变暗，这是开始迅速化学反应的第一个信号。而在预先压缩过并因此可压缩性更小的炸药中传播的爆轰，在最初阶段具有比稳定爆轰更高的压力和更低的温度，因此最初阶段的爆轰发光强度比稳定爆轰的发光强度低。由于压力较高，在此区域中反应产物起一个活塞的作用，它在赶上冲击波以后在未扰动的硝基甲烷中过度驱动爆轰。这就是压力、爆速特别是温度在赶上以后高于正常爆轰的原因。图 2.1.1 表示坎贝尔等所描述的硝基甲烷的平面波起爆实验中冲击

波、质点和爆轰波速度的空间-时间关系。硝基甲烷中的初始冲击波具有 82 千巴的压力、1620 米/秒的质点速度和 4500 米/秒的冲击波速度（初始密度 1.125 克/厘米³）。

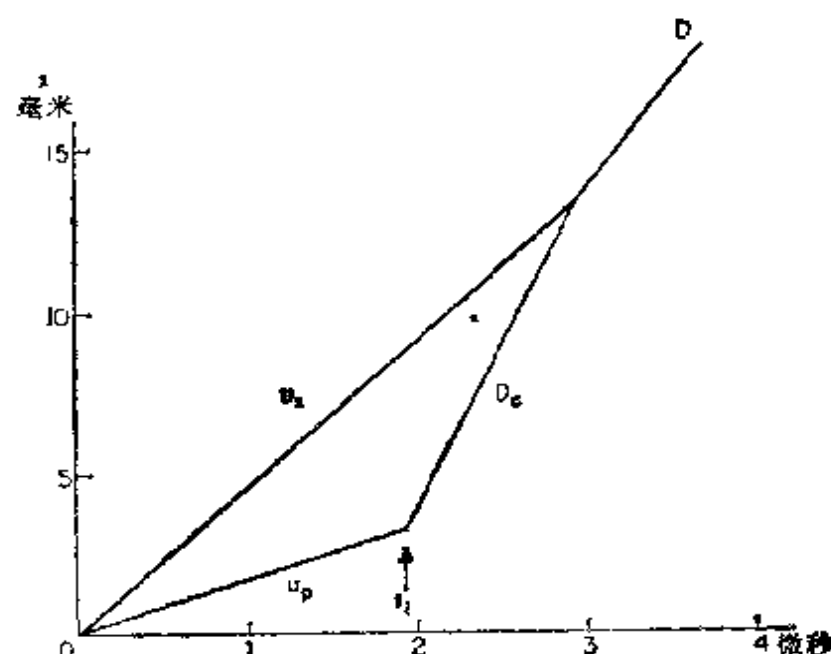


图2.1.1 硝基甲烷的冲击波起爆的空间-时间关系

$p = 81$ 千巴; $u_p = 1.60$, $u_p = 4.50$, $D_c = 10000$ 米/秒, $D = 6290$ 米/秒。

对于未扰动的硝基甲烷，在被冲击压缩过的炸药中，其后发生的爆轰具有 10000 米/秒的速度。假定这个速度主要是由被压缩液体中的密度和局部质点速度的增加决定的，坎贝尔等给出了关系式

$$D_c = 6.30 + 3.2 (\rho - \rho_0) \div u_p \quad (2.1.1)$$

此处速度与密度 ρ 的关系（每克/厘米³ 为 3200 米/秒）是由在大气压力下变化初温所做的实验得出的。方程 (2.1.1) 与用不同的初始冲击波压力的实验相当符合。

从冲击波进入硝基甲烷的瞬间到爆轰在隔板上开始的感应期，对初始冲击波压力、初温、硝基甲烷的纯度和隔板表面粗糙度的变化很敏感。冲击压力由 86 增加到 89 千巴时，感应期由 2.26 减少到 1.74 微秒，初温由 1.6 增加到 26.8℃ 时，感应期由

5.0 减少到 1.8 微秒。

伯格等人用常用的圆柱形的主发装药-隔板-被发装药的实验观察到相同的起爆情况。表 2.1.1 表示起爆深度（从隔板到硝基甲烷装药中首先出现亮的爆轰发光点的距离）与隔板厚度的关系。在透明塑料（pp）-硝基甲烷界面上相应的冲击波压力是这样估算的，即根据分别测量由同一主发装药在透明塑料中的冲击波速度和进入透明塑料中的距离关系而估算的。这样估算的临界起爆压力为 84 千巴。与坎贝尔等所得到的值 81 千巴很符合。伊尔克欣（Ilyukhin）等建议，估算时对有机玻璃用关系式

$$u_s = 2.75 + 1.48u_p \quad (2.1.2)$$

和对硝基甲烷用下式

$$u_s = 2.00 + 1.38u_p \quad (2.1.3)$$

表 2.1.1 在硝基甲烷中起爆深度与隔板厚度的函数关系

主发装药：60/40 黑索金/梯恩梯，直径 75 毫米，长 140 毫米。

次发装药：硝基甲烷装在内径 53 毫米的有机玻璃管中。

有机玻璃 隔板厚度 (毫米)	有机玻璃内 表面上冲击 波速度 (米/秒)	估算的初始压力		起爆深度 (毫米)	爆速 (米/秒)
		有机玻璃 (千巴)	硝基甲烷 (千巴)		
5	6000	156	140	0	—
12	5750	138	123	0	6340
17	5550	124	110	0	6380
25	5280	107	95	7	—
29	5130	98	86	10	—
30	5100	96	84	19	6390
35	4900	84	74	未爆	

图 2.1.2 所示的实验证明了由坎贝尔等所做出的结论，即爆轰首先在隔板-次发装药交界面上开始，然后在冲击波阵面后传播的。一个圆柱形的硝基甲烷装药放入隔板和薄空气隙所分开的透明塑料板堆之间。硝基甲烷装药的长度是变化的，并且也做得比起爆深度短，由视场对着装置末端的条式摄影仪记录空气隙闪

光而精确测量通过每个透明塑料片的平均冲击波速度。测定的冲击波速度与其在堆中的位置的函数关系表示在图 2.1.2a、b 和 c 中。

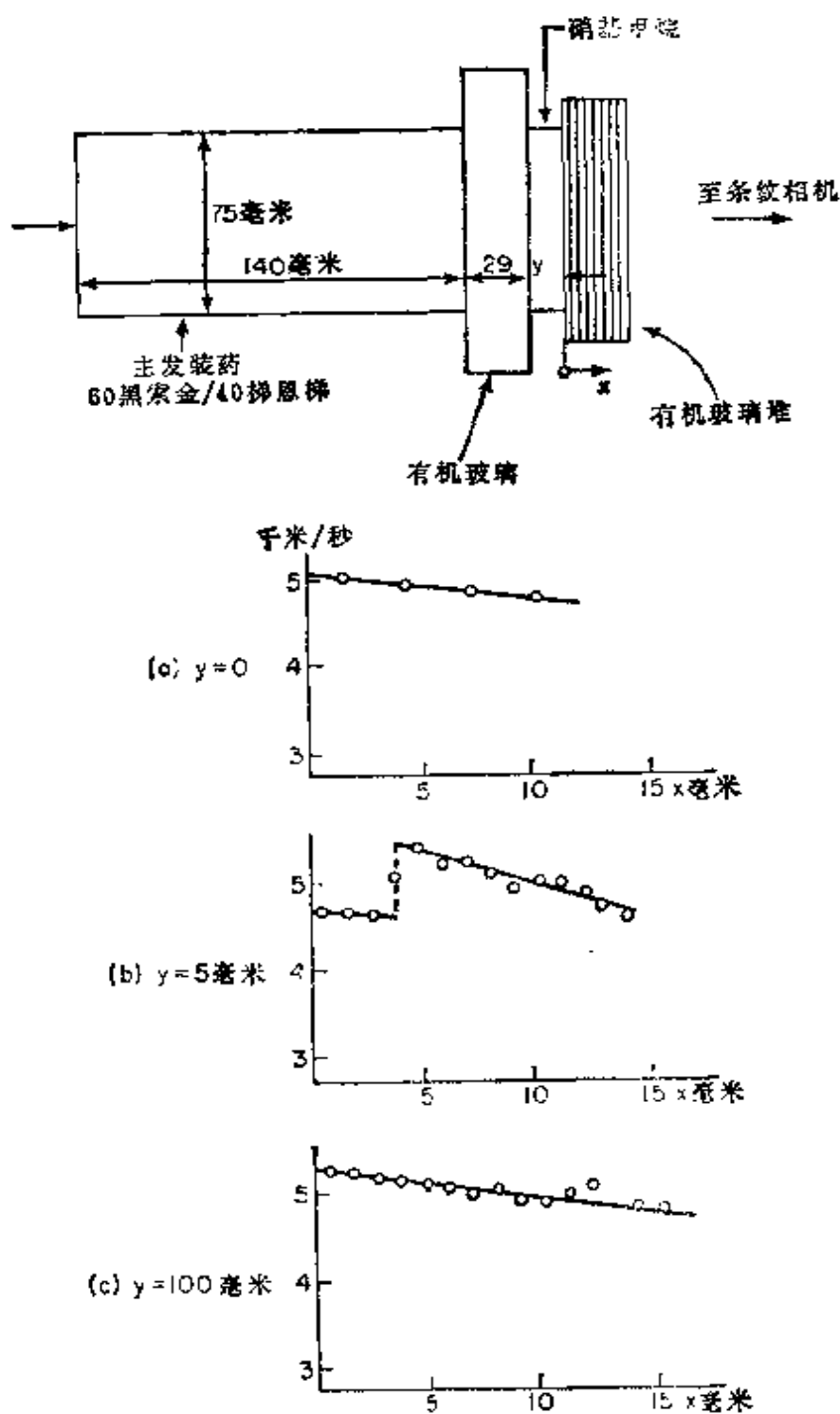


图2.1.2 冲击波在有机玻璃片堆中传播(此堆有薄的空气隙并和厚度不同的次发装药接触)

图 2.1.2a 表示硝基甲烷未插入时冲击波速度衰减的情况,图 2.1.2 c 表示在 100 毫米长的硝基甲烷装药中充分发展的爆轰波转变为冲击波时波速的降低。图 2.1.2 b 表示冲击波传到堆中大约 4 毫米以后透明塑料中的冲击波速度突然增加,这表示在硝基甲烷中在起爆区中原来没有反应的冲击波后面跟随着一个比稳定爆轰状态更强的冲击波或爆轰波。图 2.1.3 以位置-时间关系来表示图 2.1.2b 的过程。珀森等用快速光电倍增器记录了从隔板附近的硝基甲烷发出的光,发现在这种稳定爆轰的方式中一个薄到 27 微米的隔板就足以使爆轰熄灭。通过隔板传递的冲击波,以如同较厚隔板那样的方式重新起爆液体炸药。

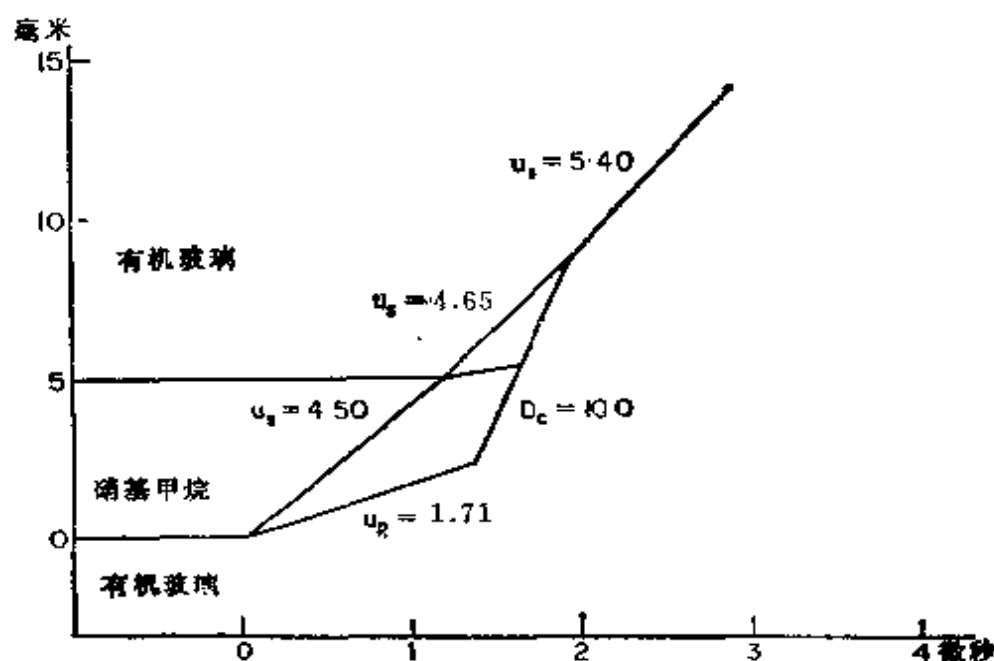


图2.1.3 依照图2.1.2起爆过程的时间-距离图

图 2.1.4 表示所用的装药的配置。图 2.1.5 表示一次实验的记录。其中图 2.1.4 的单个聚乙烯隔板被一个在玻璃片之间有两个空气隙的组合隔板所代替。记录指出由空气隙的两次闪光之后有一个延迟,然后就是由硝基甲烷发出的光强度的两级增加。硝基甲烷的第一次发光在冲击波进入硝基甲烷 75 毫微秒之后出现。

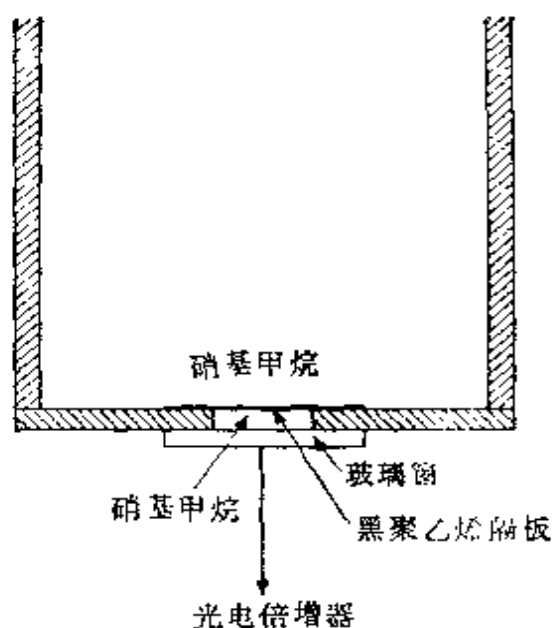


图2.1.4 硝基甲烷实验所用的装置

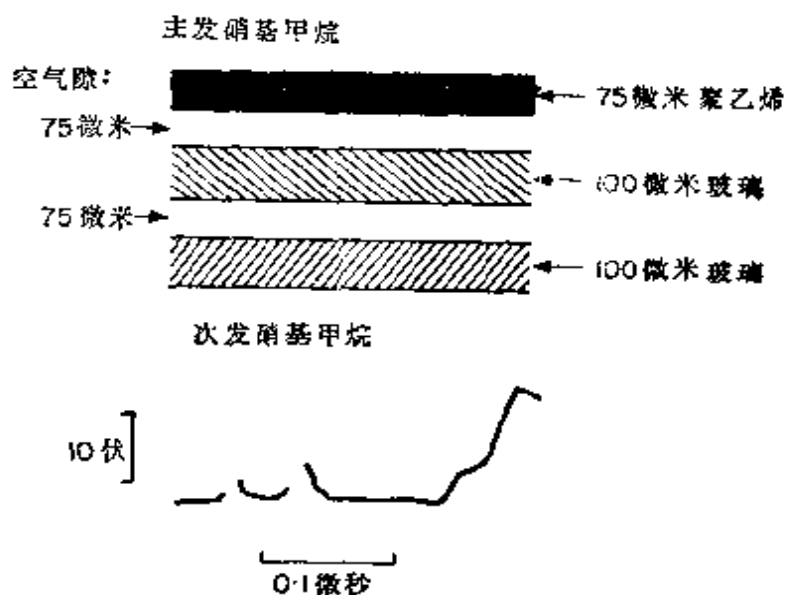


图2.1.5 装置和示波记录

表示空气隙的两次强的闪光和硝基甲烷-次发装药发光的开端。

图 2.1.6 表示用不同厚度的单个聚乙烯隔板的一组记录。在这些实验中，记录的示波图是被光信号本身所触发所以没有记录下冲击波进入的时间。由于在记录线路里人为地引进了延迟线，在第一个光电倍增电压出现之前记录中出现了短的延迟。这些记录表明发光强度按条式照相记录中那样的方式增加。第一个高峰

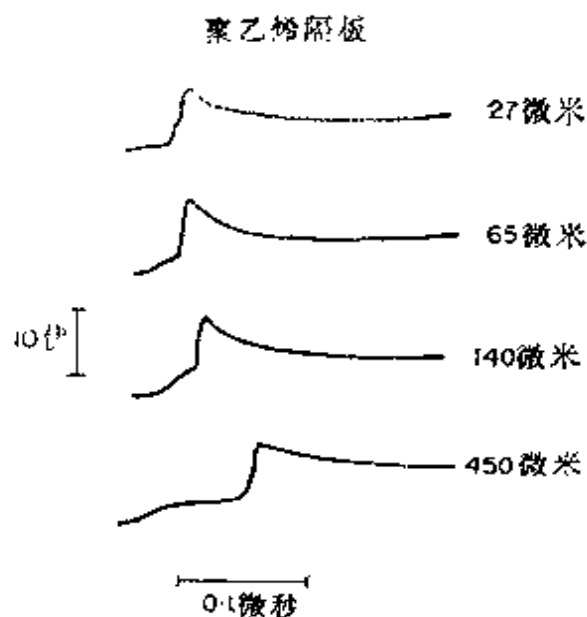


图2.1.6 在硝基甲烷装药中冲击波转变为爆轰波的发光记录
(装药直径32毫米, 聚乙烯隔板厚度不同)

是由在预先压缩过的硝基甲烷中微弱发光的爆轰发出的光, 当此爆轰赶上冲击波阵面时, 发光强度有一个突然的增加, 随后是在未扰动炸药中的超速爆轰强度逐渐减弱的发光。

这些现象的主要特征与那些已经研究过的其它均质液体或固体炸药相类似。表 2.1.2 是液体炸药硝基甲烷、熔态梯恩梯、迪西基特(Dithekite)¹³ 和单晶泰安的临界起爆数据。正如表 2.1.1 中所表明的, 随着起爆压力的减小, 起爆深度有一个迅速而连续的增加。表 2.1.2 的临界数据表示数量级为 1 或几厘米的起爆深度。

表2.1.2 不同的均质炸药的临界起爆数据(近似数据)

炸 药	状 态	P (千巴)	T_0 (°C)	D_c (米/秒)
硝基甲烷	液	81	25	10000
梯恩梯	液	125	85	11000
迪西基特 ¹³ ●	液	85	25	12200
泰安	单晶	112	25	10900

● 3 硝酸/24 硝基苯/13 水。

b. 非均质炸药

甚至在化学上均质的炸药中，很小的物理的不均质性也可以作为起爆中心从而完全改变了起爆的方式。

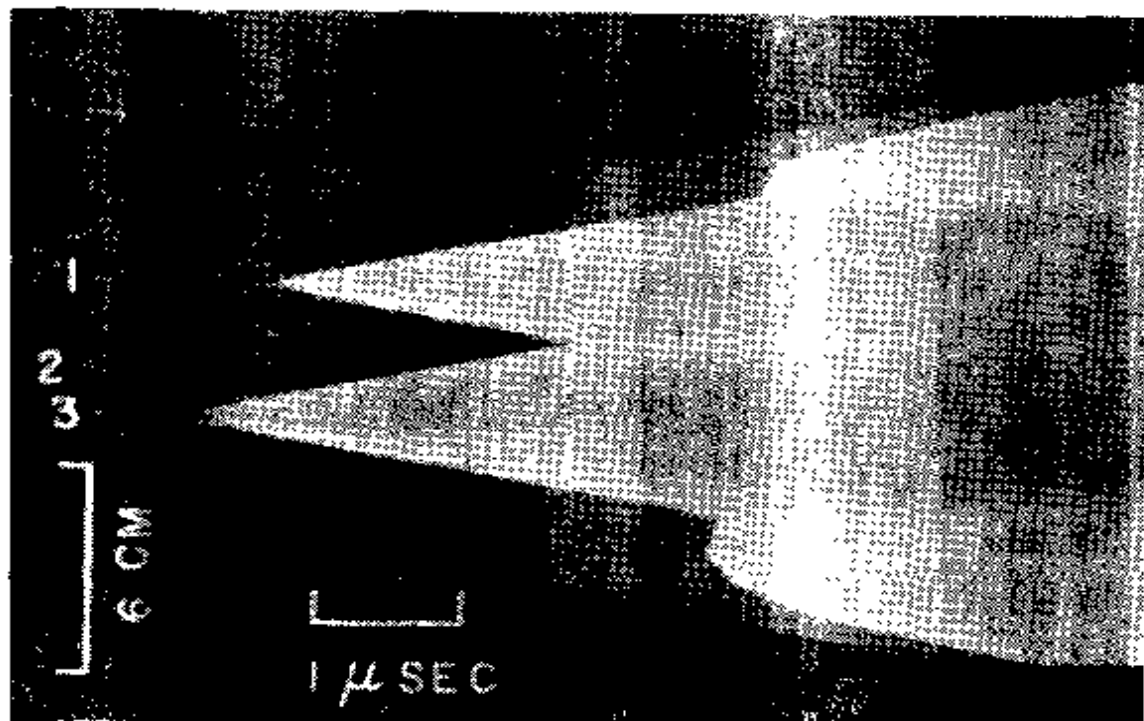


图2.1.7 含空气泡的硝基甲烷的起爆的条式摄影记录

图 2.1.7 表示含有不同尺寸的氩气泡的硝基甲烷平面波起爆的条式照相记录。记录的头部和底部跟着强光的微弱发光区表示均质炸药起爆的典型方式。两个较大的气泡引起一个强烈发光的反应，它在均匀反应之前一个多微秒开始，并随着时间而扩展。较小的气泡可能在几个微秒之内发光，但在整个记录的时间之内不产生起爆。用含有氩和丁烷气泡的硝基甲烷所做的实验表明，虽然预期它们的压缩温度大不相同，但在起爆能力上差别很小。这表明其它的机理可能比气体的绝热加热更能说明起爆过程。当气泡被小的钨或塑料圆柱体代替时，发现这些东西也起起爆中心的作用。麦迪尔围绕对圆柱形或矩形横截面的棒，或者平行于冲击波阵面放置的凹穴有反应的二维流动所做的数值计算，补充证实了这些实验的结论。在液体中，不均质性附近冲击波的相互作用引起的局部高压高温的区域可能是引起反应的实际中心。然后它

可能扩展或衰退，这取决于加热区的尺寸。

因此，我们总结为，与均质性的任何偏离，例如凹穴、砂砾质点、颗粒的边界或者甚至一种炸药中所包含的另一种炸药的颗粒，在给定的起爆压力下，都可能比均匀反应机理更早地起爆。这就是非均质炸药要用比均质炸药小得多的起爆压力引起爆轰的原因。

被压缩过的非均质炸药的起爆行为实际上是与均质炸药完全不同的。坎贝尔等在充分的实验研究的基础上对比了两类炸药的行为：

(a) 在均质炸药中，初始冲击波的速度是恒定的或随时间而略为降低；而在非均质炸药中，相应的波在它整个传播过程中是加速的。

(b) 在均质炸药中，到高级爆轰的过渡是很突然的；在非均质炸药中此过渡不是这样突然。

(c) 在均质炸药中，高级爆轰的开头伴随着过高的速度，在硝基甲烷中约等于 10%；而对于非均质炸药在实验中没有记录到这种过高的速度。

(d) 在均质炸药中观察到爆轰发生在冲击波衰减器和炸药的界面处；在非均质炸药中，目前认为爆轰可能发生在冲击波阵面上或冲击波阵面附近。将来用导电性实验有可能弄清这一点。

(e) 用硝基甲烷和金刚砂的混合物所做的实验表明，此混合物比均质的液体硝基甲烷敏感得多。混合物的非均质性引起局部加热的冲击波相互作用，对于起爆来说炸药冲击性质的详细结构比热化学常数更加重要。

(f) 在均质炸药中，直到爆轰开始之前，初始冲击波后面的物质相对地说的不导电的；在非均质炸药中，初始冲击波阵面后的物质是完全导电的，并且当过渡到高级爆轰时变得更明显。

(g) 在均质炸药中，起爆过程对于初温的变化或冲击波压力的变化比在非均质炸药中敏感得多。

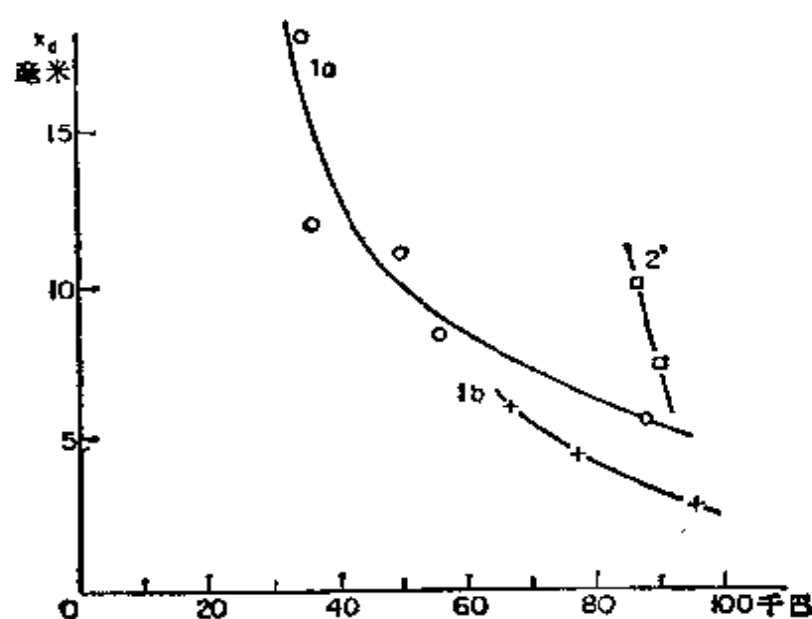


图2.1.8 起爆深度与初始冲击波压力的函数关系

1—65黑索金/35梯恩梯；2—硝基甲烷；1a—和2—根据坎贝尔等的数据，
1b—根据雅可布斯(Jacobs)等的数据。

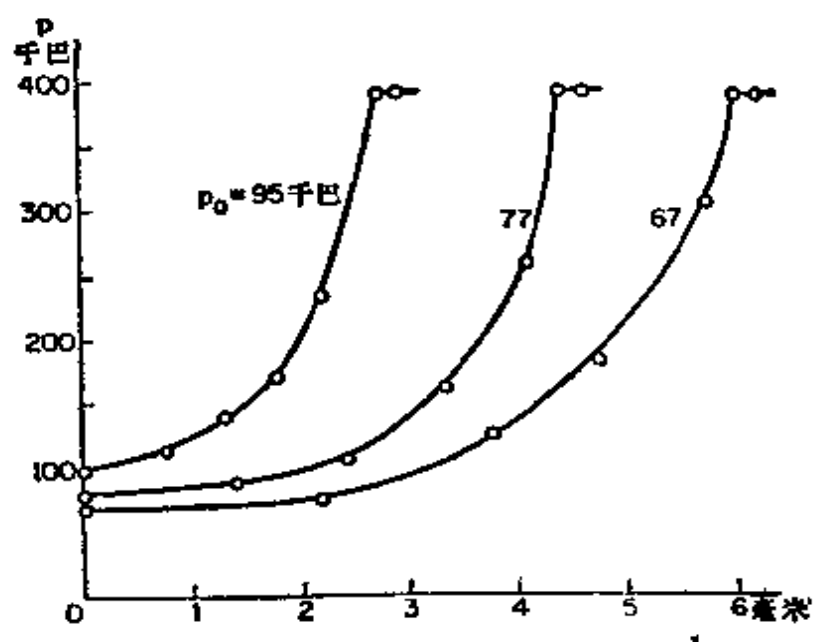


图2.1.9 $P_0 = 1.72$ 成分为59黑索金/40梯恩梯/1蜡的铸
装B炸药在起爆期间阵面压力的增长

图 2.1.8 表示压装炸药赛克洛托 (Cyclotol)、B 炸药以及液体炸药硝基甲烷在起爆压力和起爆深度对于起爆压力感度的差别。

图 2.1.9 表示在铸装的 B 炸药中, 当冲击波从隔板出发到规则爆轰的开始时冲击波阵面压力的逐渐增长。B 炸药的 C-J 压力是 283 千巴和阵面压力是 382 千巴。当初始冲击波的压力是 95 千巴时起爆深度是 2.7 毫米, 77 千巴时是 4.4 毫米, 67 千巴时是 6.0 毫米。

伯格和珀森应用类似于已经对硝基甲烷描述过的复合闪光隙技术的某些实验, 进一步说明了冲击波压力的逐渐增长和爆轰的建立。不同厚度的 B 炸药 (60 黑索金/40 梯恩梯) 的铸装装药放入隔板和有机玻璃片堆之间 (见图 2.1.10a)。堆中不同的冲击波速度是从各片之间的空气隙被冲击波闭合时所产生的连续闪光而测得。图 2.1.10b 是测得的冲击波速度分布图。没有被发装药时 ($h=0$), 堆记录了由隔板传来的衰减冲击波, 此冲击波有 3400 米/秒的初始速度。有 12 毫米厚的被发装药时, 由被发装药进入堆中的冲击波初始速度为 3500 米/秒并增加到 4000 米/秒。这增量表示在冲击波阵面后的次发装药中有能量释放出来和炸药中的压力随着离阵面的距离而增加。

用 18 毫米厚的次发装药时, 在透明塑料堆中的初始冲击波速度是 4600 米/秒, 并增加到最大值 4800 米/秒。一个 23 毫米厚的被发装药产生约为 6000 米/秒的初始冲击波速度, 它接近于峰值压力, 然后冲击波速度又很快衰减。这说明能量在冲击波阵面附近释放, 并且在 30 毫米被发装药的记录中衰减的冲击波就是稳定爆轰所得到的那种典型情况。它表明反应发生在波阵面附近。这些实验是用铸装的, 高密度的 60/40 黑索金/梯恩梯做的, 而坎贝尔等的实验的主要部分是用压装的, 高密度装药做的。这两种实验与非均质炸药的是一致的, 即冲击波幅度逐渐增长并且高级爆轰是在冲击波阵面处或十分接近冲击波阵面处开始的。

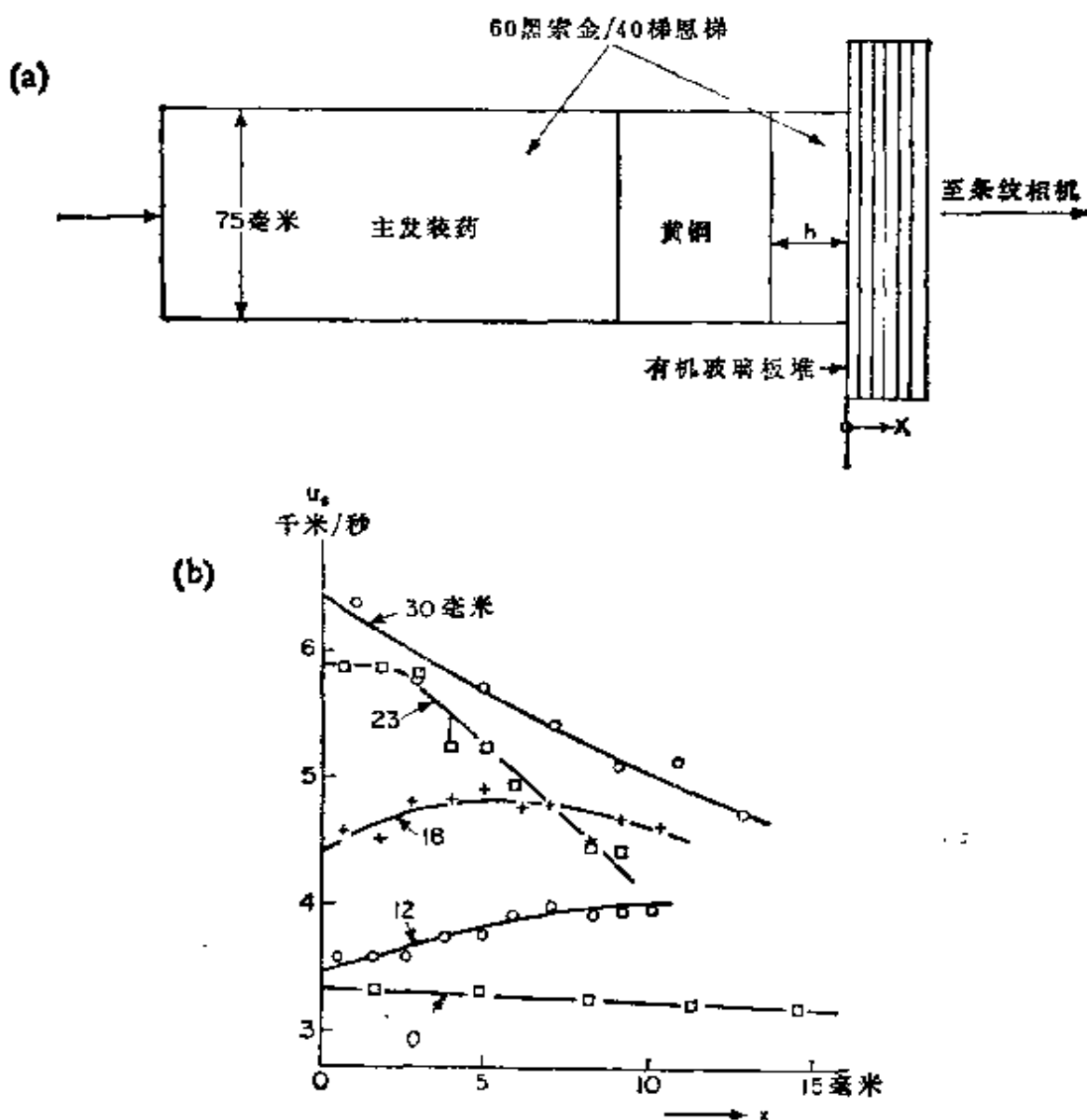


图2.1.10 从不同厚度(由0到30毫米)铸装60黑索金/40梯恩梯次发装药传入有机玻璃的冲击波速度分布图

德雷明(Dremin)曾用电磁方法测定了起爆区中的质点速度,这种方法的原理如图2.1.11所示。平行于冲击波阵面的金属箔作为磁场中运动的导体,并且其感应电动势与质点速度成正比。

德雷明根据测定结果,区分了三种类型的炸药:均质的,如无气泡的液体炸药;接近均质的,如高密度的铸装炸药;和非均质的,如压装炸药。图2.1.12表示起爆过程中不同阶段的压力

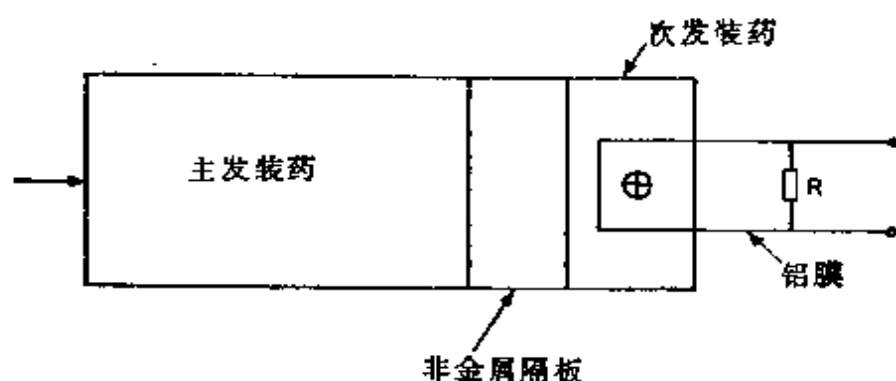


图2.1.11 电磁测定起爆区中炸药质点速度的装置简图

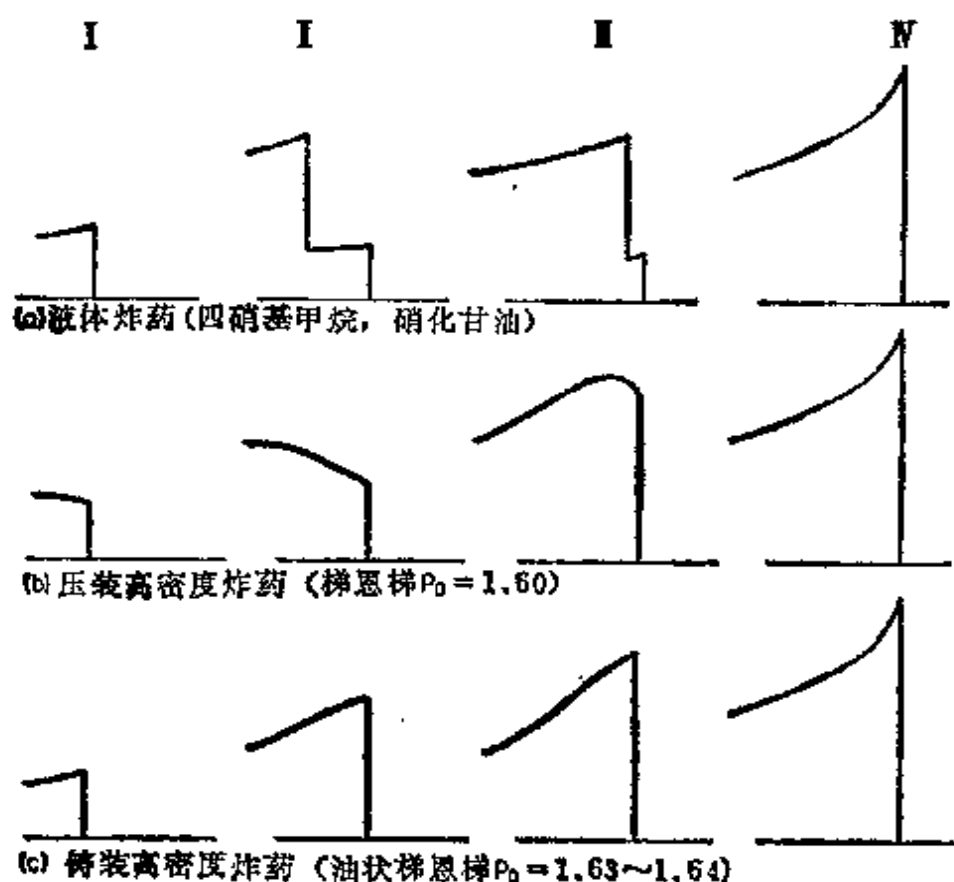


图2.1.12 起爆的三个阶段中的压力分布示意图

(a) 液体炸药；(b) 压装梯恩梯；(c) 铸装的油状梯恩梯。

分布图。高密度铸装炸药的行为与有机玻璃堆实验所叙述的相类似。由于在铸装炸药中气孔形式的起爆点的数目比在压装和油状炸药中多，因此在图 2.1.12b 和 c 中各种起爆行为有差别。

§ 2.2 冲击波压力大于爆轰压力

当用猛炸药做传爆药对硝酸铵-燃料炸药或硝酸铵-梯恩梯-水浆状炸药来起爆时,起爆压力大于爆轰压力,因此在接触面上无延迟地开始爆轰。但是,传爆药的直径必须超过一个临界值,以使爆轰达到稳定爆轰。当直径较小时,侧向的膨胀损失太大,尽管开始爆轰阵面的面积还在扩大但爆轰将终于熄灭。图 2.2.1 表示当用圆锥形的猛炸药作传爆药起爆时,装在电木管中的硝铵浆状炸药起爆以后不同时间的冲击波阵面,此浆状炸药的成分为 25% 梯恩梯, 12% 水和 0.4% guar(里奥利特 25)。装药直径(d)是 10 厘米,稳定爆轰的临界直径是 6 厘米。用直径(ϕ)3 和 4 厘米的传爆药时爆轰衰减,但在 5 厘米时变为稳定。传爆药是密度 1.5 克/厘米³, $D=7100$ 米/秒的塑性炸药斯塔特克斯 (Startex) 装在内径/外径为 20/30 毫米的有机玻璃管中。此结果与恩尼格 (Enig) 的计算相符合。

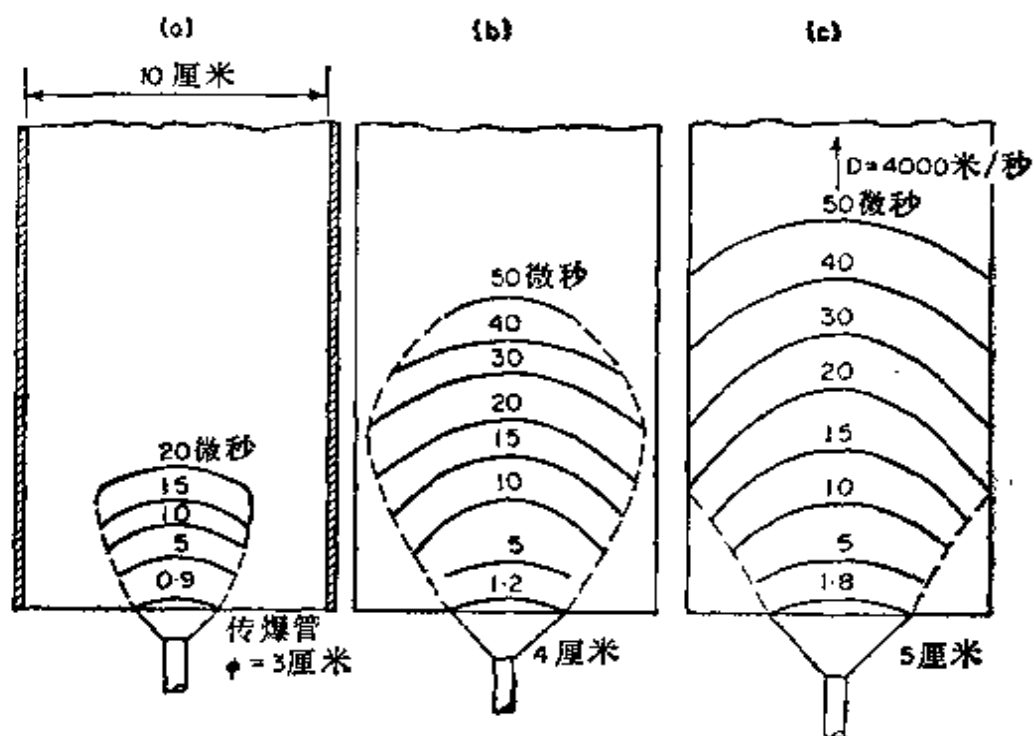


图 2.2.1 用不同直径的猛炸药传爆药时高强度冲击波
在低感度装药 (里奥利特 25) 中的传播和极限

图 2.2.1 中, 曲线是用条式照相机记录冲击波到达不同长度的装药底部得到的。其装置如图 2.2.2 所示。为了得到足够的光, 装药底部的有机玻璃有许多充满空气的环状沟槽。此沟槽用一个塑料膜片与浆状炸药隔开。图 2.2.3 给出了这样一个记录的例子, 传爆药直径为 4 厘米, 装药长 4.8 厘米。

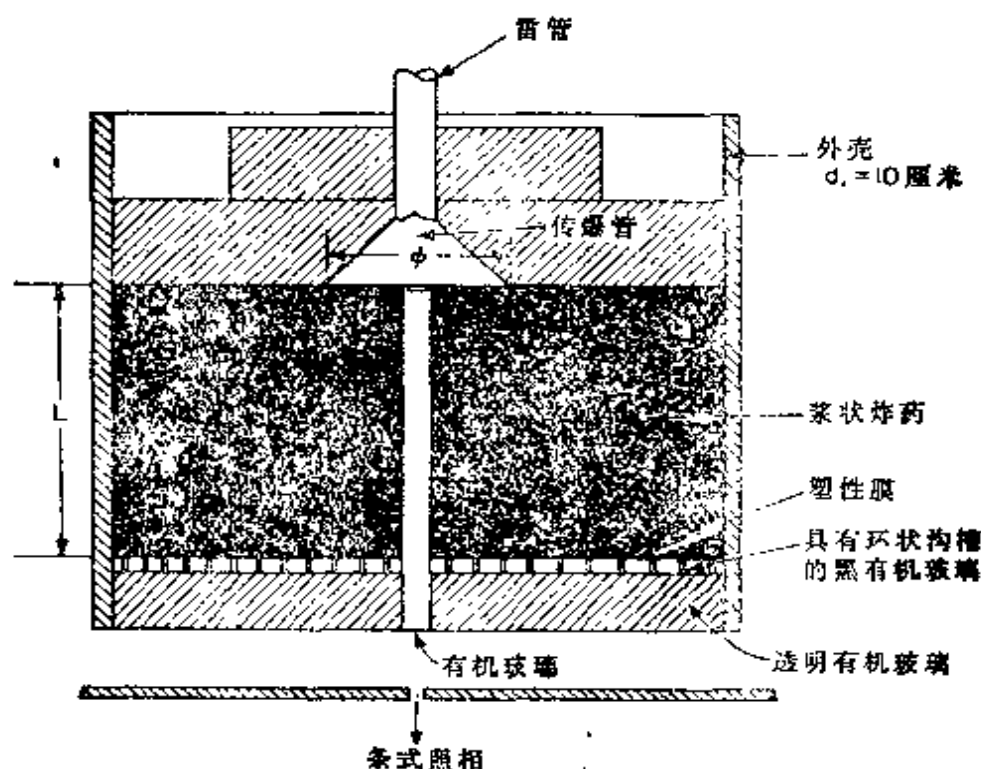


图 2.2.2 记录冲击波到达低感度爆炸装药端面的装置

图 2.2.4 表示对于一些 d 和 ϕ 组合的爆轰轴向传播距离-时间图, 装药放在 40 厘米长的酚醛塑料管中。在 6 厘米管中 ($\phi = 5.9$ 和 4.9 厘米), 一开始就得到几乎是恒定的爆速。前者测定的爆速是 4500 米/秒, 后者为 4300 米/秒, 差别的原因还不清楚。当 $\phi = 4.7$ 厘米时, 在大约 10 厘米以后速度开始迅速地减少, 到 27 厘米时稳定在 3600 米/秒, 接着又迅速地下降直到在 33 厘米以后光亮消失。当 $\phi = 4.5$ 厘米时, 在 6 厘米以后速度开始衰减, 在 18 厘米以后不发光。在一个 8.7 厘米的管中, 当 $\phi = 4.7$ 厘米时, 在 20 厘米之前速度是 3500 米/秒, 然后迅速地变到一个新的 4600 米/秒

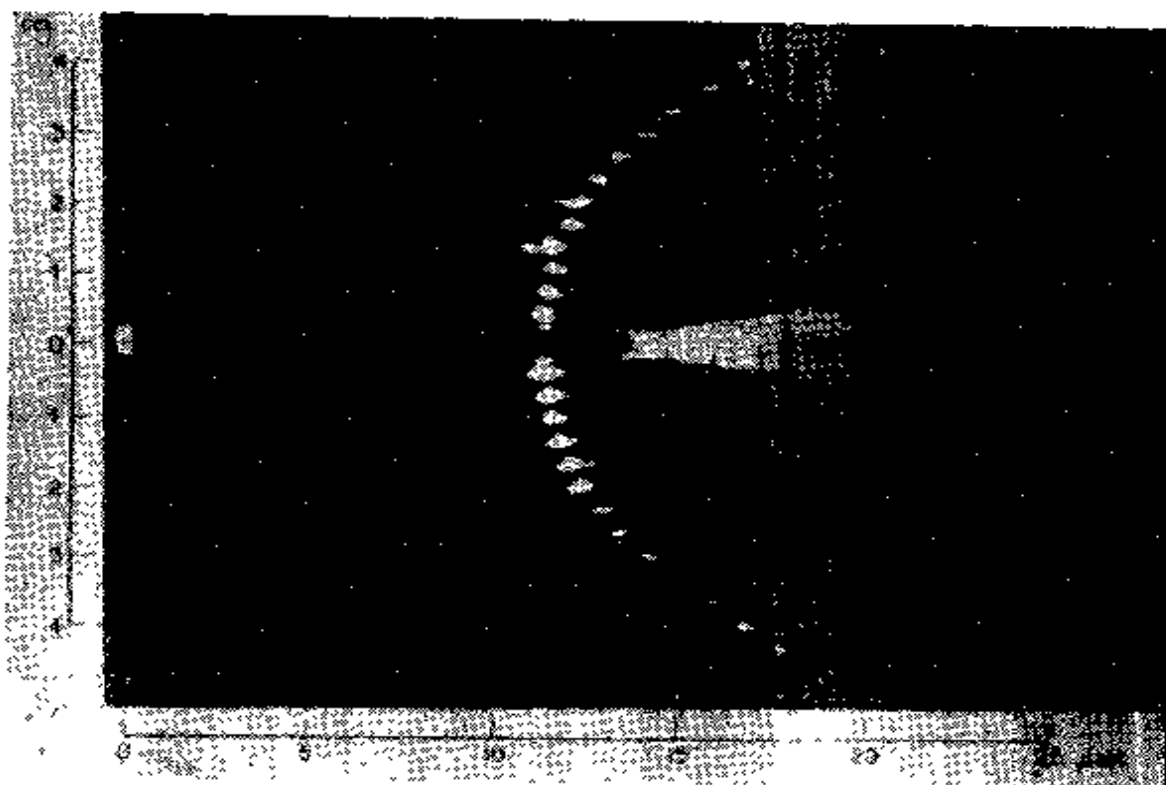


图2.2.3 用图2.2.2的装置(其中 $\phi = 4.0$ 厘米; $L = 4.8$ 厘米)
得到的条式摄影记录

的恒速。在直径 10 厘米和 $\phi = 9.9$ 厘米的管中从开始就得到 5000 米/秒的速度。

图 2.2.4 中的距离-时间图是用条式照相机对放在酚醛塑料纸管中的装药摄影得到的, 此装药的 40 厘米长度上在管壁相距 3 厘米处钻一些 6 毫米的孔。图 2.2.6 给出一个 $d = 6$ 厘米和 $\phi = 4.7$ 厘米的条式摄影记录的实例。为了在阵面通过时得到可见光的信号, 把一些 4 号雷管锯断放在各孔中, 放时雷管的起爆药要向着孔 (见图 2.2.5)。孔和雷管对于爆轰过程没有重大影响。发现在 6 厘米装药中临界传爆药直径在有孔和雷管时是 4.8 厘米, 没有时是 4.6 厘米。因此图 2.2.4 应当给出爆速随着传爆药直径而变化的满意结果。

可以扼要地讲, 传爆药的起爆表面必须超过一个临界值, 以使反应释放的能量超过侧向膨胀损失。在临界值附近, 爆轰传播相当长的距离之后, 释放和损失的能量之差能使爆轰熄灭或者达

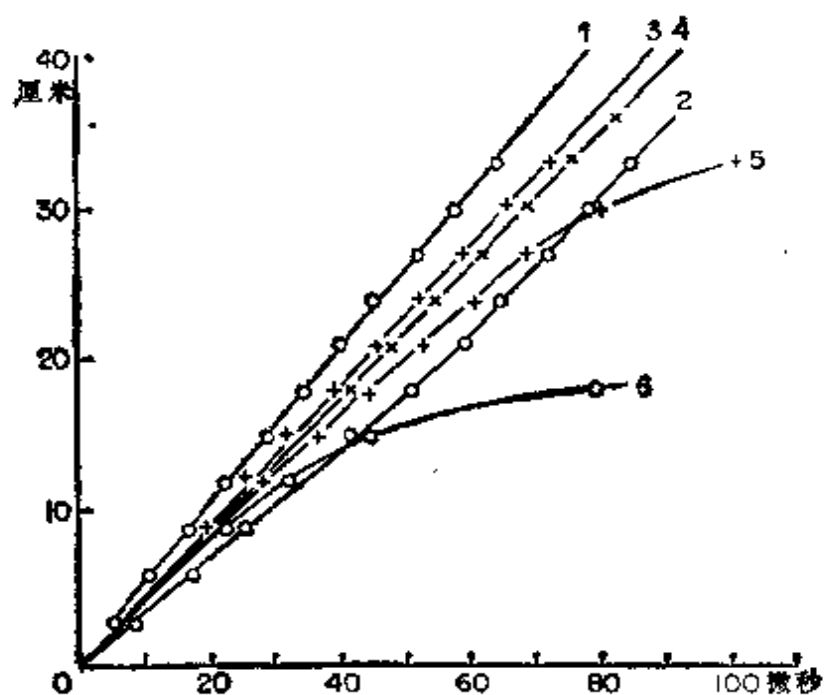


图2.2.4 低感度炸药(里奥利特25)装药中爆轰阵面的距离-时间图

	1	2	3	4	5	6
装药直径(厘米)	10.0	8.7	6.0	6.0	6.0	6.0
传爆药直径(厘米)	9.9	4.7	5.9	4.9	4.7	4.5

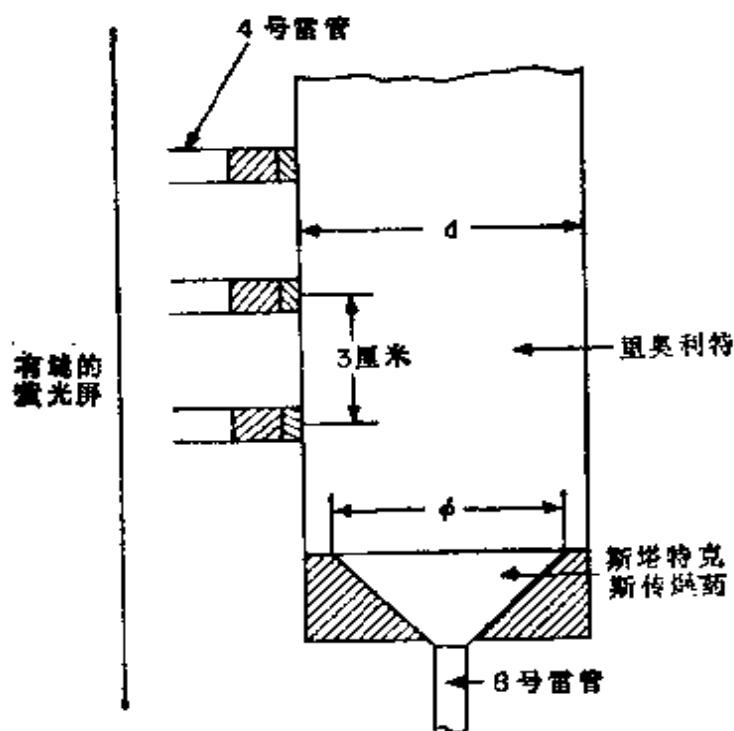


图2.2.5 记录在钝感炸药中传播的爆轰阵面的装置

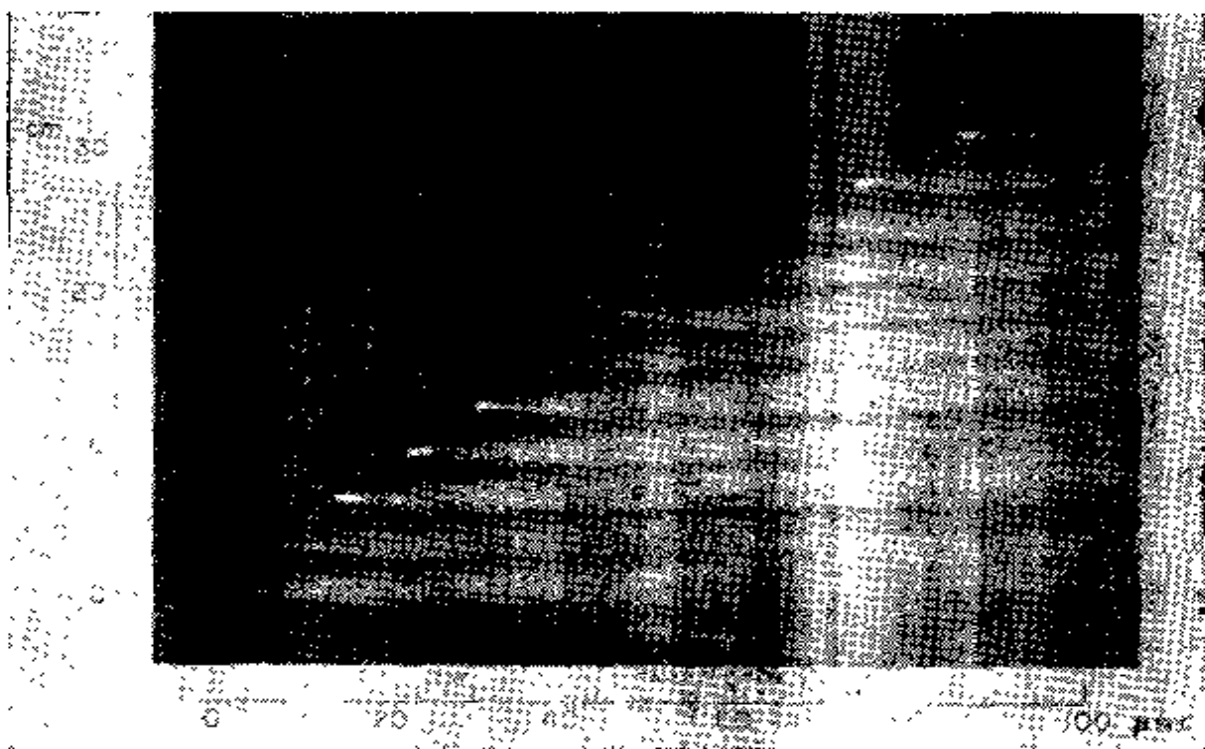


图2.2.6 用图2.2.5的装置得到的条式摄影记录

到稳定。约翰逊等人曾使用一种经研磨颗粒尺寸为 ≈ 0.01 毫米的细梯恩梯粉和甘油的混合次发装药，来测定传爆药端面的起爆强度。把装药小心地用手混合，并把它装填在薄的聚氯乙烯管中。聚氯乙烯管放在直径30毫米的铅柱上。在装填时，聚氯乙烯管用一个黄铜开合模套围着。次发装药长50毫米，铅柱长30毫米。装药的爆轰程度是由铅柱的压缩值与初始高度的比值(q)确定。由改变甘油含量(r)的实验测定 $q=0.5$ 时的值，并且此值(r_m)是在测定传爆药的起爆强度时采取的。图2.2.7表示在传爆药和装药之间有一个铝片的装置。图2.2.8给出了用密度 1.55克/厘米^3 、直径25毫米的压装梯恩梯传爆药和不同厚度铝板的某些 q 与 r 的关系曲线的例子。 r_m 的数值能够以 $\pm 1\%$ 的精度读出来。图2.2.9表明，当直径低于15厘米时，圆柱形传爆药 r_m 值随着直径的减小而迅速下降。

如图2.2.1所示，当将传爆药放置在炸药外面，端部与炸药相接触进行起爆时，圆锥形的传爆药给出相对于它们的重量来说

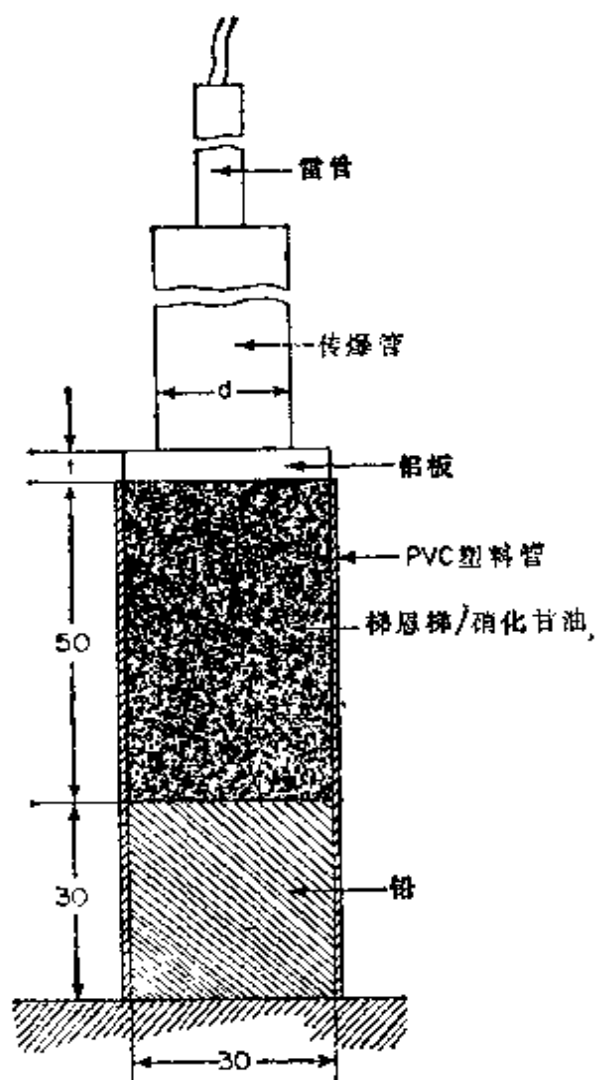


图2.2.7 测定接触起爆时传爆药起爆强度的装置

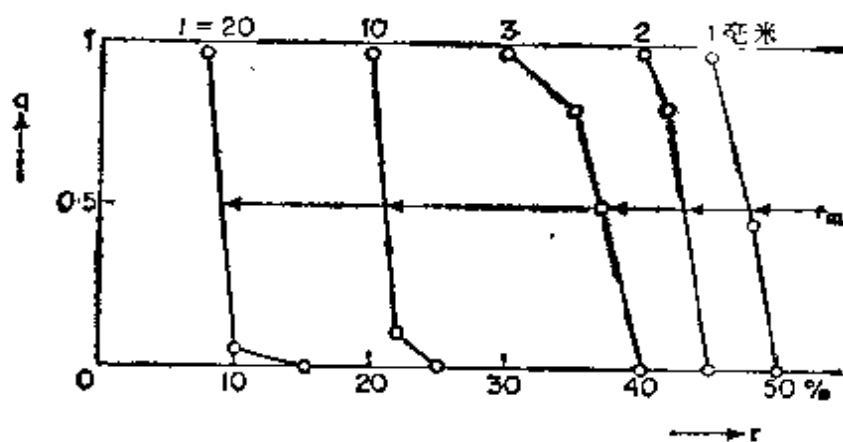


图2.2.8 按照图2.2.7所做的实验铅柱的变形
(q)与甘油含量(r)的函数关系

是很高的起爆效应。图 2.2.10 表示当用斯塔特克斯 (Startex) 传爆药起爆里奥利特 25 时, 临界重量和临界底部直径与锥角的函数关系。锥角(2α) 在 20 和 128 度之间变化, 因此传爆药的形状从高度大于两倍直径的圆锥体变为高度仅是 20% 直径的圆锥体。

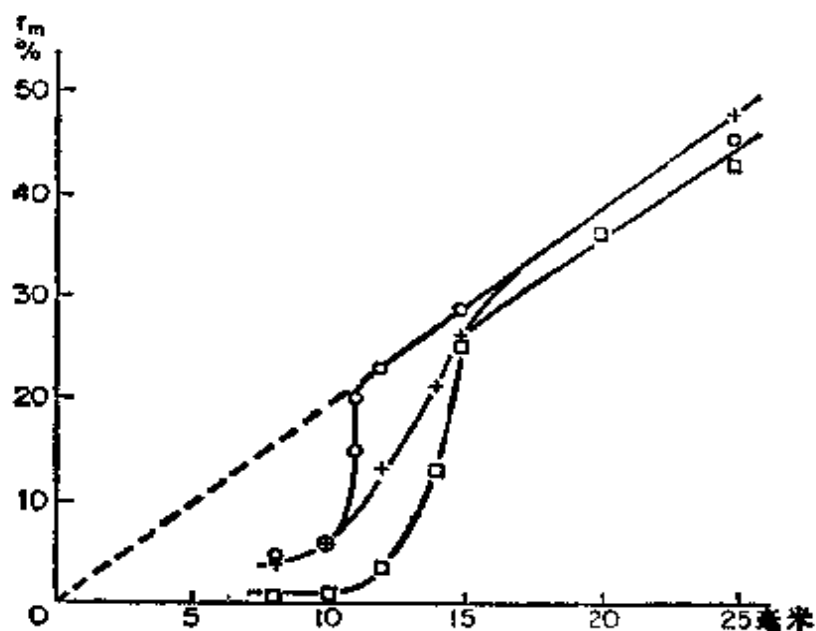


图2.2.9 梯恩梯传爆药的起爆强度与
传爆药直径的函数关系

r_m 是 $q = 0.5$ 时的甘油含量。○— $t = 0$ ，+— $t = 1$ ，
□— $t = 2$ 毫米（见图2.2.7）。

根据图 2.2.10, 传爆药的临界直径由 $\tan \alpha \rightarrow 0$ 时大约 3 厘米 (高度为 4 厘米的圆锥体) 线性地上升到 $\tan \alpha = 2$ 时大约 4 厘米。传爆药的临界重量随着锥角的增加而迅速减少, 并达到约 8 克的下限值。一个装在 25 厘米铁管中密度为 1.06 克/厘米^3 , $D = 3100 \text{ 米/秒}$ 的铵油炸药对于阿莫尼特的关系是类似的, 但是传爆药的临界直径略低一些, 临界重量的下限值也较低, 约为 7 克。曾经用图 2.2.11 所示的次发装药进行研究, 为了减少装药重量并选择锥形的次发装药, 用湿砂把装药埋住以降低声响。用直径 10 厘米的圆柱形装药和没有任何砂隔板的对比实验, 对里奥利特和阿莫尼特得到几乎相同的结果。

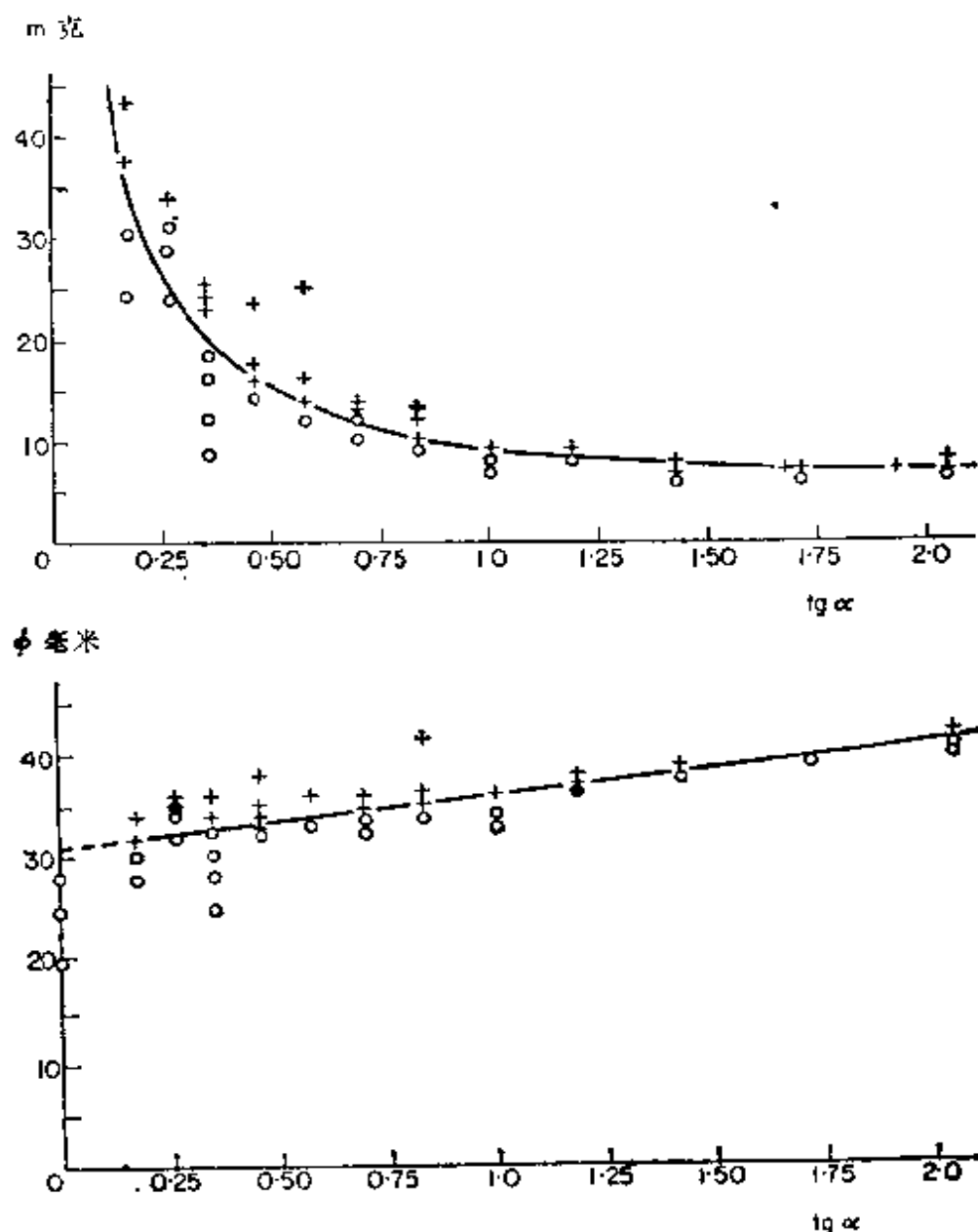


图2.2.10 用锥形斯塔特克斯传爆药起爆里奥利特25，
临界重量和临界底部直径与锥角的函数关系

○—爆轰衰减；+—完全爆轰。

对于管中的圆柱形装药，通过测量被爆轰炸毁的管长(L)来确定传爆药的临界直径(ϕ)。图 2.2.12 表示里奥利特型炸药的 L 与 ϕ 的函数关系， d 是装药直径。从图上明显地看出，对于 $d = 6$ 厘米的酚醛塑料管(壁厚 0.1 厘米)， L 起初随着 ϕ 直线上升。在 ϕ 值较大时，曲线向上弯并在传爆药临界直径 $\phi_k = 4.6$ 厘

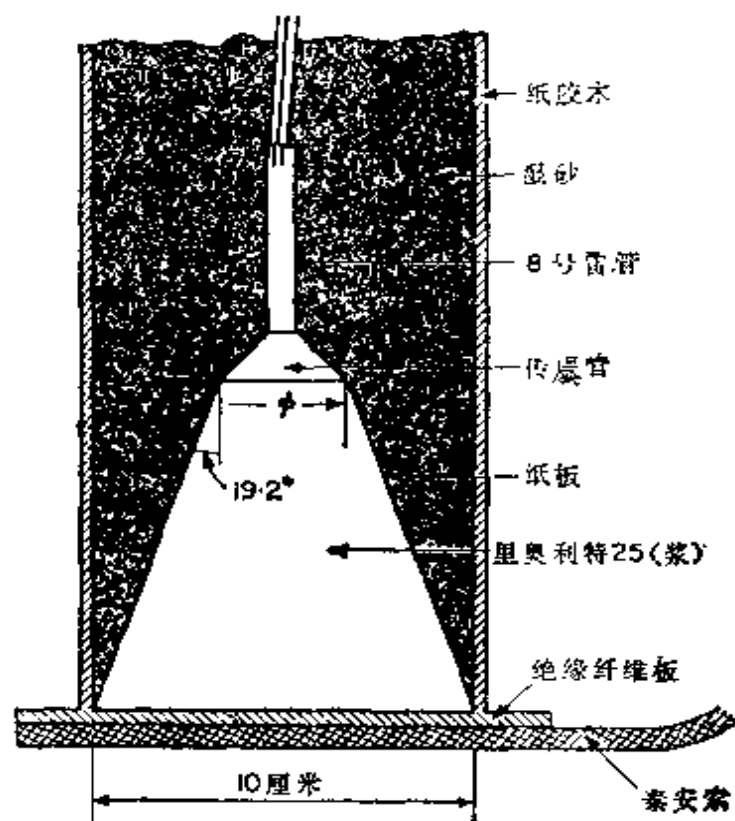


图2.2.11 确定传爆药临界直径的装置

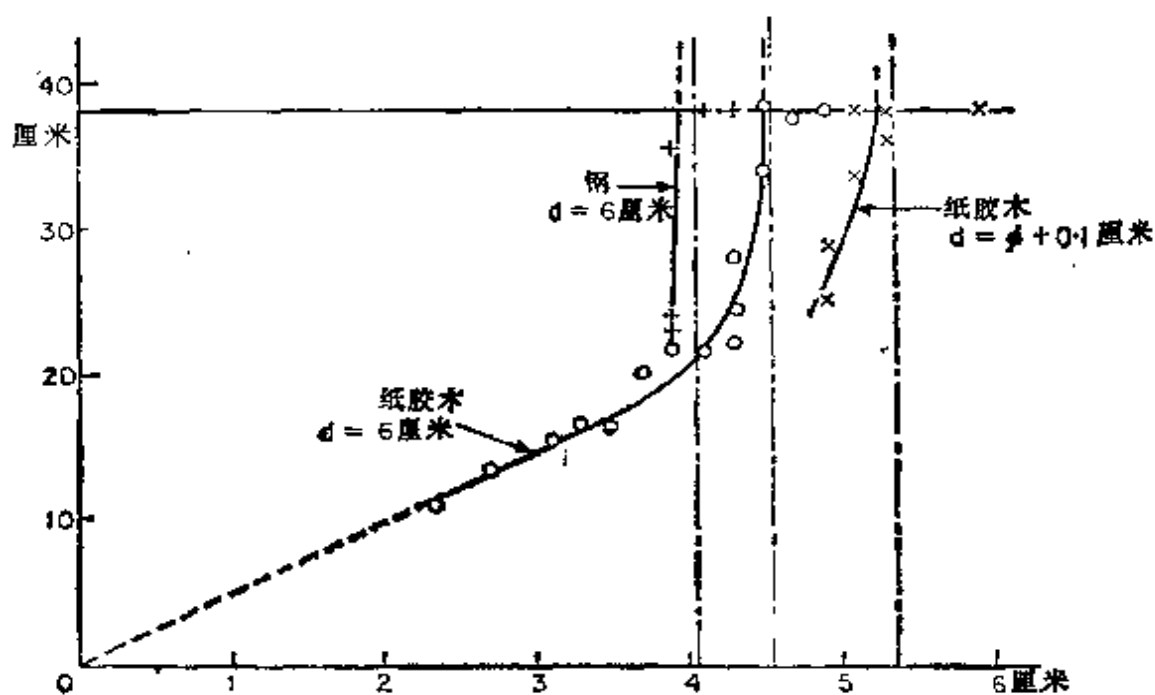


图2.2.12 装有浆状炸药的管子被爆破的长度与传爆药直径的函数关系

米时渐近地趋向很大的 L 值。在壁厚 0.2 厘米直径 6 厘米的钢管中进行相应的实验，得到传爆药临界直径 $\phi_k = 4.1$ 厘米。

为了确定稳定爆轰的临界装药直径，装药在整个端面上起爆。为了容易插入，传爆药的直径比电木管大约小 1 毫米。结果表明在管子的临界直径 $d = 5.4$ 厘米时 L 趋于很大的值。

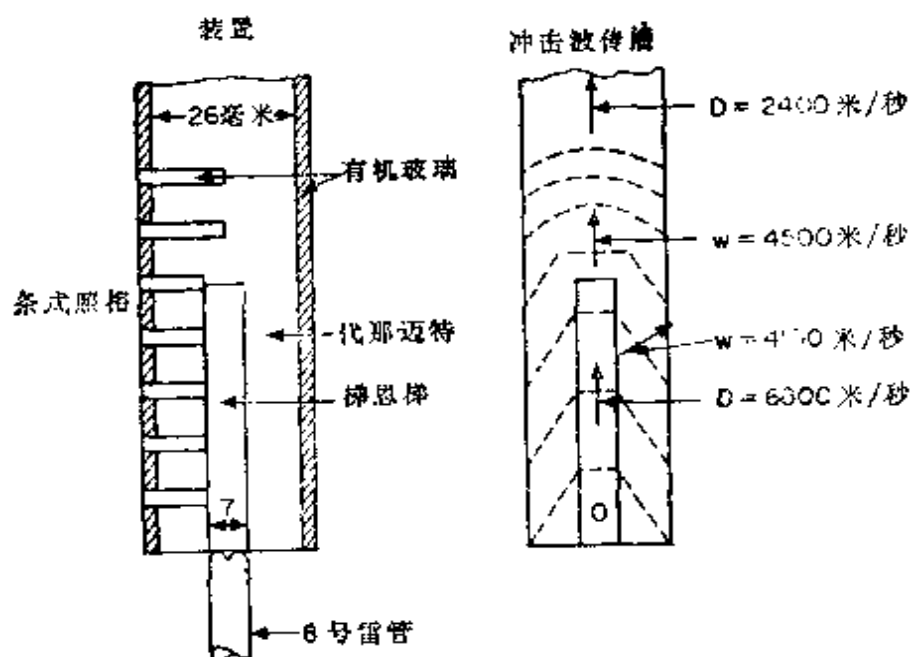


图2.2.13 用7毫米的梯恩梯药柱起爆LFB代那迈特

当柱形的传爆药全部埋入炸药中时，在爆轰波到达传爆药端面之前，与柱形传爆药表面邻接的炸药受到膨胀的爆轰气体压力作用。如果该表面处的压力足以起爆，则在爆轰波到达传爆药的底面之前，传爆药侧面的炸药已经引爆。这意味着埋入的圆柱形传爆药的有效起爆表面比底端单独与炸药接触的更大。反之，如果侧面的压力太低以致不能起爆，则传爆药无论是在装药外边或埋入炸药中，都是无关紧要的。用压装梯恩梯的传爆药在含35%硝化甘油的胶状LFB代那迈特中引起高速或低速爆轰就是一个例子。其作用和结果分别表示在图2.2.13和2.2.14中。图2.2.13表示用条式照相机测得的LFB在26毫米有机玻璃管中的起爆过程，传爆药直径7毫米，长50毫米。梯恩梯传爆药端面上的爆轰

压力足以在 LFB 中引起高速爆轰，但侧向压力太小锥形的冲击波不能引起高速爆轰，以致迅速衰减为爆速 2400 米/秒 的低速爆轰。产生高速爆轰的传爆药临界直径取决于代那迈特的密度。图 2.2.14 表示密度 1.55 克/厘米³ 的压装梯恩梯传爆药的临界直径与含 35% 硝化甘油的胶状硝酸铵代那迈特密度的关系。

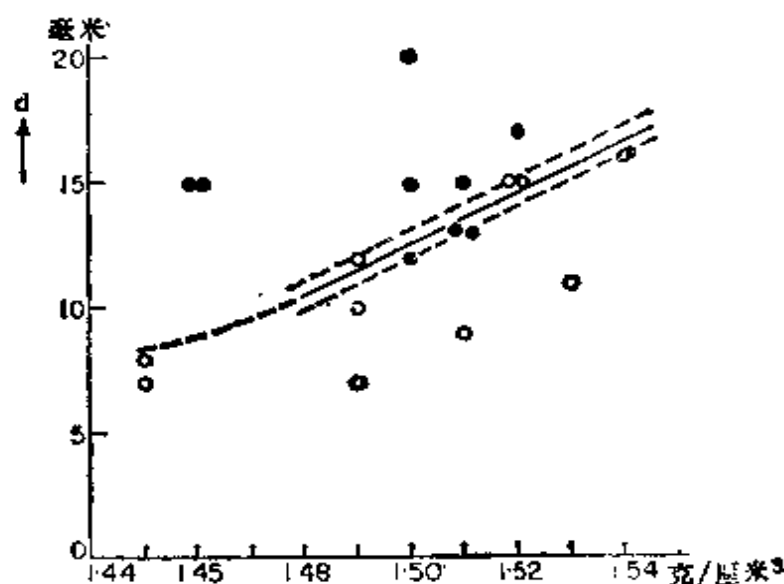


图2.2.14 LFB 代那迈特的爆轰程度与
其密度和梯恩梯传爆药直径的关系

○—低爆速；●—高爆速。

§ 2.3 圆柱形装药之间的爆轰传递

爆轰能够通过长度小于某一临界值的惰性隔板在两个同轴药柱之间传递，此临界值取决于炸药种类、药柱直径和隔板材料。

图2.3.1表示用条式摄影机记录的爆轰传递过程。爆轰由密度 1.55 克/厘米³ 的泰安主发装药通过铝的圆柱体传到直径为 20 毫米的次发装药。AB 记录了主发装药表面爆轰阵面发光的轨迹，CEF 是在次发装药中同样的轨迹。如果后者是压装梯恩梯 则只有 EF 显露出来，最靠近铝圆柱的部分是暗的。图中虚线 A'B'C'E'F' 表示冲击波阵面沿轴线的传播。A'B' 是主发装药中的爆轰波阵

面； $B'C'$ 是铝圆柱中冲击波阵面； $C'E'$ 是在次发装药中加速的冲击波阵面； $E'F'$ 是次发装药中稳定爆轰波阵面。

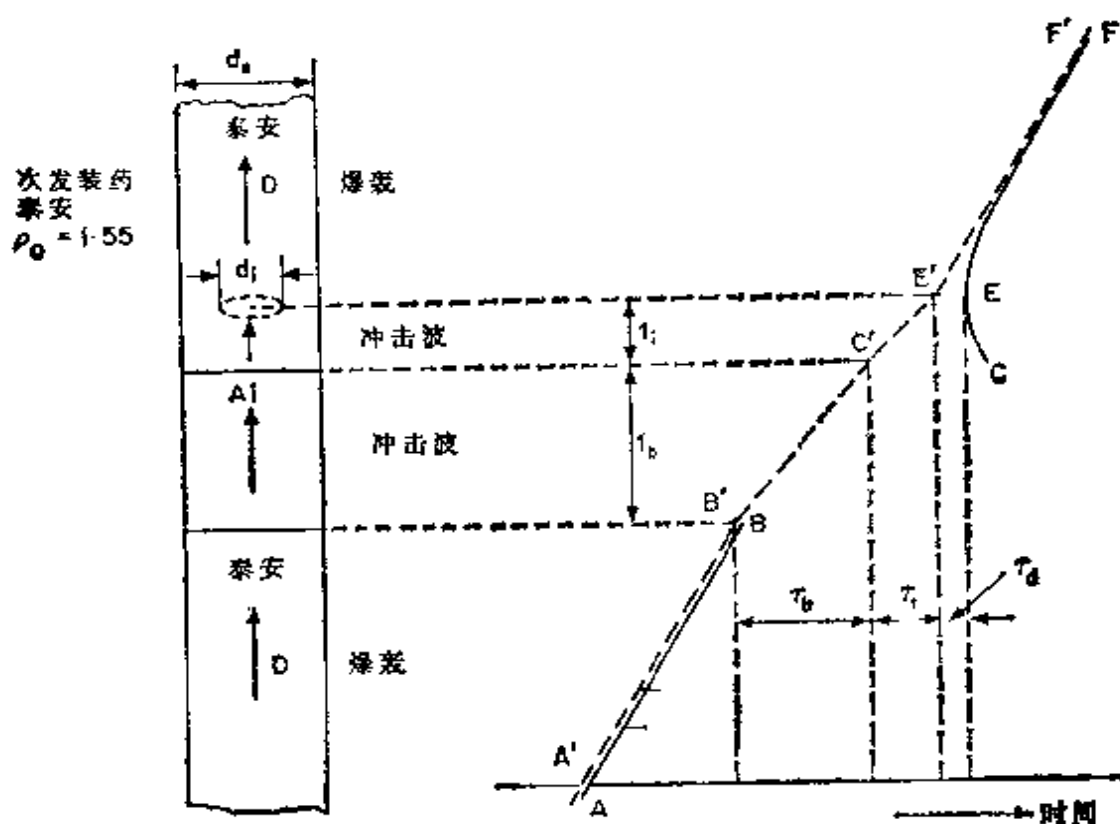


图2.3.1 爆轰通过药柱之间的隔板传递

条式摄影曲线 CEF 的形状表示到达装药表面的爆轰阵面是从装药内部一定距离处发出的，其离轴距离 $\frac{d_i}{2}$ ，离端面距离 l_i 。

图 2.3.2 表示把图 2.3.1 通过铝圆柱传递爆轰的装置浸在水中时，泰安和梯恩梯装药的条式摄影记录。根据约翰逊和斯爵林，图 2.3.3 分别给出了在泰安和梯恩梯次发装药的内部爆轰波阵面传播开始阶段的示意图。如果次发装药的直径足够大的话，在梯恩梯中也得到反向爆轰。图 2.3.4 给出了这种情况的过程示意图。最后，图 2.3.5 表示图 2.3.4 中的半圆柱形次发装药在轴向平面上爆轰阵面发光的瞬时照片。装药是浸在水中的。图 2.3.5 中半圆柱形装药瞬时照片里的爆轰波阵面可以说与整个圆柱形的次发

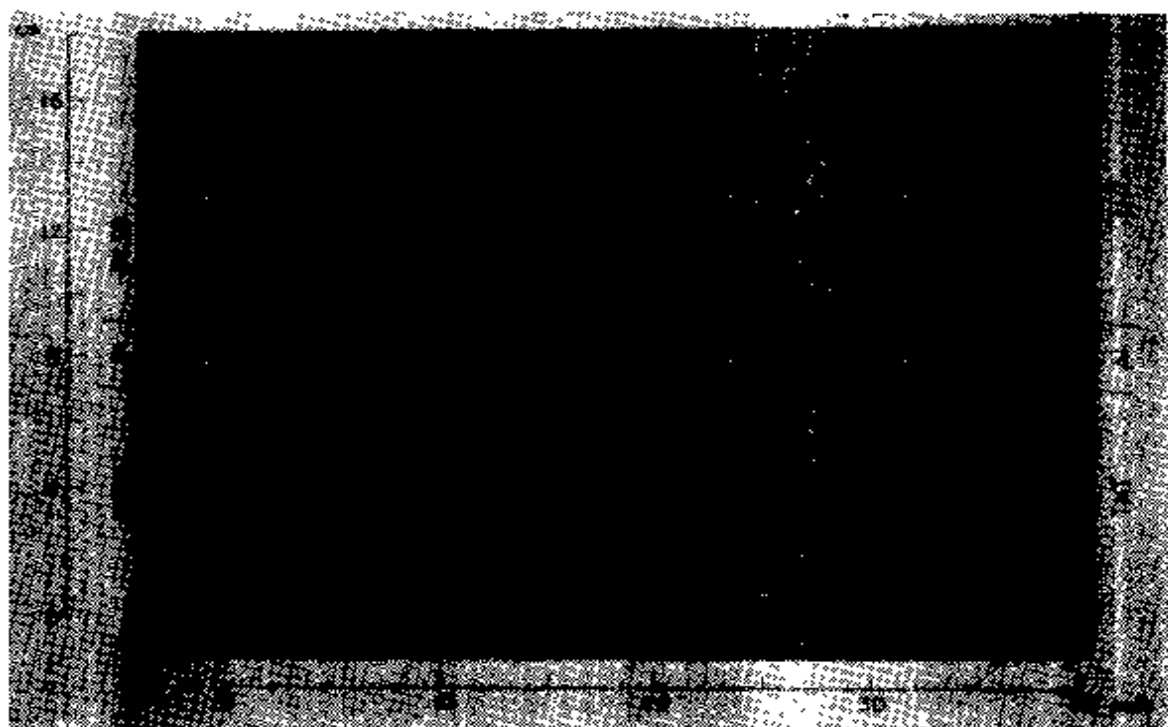


图2.3.2 按照图2.3.1传播时爆轰阵面的条式摄影记录

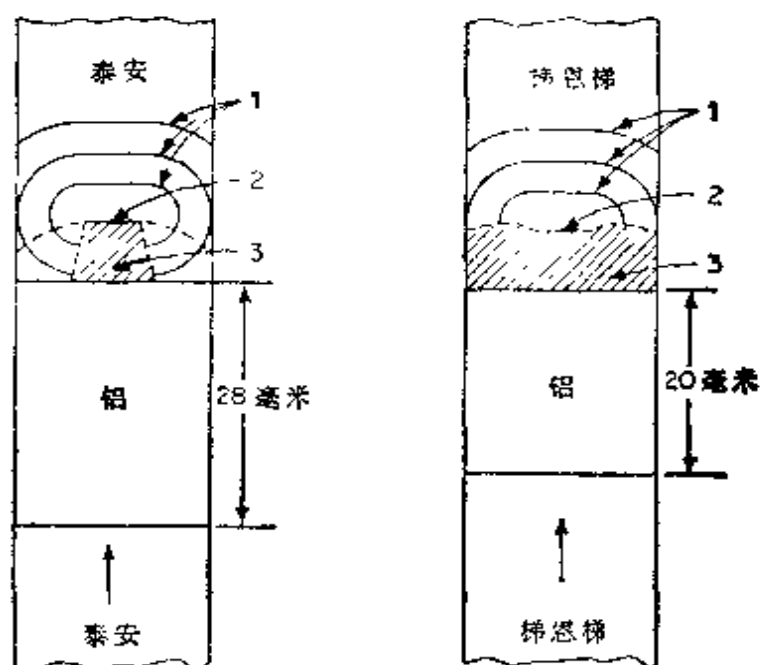


图2.3.3 泰安和梯恩梯圆柱形次发装药中爆轰的历程

1—爆轰波阵面；2—起爆面积；3—没有爆轰。

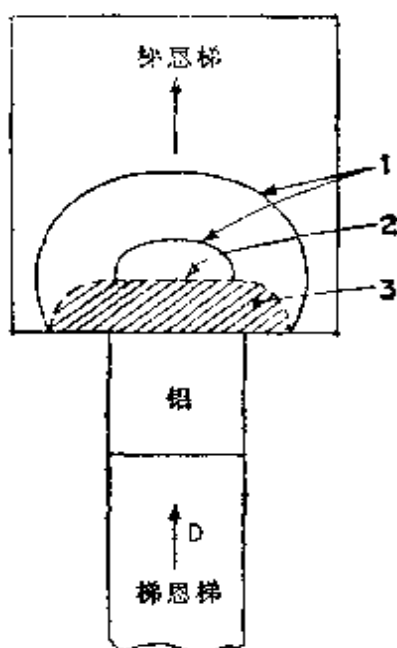


图2.3.4 在大直径的梯恩梯半圆柱形被发装药中爆轰的历程

1—爆轰阵面；2—起爆区域；3—没有爆轰。

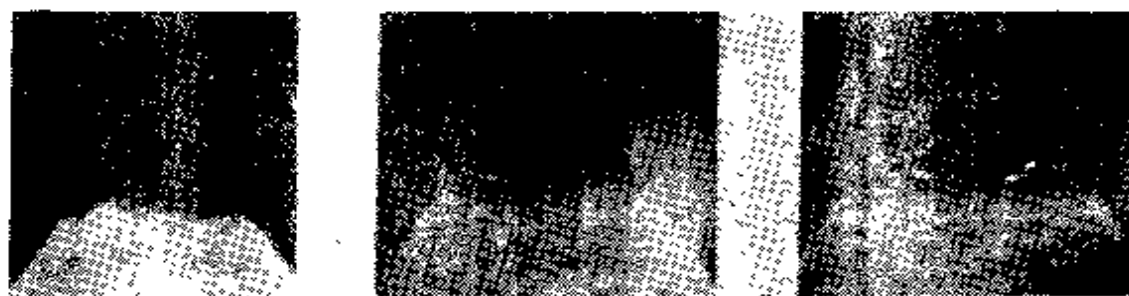


图2.3.5 按图2.3.4在水中的被发装药反应区发光的瞬时照像

装药内具有相同的形状。在这两种情况下，沿侧向表面的发光轨迹几乎是相同的这一事实证实了这一点。

按图 2.3.1 的装置，用铝和铅隔板得到的泰安和梯恩梯的数值转引在表 2.3.1 中。测量是将装药放在空气中和浸在水中完成的。在后一种情况下，水是作为隔板的材料列于表内。对于具有较大爆压并且也更敏感的泰安，隔板的临界长度普遍较大。在多数情况下，空气中和水中临界长度是大致相同的。泰安-铅-泰安的装配在水中临界长度为 32 毫米，而在空气中为 23 毫米，这是一个例外。在这种情况下，周围水中传播的主发装药冲击波有助

于起爆。对于感度较低的梯恩梯没有产生这种效应，而对于泰安-铝-泰安的装配，冲击波迅速地通过铝隔板以致在水中冲击波到达之前次发装药就已经起爆了。

表2.3.1 隔板的临界长度

炸 药	直 径 (毫米)	隔板材料	隔板临界长度(毫米)	
			水 中	空 气 中
泰 安	20	铝	29	29
		铅	32	23
		水	29	—
梯 恩 梯	21	铝	21	20
		铅	15	14
		水	18	—

§ 2.4 抛射体撞击起爆

本节的计算是依照埃尔德 (Eldh) 等的著作。方法和结果与韦斯 (Weiss) 和利奇菲尔德 (Litchfield) 所给出的相似。

抛射体和炸药装药都是平端面的圆柱体，并且抛射体同轴地击中炸药试样。起始碰撞压力为

$$p = \frac{\rho_e w_e v}{1 + \rho_e w_e / \rho_p w_p} \quad (2.4.1)$$

v 是碰撞前抛射体的速度， ρ 是密度， w 是冲击波速度，脚注 e 、 p 分别表示炸药和抛射体。

如果用不同材料的抛射体起爆一种炸药，其临界速度对应于相同的碰撞压力，则从 (2.4.1) 式得到

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{1 + \rho_e w_e / \rho_2 w_2}{1 + \rho_e w_e / \rho_1 w_1} \quad (2.4.2)$$

脚注 1 表示一种抛射体材料，2 表示另一种。抛射体的撞击起爆用来作为确定炸药起爆感度的一种标准试验。

表2.4.1 起爆某些常用炸药时抛射体的临界速度

炸 药	状 态	初始密度 (克/厘米 ³)	临界速度的上、下限 (米/秒)			临界速度比	
			$v_{\text{粉}}$	$v_{\text{压}}$	$v_{\text{抛}}$	$v_{\text{抛}}/v_{\text{粉}}$	$v_{\text{抛}}/v_{\text{压}}$
代那迈特(35%硝化甘油/硝化乙二醇)	pl	1.45		85/90	85/90		1.00
泰安(10%石蜡)	cp	1.53	250/280		290/340	1.19	
膨特里特(泰安/梯恩梯)	po	1.13	320/350				
黑索金(纯)	cp	1.65	360/400		460/520	1.29	
特屈儿	cp	1.65	400/420		480/510	1.21	
黑索金(5%石蜡)	cp	1.59	430/470	410/430	520/560	1.20	1.28
黑索金(5%石蜡)	cp	1.65			560/600		
B炸药(60/40)	cp	1.57	430/470	440/460	510/540	1.17	1.17
梯恩梯	cp	1.54	530/545	490/510	640/650	1.20	1.29
水一浆	pl	1.50			690/720		
黑索金/油	pl	1.50			760/810		
B炸药(GO/40, 1%蜡)	ca	1.70	780/860		1060/1150	1.36	
40黑索金/45梯恩梯/15铝, 3%蜡	ca	1.75	770/1050				
20梯恩梯/80硝酸铵	po	1.03			1080/1400		
硝酸铵-2% 2号油	po	0.96			1100/1330		
硝酸铵-5.6% 2号油	po	0.96			1200/1230		
阿莫尼特 2	po	0.90			1120/1300		
梯恩梯	ca	1.61	900/1150	900/1150	1500/1720	1.57	1.57

pl = 塑态; po = 粉状; cp = 压装; ca = 铸装。

表 2.4.1 表示起爆某些常用炸药时测到的抛射体临界速度。此临界速度的范围对于铝抛射体大约从 100 到 1700 米/秒，对于铜抛射体只到 1150 米/秒。表中还列出了每种装配的上限和下限。在四次为正的点以上被确定为上限，在四次为负的点以下为下限，二者之间是既有正也有负的点。

测定是用直径和长度皆为 15 毫米的抛射体，直径和长度约为 20 毫米的固体炸药试样以及直径和长度为 25 到 30 毫米的塑性炸药试样来作的（见图 2.4.1）。爆轰强度用放在试样旁边某一距离的弹道摆来记录，爆轰是用一根与炸药试样接触的泰安导爆索来指示。

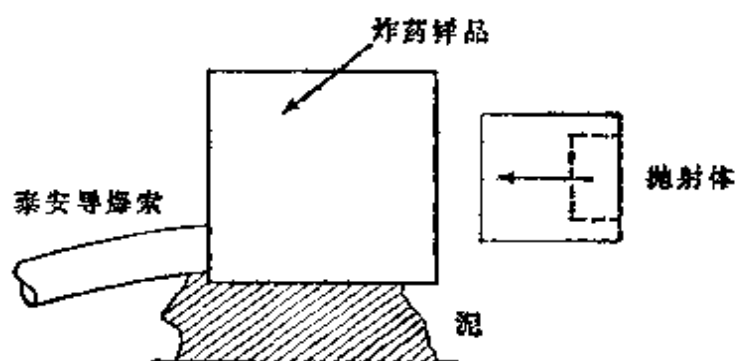


图2.4.1 碰撞前的抛射体和试样

对于密度为 1.51 克/厘米^3 的压装泰安，当爆轰通过最大长度的铝圆柱来传递时，在次发装药中测到的冲击波速度是 $w_s = 3400 \text{ 米/秒}$ 。在抛射体中冲击波速度差不多等于无限介质中的音速。对于铝 ($w = 6260 \text{ 米/秒}$ 、 $\rho = 2.7 \text{ 克/厘米}^3$) 和铜 ($w = 4700 \text{ 米/秒}$ 、 $\rho = 8.9 \text{ 克/厘米}^3$)，代入 (2.4.2) 式，得到 $v_{\text{铝}}/v_{\text{铜}} = 1.16$ ，测定值（见表 2.4.1）为 1.19。图 2.4.2 表示用铜和铝抛射体撞击压装黑索金试样得到的结果。

对于塑性炸药，不同材料抛射体的临界速度几乎是相同的。因此，含 35% 的 50 硝化甘油/50 硝化乙二醇的胶状硝铵代那迈特，测得的临界速度对于铝和铜抛射体均为 85 到 90 米/秒。

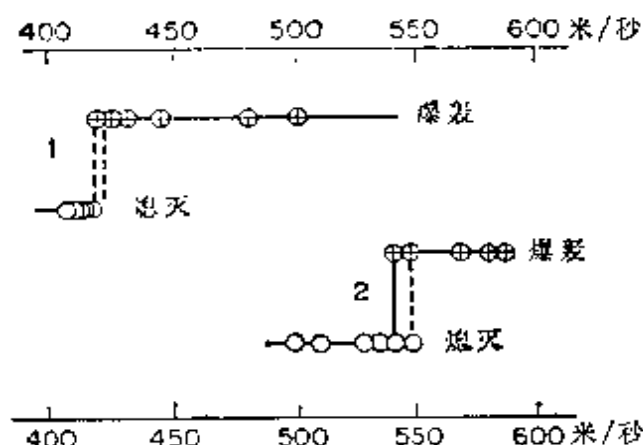


图2.4.2 钢(1)和铝合金(2)抛射体的临界速度

试样是压装含5%蜡的黑索金。 $\rho = 1.59$ 克/厘米³，

$d = 25$ 毫米， $l = 25$ 毫米。

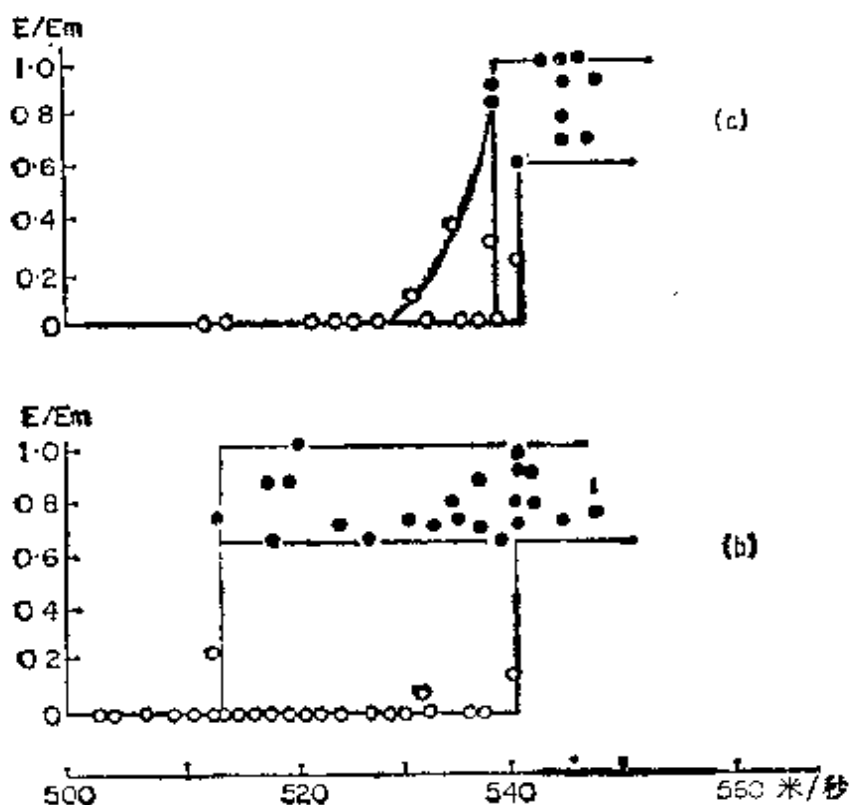


图2.4.3 不同尺寸的压装梯恩梯试样的临界速度

密度为1.54克/厘米³。(a) $d = l = 22$ 毫米；(b) $d = l = 34$ 毫米。

图2.4.3表示用铜抛射体撞击长度和直径为22毫米与长度和直径为34毫米的压装梯恩梯($\rho_0 = 1.54$ 克/厘米³)时，炸药试样尺寸对起爆的影响。 E/E_m 是弹道摆的能量除以其最大值。在

这两种情况下,不爆轰的最大速度几乎是相同的。较小的圆柱体是 542 米/秒,较大的圆柱体是 540 米/秒。但是,对较大的圆柱体,低速爆轰的可能性要大得多。因此,得到的摆幅相当于爆轰恰好下降到 514 米/秒,而对于较小的试验体相应的值为 540 米/秒。

为了研究撞击表面的尺寸怎样影响临界速度,曾经用形状如图 2.4.4 表示的 15 毫米的铜抛射体进行射击试验。撞击表面的直径在 3~15 毫米之间变化,试验体的直径是 22 毫米,长度是 25 毫米。此图表示密度为 1.53 克/厘米³ 的压装泰安与密度 1.54 克/厘米³ 的压装梯恩梯临界速度和撞击表面直径的关系。临界速度随着直径增加而减小趋向一个下限值,并在 15 毫米以后此速度几乎与直径无关。

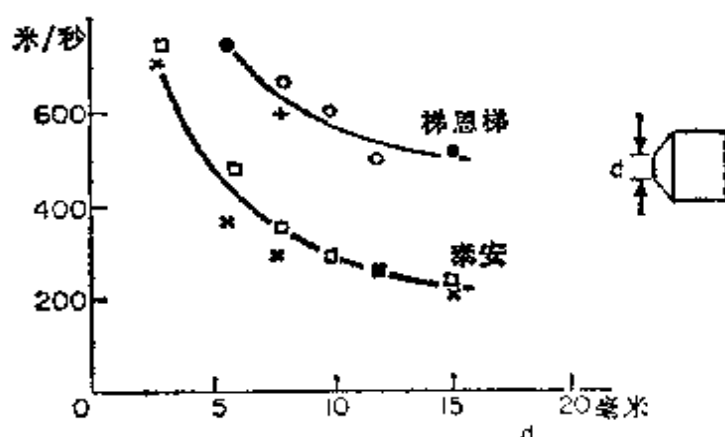


图2.4.4 $\rho = 1.54$ 克/厘米³, 直径、长度均为 22 毫米的压装泰安和梯恩梯试样的临界速度与撞击表面直径的关系

测定了 15 毫米的钢抛射体对压装梯恩梯的临界速度,抛射体对着炸药的一面分别做成磨光的和粗糙的,炸药试样密度为 1.55 克/厘米³,直径和长度都是 20 毫米。在这两种情况下临界速度都是 500 ± 5 米/秒。

图 2.4.5 表示抛射体与试样的轴线成一定角度的斜撞击的结果。抛射体是直径和长度都为 15 毫米的钢柱,试样直径为 22 毫米长度为 25 毫米的压装梯恩梯的圆柱 (1.57 克/厘米³)。直到角度超过 4° 时,临界速度还没有很大的增加,8° 时增量还是相当

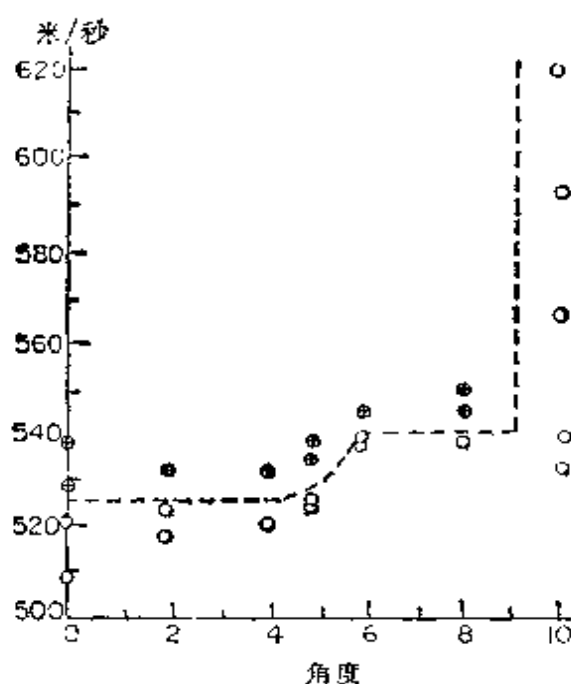


图2.4.5 临界速度与钢抛射体和试样轴线间夹角的关系

压装梯恩梯试样, 1.57克/厘米^3 , $d = 23 \text{毫米}$, $l = 25 \text{毫米}$ 。

小的。但是在 10° 时此速度就非常高并且是不确定的。

§ 2.5 抛射体撞击和隔板试验之间的比较

在具有平端面的圆柱和短圆柱抛射体之间的同轴撞击射击试验中,直到从抛射体背面来的第一个稀疏波到达之前,压力保持不变。图 2.5.1 表示铝抛射体以 650米/秒 的速度与 $\rho_0 = 1.55 \text{克/厘米}^3$ 压装梯恩梯试样撞击的压力-时间图,二者的 $d = l = 15 \text{毫米}$ 。布朗 (Brown) 等发现,钢抛射体的长度直到 2毫米 没有显著的影响。与此对应的起爆延迟期大约为 1微秒 。用较长的抛射体时,在压力开始下降之前就已经起爆了。

在隔板试验中 (见图 2.5.2), 主发装药在隔板中引起一个冲击波,它反过来又在隔板和炸药试样的接触面处产生一个撞击压力。此图表示主发装药和试样都是压装梯恩梯,直径和临界长度均为 21毫米 铝隔板的压力-时间图。压力不是常数而随时间迅速下降。这个曲线是从布罗伯格 (Broberg) 的压力曲线计算得到的。

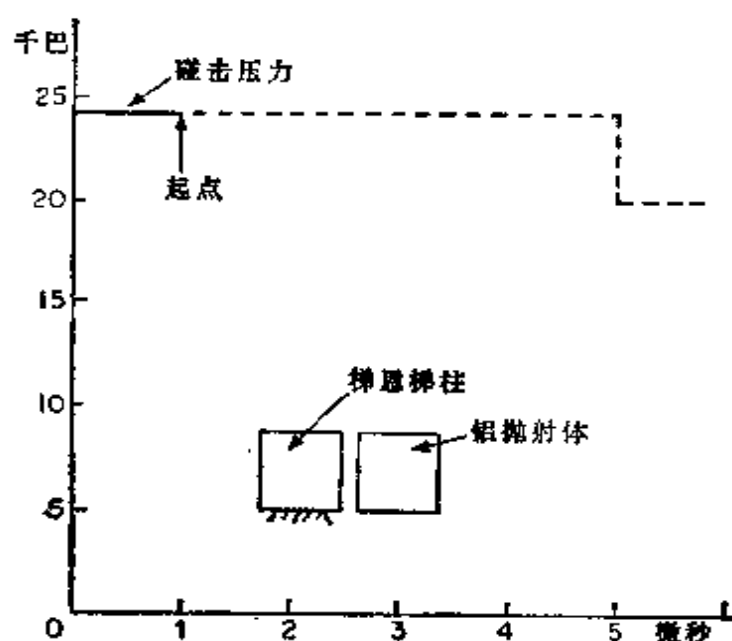


图2.5.1 射击试验中的撞击压力断面图

试样：压装梯恩梯， 1.55克/厘米^3 ， $v = 650\text{米/秒}$ ， $d = l = 15\text{毫米}$ 。

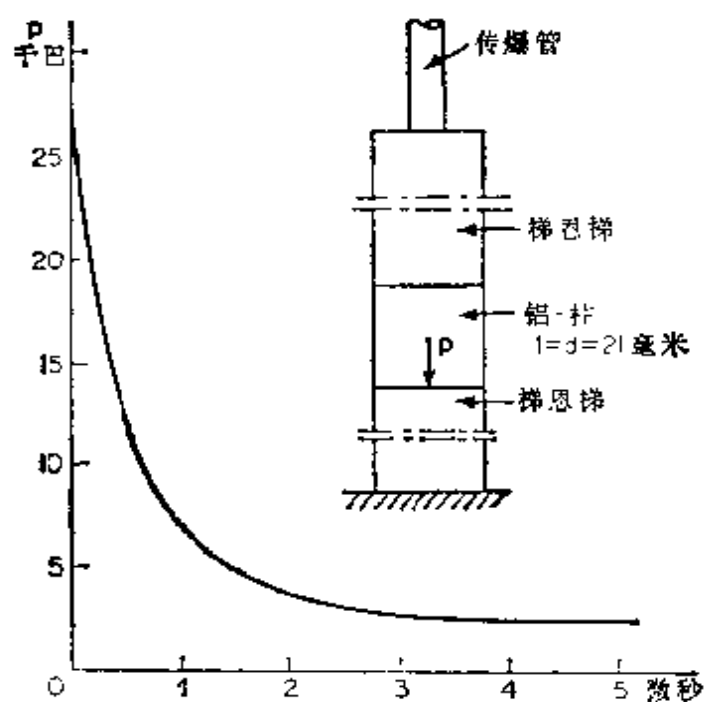


图2.5.2 隔板试验中的撞击压力断面图

试样：压装梯恩梯， 1.55克/厘米^3 ， $l = l_{\text{临界}} = d = 21\text{毫米}$ 。

表2.5.1 21毫米铝隔板和15毫米铝抛射体对25毫米
试样的临界长度和临界速度

炸 药	状 态	密 度 (克/厘米 ³)	隔板长度 (毫米)	抛射速度 (米/秒)
梯恩梯	铸装	1.60	3~1	1500~1720
梯恩梯	压装	1.54	20~21	640~650
泰安+10%蜡	压装	1.33	28~29	290~340

布朗等人比较了许多炸药的这两种试验,发现黄铜隔板的临界长度和钢抛射体的临界速度之间为线性关系,这两种情况直径都是12.7毫米(见图2.5.3 a)。线性关系对铸装梯恩梯,压装梯恩梯和含10%蜡的压装泰安已得到证实(见表2.5.1、图2.5.3 b)。隔板试验是用压装梯恩梯的主发装药和直径21毫米铝隔板做的。抛射体的临界速度取自埃尔德等的研究,这个研究提出一个射击试验,使用直径和长度都是15毫米的黄铜抛射体和直径30毫米的试样。但在图2.5.3 b中用了15毫米铝抛射体的数据。

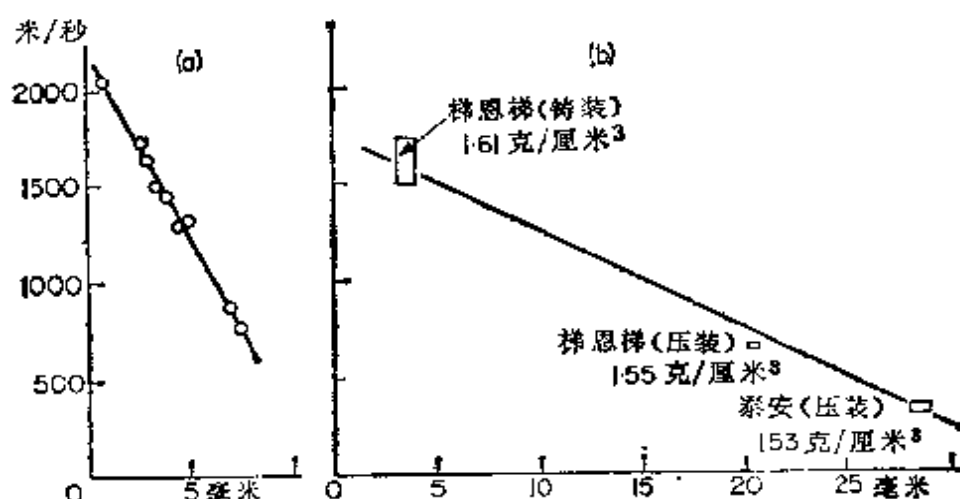


图2.5.3 抛射体的临界速度与隔板的临界厚度的对比

(a) 钢抛射体 $d = 12.7$ 毫米, 黄铜隔板 $d = 12.7$ 毫米,
依照布朗和惠特布雷德; (b) 铝抛射体 $d = 15$ 毫米,
铝隔板 $d = 21$ 毫米(伦德布格)。

抛射体的临界速度可以和临界长度的隔板端面速度相比较，此速度在没有被发装药时测定的。把直径 17.3 毫米厚 1 毫米的铝板放在铝隔板端面上测自由表面的速度（见图 2.5.4），并测定在 100 毫米的距离上两个金属丝接触之间的时间，发现质点速度随着隔板长度的增加而大致按照对数关系减小（见表 2.5.2，图 2.5.4）。外推到 2 毫米的隔板长度，得出 2400 米/秒的速度。当主发装药用一层粘土作外壳时，约翰逊和斯爵林（1964）曾得到 2600~2700 米/秒的速度。这产生较高的爆速从而引起更高的平板速度。

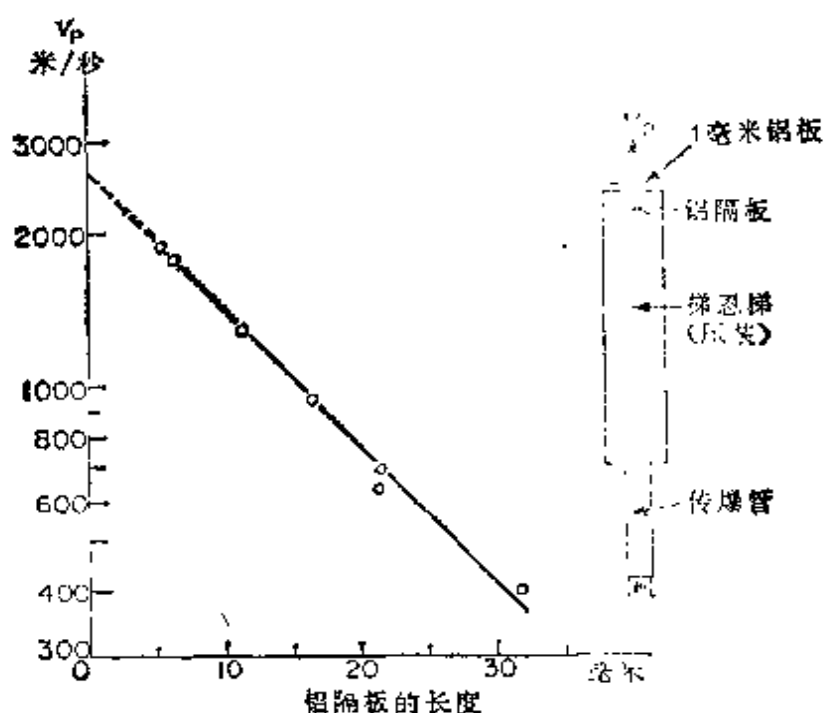


图 2.5.4 1 毫米的铝板从隔板端部飞出的速度与隔板长度的关系

图 2.5.5 根据图 2.5.3 b 和 2.5.4 得到的，它表示铝隔板临界长度时铝抛射体的临界速度与隔板端部速度的关系。图 2.5.5 中的点表示沿着这两个轴的不确定性。应当注意，所要求的抛射速度略低于隔板的速度。这可能是由于在射击试验中抛射体和试样直径之间的差别，而且从图 2.5.1 和 2.5.2 的压力-时间曲线中的差别也可以预见到这一点。

表2.5.2 21毫米铝隔板的末端速度

隔板长度包括1毫米厚的铝平板

隔板长度 (毫米)	末端速度 (米/秒)
5	1890
6	1820
11	1320, 1320
16	960
21	650, 700
31	410

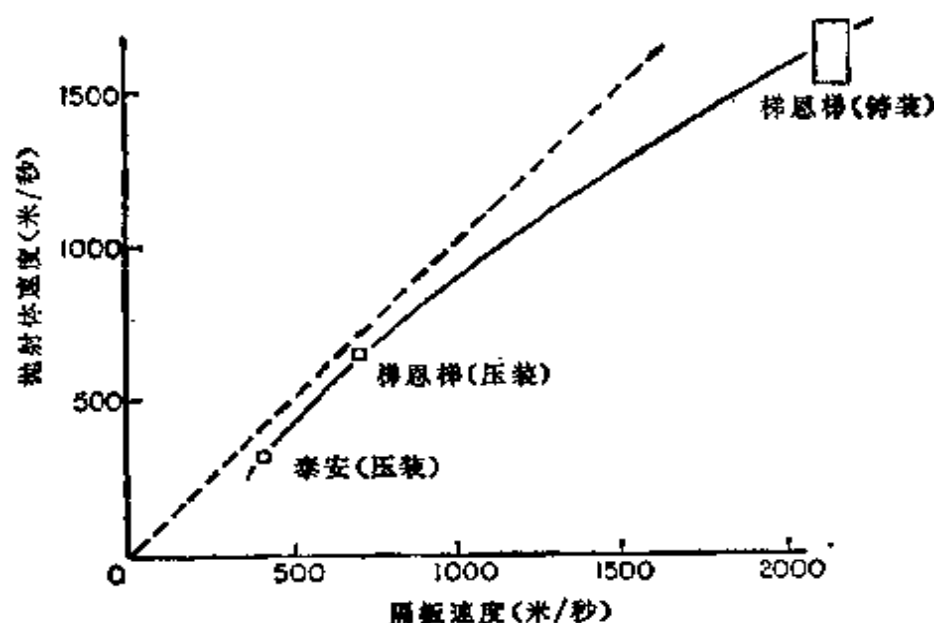


图2.5.5 抛射体的临界速度和隔板的临界速度之间的关系

§ 2.6 雷管的起爆特性

A. 诺贝尔发明雷管在技术上满意地解决了如何起爆炸药的问题。他利用了起爆药在加热时发生爆轰的特性和以传递爆轰引爆相邻炸药的能力。普通的雷管起爆强度是相当小的，但是足以起爆塑态的、半塑态的和粉末状的确化甘油炸药。自从诺贝尔时代以来，这些炸药已经用于岩石爆破。其实，通常仅仅引起低速爆轰，但是这已足以保证岩石爆破的足够的效果。

M. 库克提出了铵油类型的粉末状炸药和梯恩梯-硝酸铵-水浆状炸药, 几年来已被广泛地应用。它们要求较大的起爆强度。迄今为止, 雷管仍被保留下来并和猛炸药传爆药相结合, 此传爆药很容易起爆并加强雷管的作用。

雷管的强度用号码来表示。所有号码的雷管直径都在 7 毫米左右, 最初选择此直径多半是同安全导火索相配合。安全导火索的雷管现在已经大部分被瞬时起爆的或者装有毫秒或半秒延期药的电雷管代替。但是雷管的直径被保留下来了。

当雷管爆轰时, 金属破片从侧面径向飞散和从底部轴向飞散。图 2.6.1 表示有引火头和凹底的 8 号雷管在空气中爆轰过

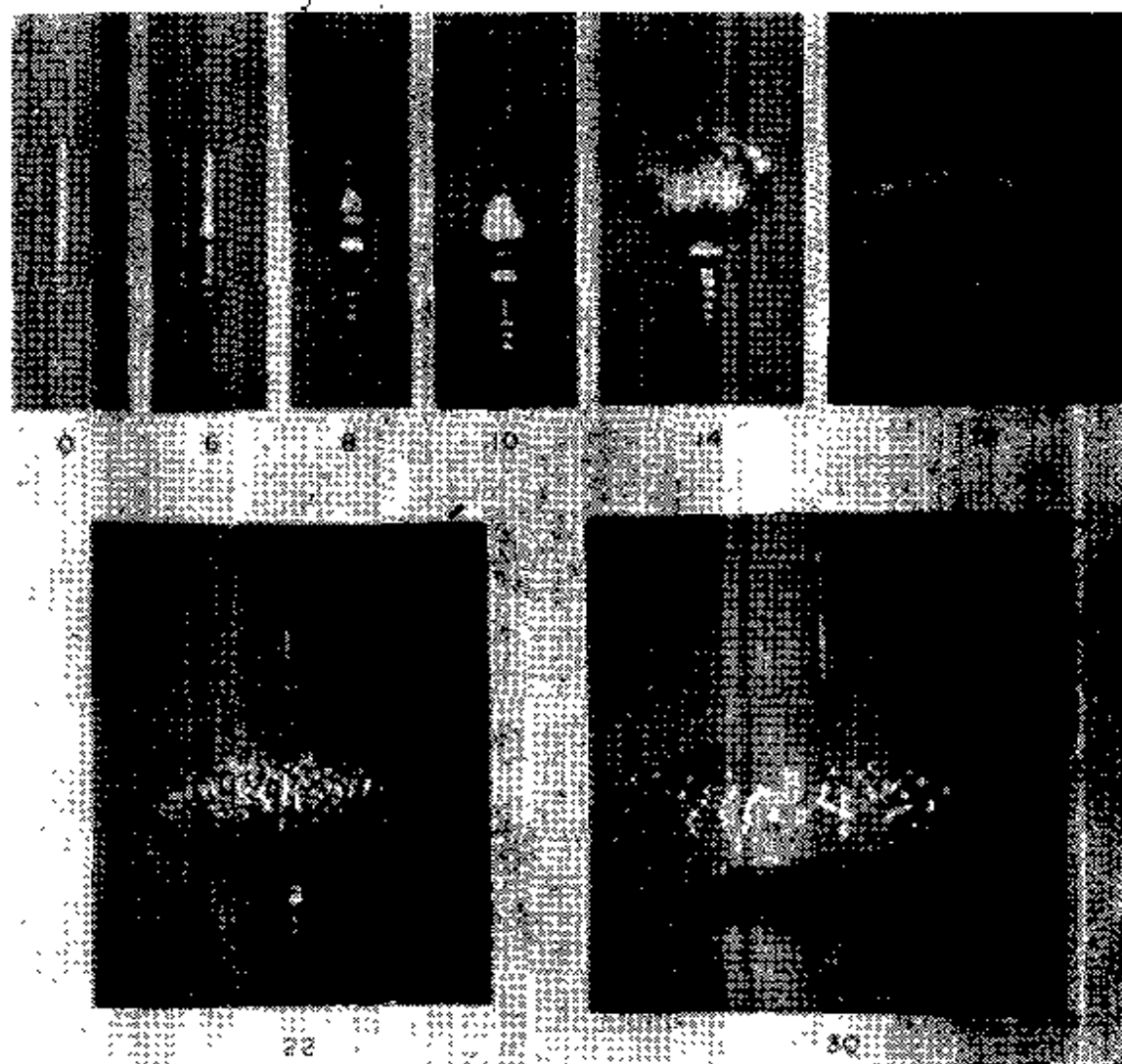


图2.6.1 凹底的 8 号铝雷管的爆轰

数字表示电流通到引火头以后的时间, 单位是微秒。

程的一些照片。曝光时间是 0.3 微秒。6 微秒以后观察到引火头产生的凸起；在 8 微秒以后在它的前面看到由起爆药爆轰和主装药中开始爆轰所引起的两个突起，在 10 微秒时主装药继续爆轰，14 微秒时外壳破碎变成很多小破片，而且以很大的径向速度飞散。在 10 微秒时，图中第一次出现由凹穴端面发出的金属射流。

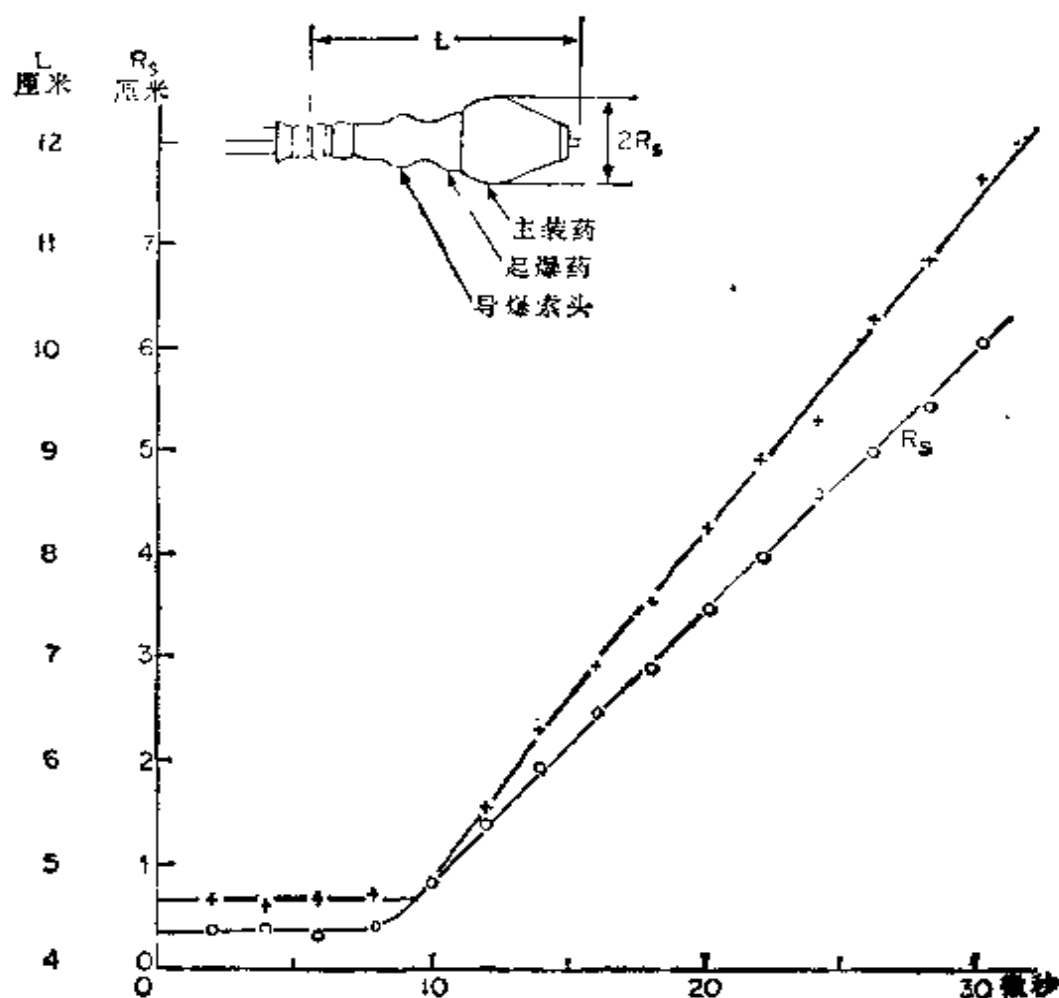


图2.6.2 破片的径向飞散和轴向射流的距离-时间图

根据图2.6.1画出。

图 2.6.2 表示破片和射流的行程和时间的关系。径向破片速度是 2600 米/秒和射流头部速度是 3300 米/秒。图 2.6.3 表示破片从平底雷管飞散的情况。这时轴向破片速度是 3000 米/秒。

为了测定雷管能够引爆的最大轴向和侧向距离，把它们放在离试验装药不同的距离上。如图 2.6.4 中所示。

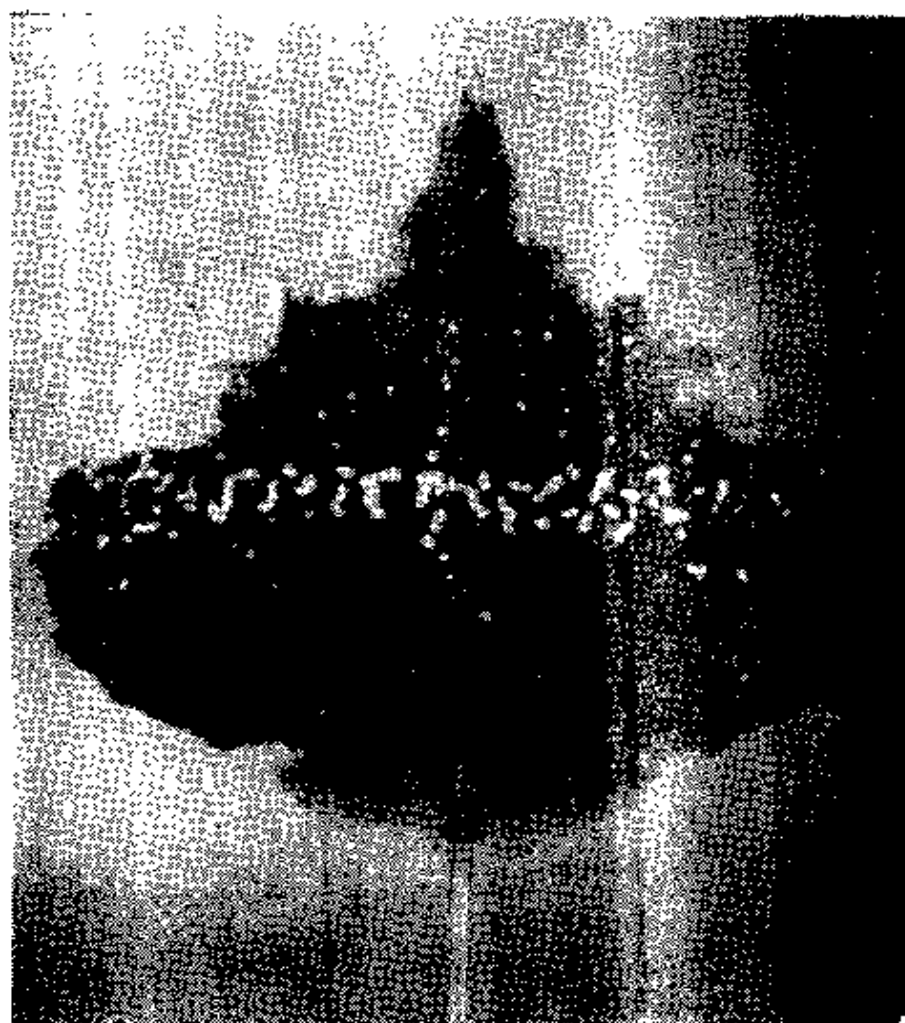


图2.6.3 通电以后30微秒时的8号平底雷管

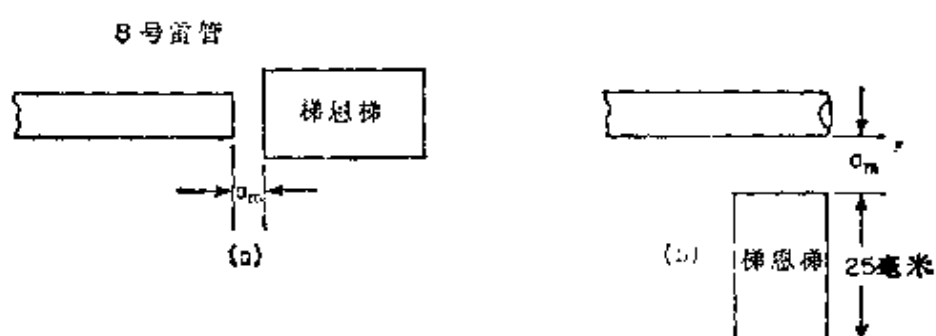


图2.6.4 测定临界起爆距离的装置

(a)末端作用，(b)侧面作用。

曾经用 4 种不同结构的铝壳 8 号雷管和一种铝壳内装有 1.25 克泰安的加强雷管进行试验。装药是 1.55 克/厘米³ 的压装梯恩梯，含 35% 硝化甘油/硝化乙二醇的胶状硝酸铵代那迈特（LFB 代那迈特）和含 76% 硝酸铵，12% 梯恩梯，6% 硝化甘油和 6% 其它成分的粉末状炸药（尼特洛利特）。

结果概括于表 2.6.1 中。平底和凹底雷管端部效应差别很大。

表 2.6.1 8 号雷管的最大起爆距离(毫米)

炸 药 量 (克)	末端形状	梯恩梯 $P_0 = 1.55$		代那迈特		尼特洛利特	
		末端	侧面	末端	侧面	末端	侧面
0.70 <i>P</i>	凹底	3	8	4000	70	3500	60
0.62 <i>T</i>	凹底	2	2				
0.85 <i>T</i>	凹底	5	8				
0.61 <i>P</i>	凹底	35	10		40	1250	80
1.25 <i>aP</i>	平底	60	16				

a 加强的 8 号雷管；*P* 泰安；*T* 特屈儿。

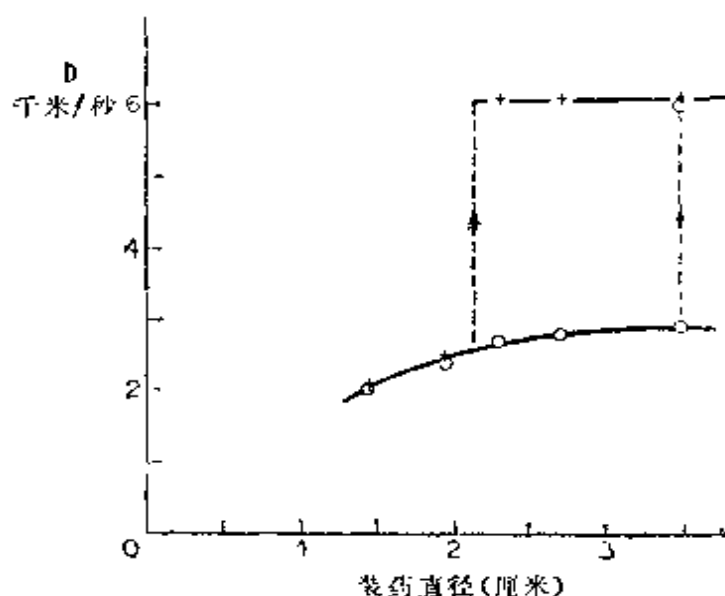


图 2.6.5 当用普通的 8 号雷管(圆圈) 和用直径为 8.5 毫米 3.3 克炸药的大雷管(十字)起爆时，含 35% 硝化甘油的胶状硝酸铵代那迈特 (LFB) 在纸管里的爆轰速度与装药直径的关系

当底部有凹穴时,对梯恩梯的最大起爆距离仅是2~3毫米,但当它是平底时约为35毫米。在0~100厘米的距离上端部破片穿透0.5毫米钢片的图片在这两种情况下都是相似的。凹底雷管的作用随着距离增大而迅速减少,这可能与形成射流有关。此射流撞击作用随距离增加而增大。B代那迈特用凹底雷管起爆的距离可达4米,但是用平底雷管只有0.1米。对于粉末状的尼特洛利特相应的数据是3.5米和1.2米。

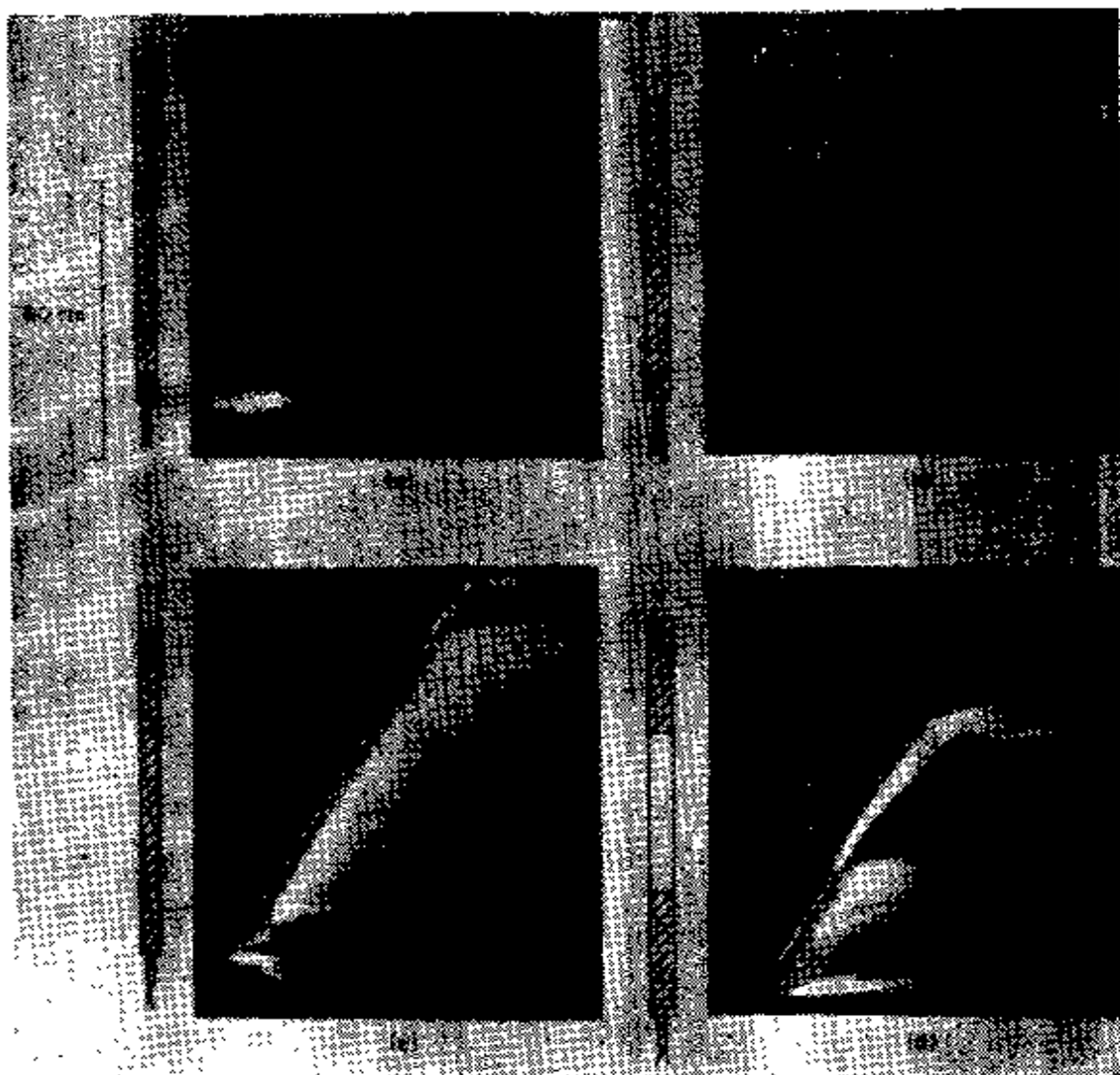


图2.6.6 玻璃管中LFB代那迈(35%硝化甘油/硝化乙二醇)
爆轰的条式摄影记录

(a) $d_f = 15$ 毫米, 8 号雷管, $D = 2000$ 米/秒; (b) $d_f = 35$ 毫米, 8 号雷管, $D = 2900/6000$ 米/秒; (c) $d_f = 23$ 毫米, 3.3 克炸药的大雷管, $D = 6000$ 米/秒; (d) $d_f = 27$ 毫米, 大雷管, $D = 6000$ 米/秒, 通过30厘米空气隙在被发装药中 $D = 2300$ 米/秒。

LFB 代那迈特的低爆速大约是 2500 米/秒, 高爆速大约是 6000 米/秒。达到哪一种爆速取决于起爆强度、装药尺寸和外壳。例如, 纸管中的 LFB 代那迈特的起爆和爆轰过程如何依赖雷管和装药的尺寸, 可从图 2.6.5 给出的爆速和装药直径的关系中看出。直到直径为 2.7 厘米时, 用雷管起爆都得到低速爆轰。在 3.4 厘米时, 在一定距离以后转变为高速爆轰。用 3.3 克直径 8.5 毫米炸药的加强雷管时, 装药直径为 2.3 厘米就已转变为高速爆轰。图 2.6.6 表示装在玻璃管中的 LFB 代那迈特的起爆和爆轰过程的一些条式摄影照片。在装药直径 35 毫米和 8 号雷管时, 起初得到 $D=2900$ 米/秒, 但大约 15 厘米后爆速变为 $D=6000$ 米/秒, 用 23 毫米的装药直径和加强雷管时, 立刻得到 $D=6000$ 米/秒。在 27 毫米时, 加强雷管同样给出 $D=6000$ 米/秒, 但在爆轰经过 30 厘米空气的传递以后, 得到 $D=2300$ 米/秒。

§ 2.7 在空气中装药之间的爆轰传递 ●

伯洛特 (Burlot, 1930) 曾经广泛地研究了空气中的同轴苦味酸药柱之间爆轰传递距离。他在实验中所用的直径在 2.5 和 50 厘米之间, 其结果可以归纳为

$$l = 0.25(\rho_d - 0.25)(1.7 - \rho_a)(d/2.9)^{3/2} \quad (2.7.1)$$

式中 l 是起爆或然率为 50% 的距离, 以米表示, ρ_d 和 ρ_a 是主发装药和次发装药的密度 (克/厘米³), d 是主发装药的直径 (厘米)。全部试验中主发装药和次发装药的直径是相同的, 但是发现被发装药直径超过一个临界值时, 传递距离几乎与次发装药的直径无关。

若此过程按线性增减, 可望 l 与 d 成正比。当装药至地面的距离不随直径成比例地增加时, 情况并非如此。因冲击波从地面反射的相对强度随着装药量而增加。

● 原文是在空气中装药之间的安全距离, 而目录则为在空气中装药之间的爆轰传递, 我们认为取后者为好。——译者

为了确定炸药库必需的安全距离,美国矿务局的范多拉(Van Dolah)等用重量直到 2460 公斤,密度为 0.88 克/厘米^3 的铵油柱形主发装药作了实验。图 2.7.1 给出了 $\log l$ (米) 和 $\log m$ 的函数关系。其中 m 是起爆或然率为 50% 时主发装药的重量(公斤),次发装药分别是密度 0.88 克/厘米^3 的纯硝酸铵和铵油以及平均容积重量为 0.74 克/厘米^3 的代那迈特药包箱。全部试验次发装药都是放在主发装药的轴线上,并且与主发装药的重量相同。此图也有按 (2.7.1) 式得到的。这时次发装药的密度是 0.88 克/厘米^3 ,主发装药的密度分别是 0.88 , 1.2 和 1.5 克/厘米^3 苦味酸的曲线

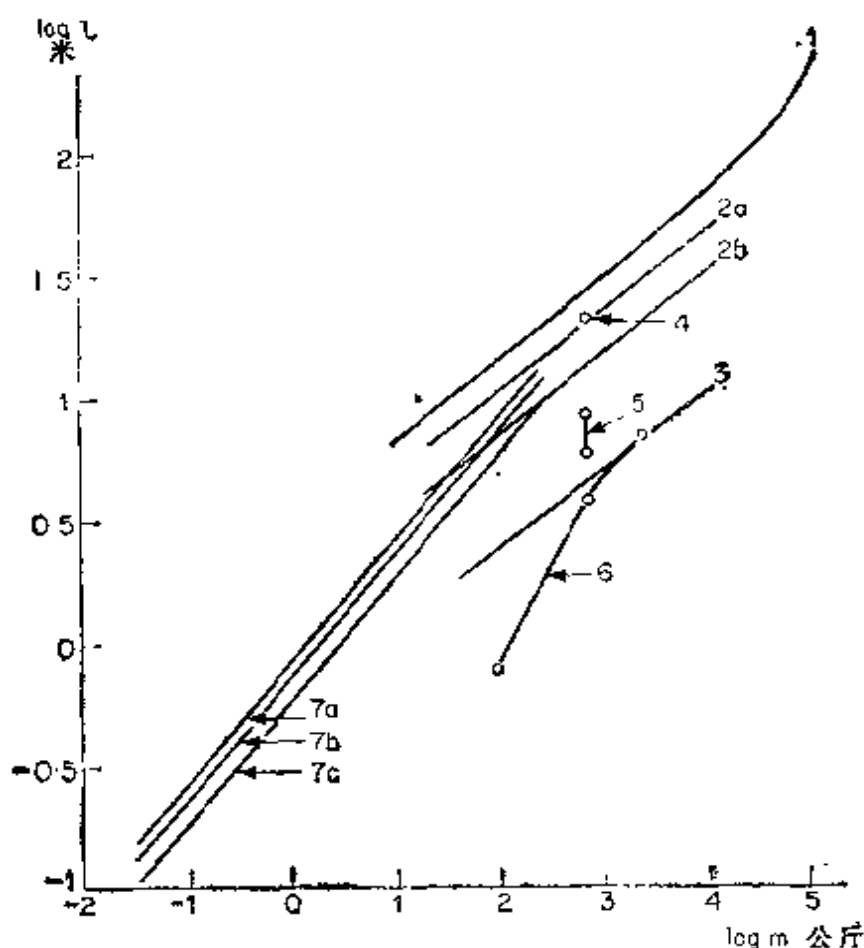


图 2.7.1 传递爆轰的临界距离(l)与装药重量(m)之间的关系

(1) “美国距离表”; (2) 代那迈特, 传递爆轰的或然率 0% (2a) 和 50% (2b); (3) 尼特拉蒙 0% 传递; (4) 代那迈特 0.74 克/厘米^3 , 7 苦味酸 0.88 克/厘米^3 , 2 和 3 依照“爆破者手册”。4~6 按照矿务局主发装药铵油 0.88 克/厘米^3 50% 传递。7 依照伯洛特 50% 传递, 主发装药苦味酸, 1.5 克/厘米^3 (7a), 1.2 克/厘米^3 (7b), 和 0.88 克/厘米^3 (7c)。

和根据“美国炸药贮存距离表”(ATD)对裸露的装药和仓库的曲线。如果它们被土围或防爆墙防护,则取ATD距离的一半。最后图中还有这样的曲线,即根据杜邦的“爆破者手册”,对实验确定的在起爆或然率分别为0和50%时,代那迈特装药之间的传递距离以及在起爆或然率为0%●时尼特拉蒙(Nitramon)装药之间的传递距离。根据这些,距离(l)按 $l \sim m^{1/3}$ 的关系随着装药重量(m)而变化。(ATD表明直到2吨时 $l \sim m^{1/3}$,但是对于更大量的装药,距离增加很快,并且在100吨时 $l \sim m^{3/4}$)。按照范多拉等对硝酸铵所做的曲线,在 $m=1000$ 公斤时与尼特拉蒙的杜邦的曲线相交,但是它下降得很快,并且斜率与伯洛特的 $l \sim m^{1/2}$ 很一致。苦味酸的伯洛特线在100~1000公斤的范围内越过代那迈特的杜邦线。按照范多拉和其他人的结果,代那迈特的次发装药在这个范围内也有一个点。

● 这些实验是用不同的主发装药尺寸和固定为一箱药包和发装药做的,对于大量的主发装药这可能使距离略为增加一些。

第三章 低速的机械撞击起爆

我们已经考虑了在正规爆轰和强冲击起爆中化学反应能量的释放，此种情况下当炸药受到高速冲击时导致高速反应的高温和高压是由炸药本身的惯性维持的。在本章中我们研究的是以物质速度低几个数量级为特征的起爆现象，其中压力是由机械的约束产生和维持的。

我们发现，快速反应常常是由炸药的局部加热或部分加热引起的，并且还发现，在不同条件下炸药行为的不同，主要是由于在炸药内部热产生的机理不同所致。

§ 3.1 布登的热点概念

在炸药中形成温度远远超过其它部分的热点作为大多数炸药机械起爆的可靠机理，是由布登等人提出的。

他们指出，在炸药中的化学反应通常是三种类型的热点引起的：

- (a) 炸药中充满空气或气体的空隙；
- (b) 由粘性流动或塑性变形使炸药加热的区域；
- (c) 由于摩擦使炸药局部加热的那些点。

在本节中，我们将论述区别液体炸药和晶体炸药的前两种现象，摩擦热点放在有关摩擦起爆的后一节中加以研究。从表3.1.1可以看出，用落锤冲击击钻时，空隙对于敏化液体炸药所起的作用。表给出了硝化甘油起爆频率 f （爆炸次数占总实验次数的百分比）与冲击能和冲击速度的函数关系。实验是把硝化甘油放在磨光去油的平黄铜击砧上。有的无气泡；有的有封闭的气泡；有的是分散液滴。冲击表面的直径是2.5厘米并且和击砧表面平行。

表3.1.1 硝化甘油的起爆频率和落高与锤重的函数关系

h (厘米)	V ₀ (米/秒)	m (克)	W (毫焦耳)	f %		
				无气泡	有气泡	分散液滴
58	3.4	1030	5900	65	—	—
48	3.1	290	1400	57	—	—
21	2.0	850	1750	26	—	—
20	2.0	380	750	10	100	—
20	2.0	180	350	0	100	—
15	1.7	180	270	—	—	100
15	1.7	40	60	0	94	12
10	1.4	180	180	—	62	—

$W = m \frac{V_0^2}{2}$ 以毫焦耳表示的冲击能， V_0 在冲击时的速度。

由表可以看出，在大气压下无气泡硝化甘油层的起爆频率比含有空气泡的低很多。当硝化甘油被分离为小滴在冲击时聚合成空气穴，其感度可以和含有气泡的液体相比拟。

对于这种性质提出的理论解释是这样的，被封闭在气泡中或钻进空隙的气体，在冲击时被绝热加热到足够高的温度，此高温气体加热气泡的内表面使之达到能够开始迅速分解的温度，从而引起爆炸。

把一个硝化甘油环放在两个击柱的平面之间做的冲击实验表明，在压力高于大气压时，随着压力的增加，感度下降(表3.1.2)。

表3.1.2 初始气体压力对起爆频率的影响
(落锤质量112克)

p (巴)	空气 f %		p (巴)	氮 f %	
	h = 36	h = 98(厘米)		h = 36	h = 98(厘米)
1	90	100	1	83	100
25	20	—	10	30	—
30	0	36	20	0	10
33	—	0	25	—	0

当重 40 克顶部有直径为 1 毫米的半球形凹穴的半球形击锤落在一个放在黄铜击砧上的硝化甘油滴上时，可以得到格外高的感度。其结果如表 3.1.3 所示。

表 3.1.3 硝化甘油的凹穴落锤感度 (40 克落锤)

h (落高) (厘米)	v_0 (落速) (米/秒)	W (冲击功) (焦耳)	n	$f\%$
10	1.4	39	35	100
5	1.0	20	11	80
3	0.8	12	18	17

n 是实验次数。

在表 3.1.3 所述的实验中，试验前将冲头的顶端浸入硝化甘油中。这样在凹穴的顶部陷进一个小的空气泡。实验发现，直径 5×10^{-3} 厘米的小气泡就能导致爆炸。如果气泡逸出，凹穴就完全充满硝化甘油。这样用 4 公斤半球形冲头，150 厘米落高都未发生爆炸。另外，如果降低空气泡的初始压力，感度也随之降低。这 and 把环状硝化甘油放在平击砧上在初压大于大气压时实验的趋势相反 (表 3.1.2)。罗思 (Roth) 曾描述了一个测定液体炸药气泡起爆感度的有趣方法。把含有空气泡的样品密封在一个气垫式密封的塑胶囊中，然后把它浸在盛水的圆柱钢管里，用落锤冲击钢管里的活塞，所产生的冲击压力作用到试样上，引爆的临界压力是几百巴。在气泡直径小于 10 毫米时，临界压力随气泡尺寸而减小。

在有凹穴冲头的实验中，气泡里空气绝热压缩产生的热量的数量级是 10^{-7} 卡。要使这少量的能量与阿累尼乌斯型反应动力学计算中用适当的热传导系数，活化能与频率因数计算的值符合是十分困难的。这种计算给出了在每一指定温度下，化学反应放出的热量大于传导到周围冷的炸药中的热量时，热点的最小尺寸估

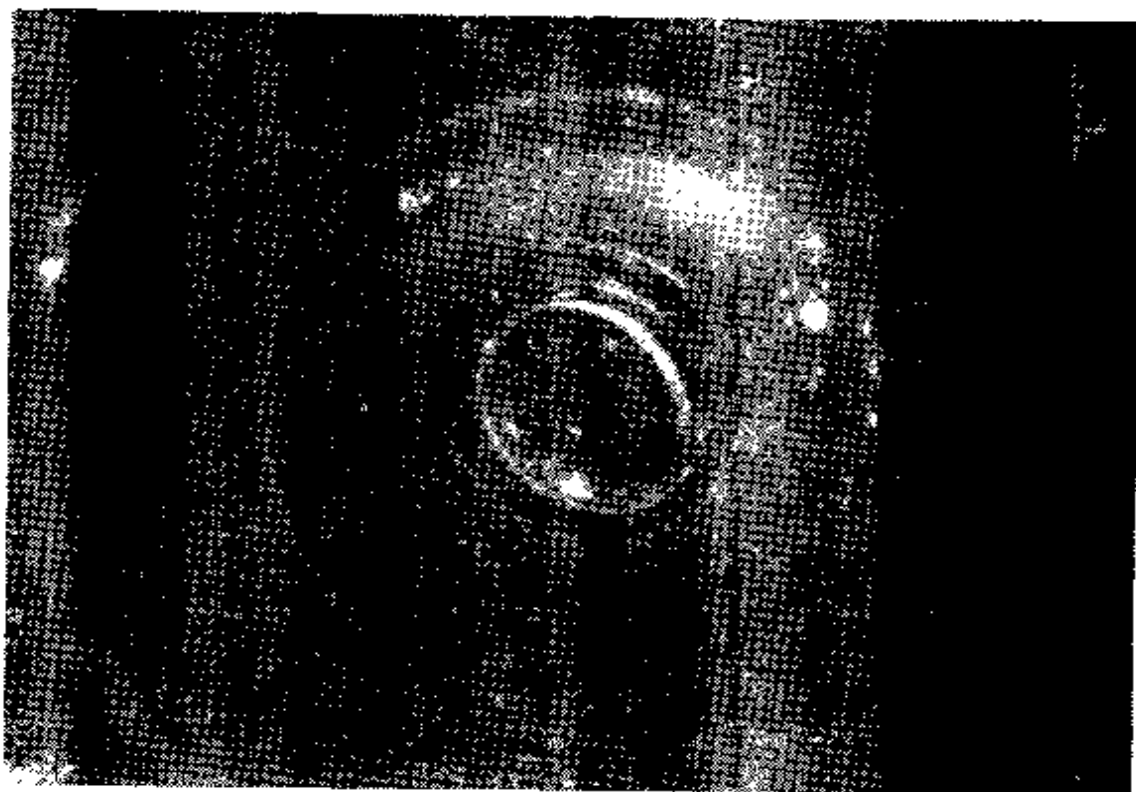
算方法。

压缩时气泡具有光滑球形内表面的假说，在解释从热气体到液体表面的热传导怎样才能有效而充分地加热炸药的问题上，带来一系列困难。由于大多数炸药的蒸气压低，因此假定反应从蒸气相开始将不会有什么结果。

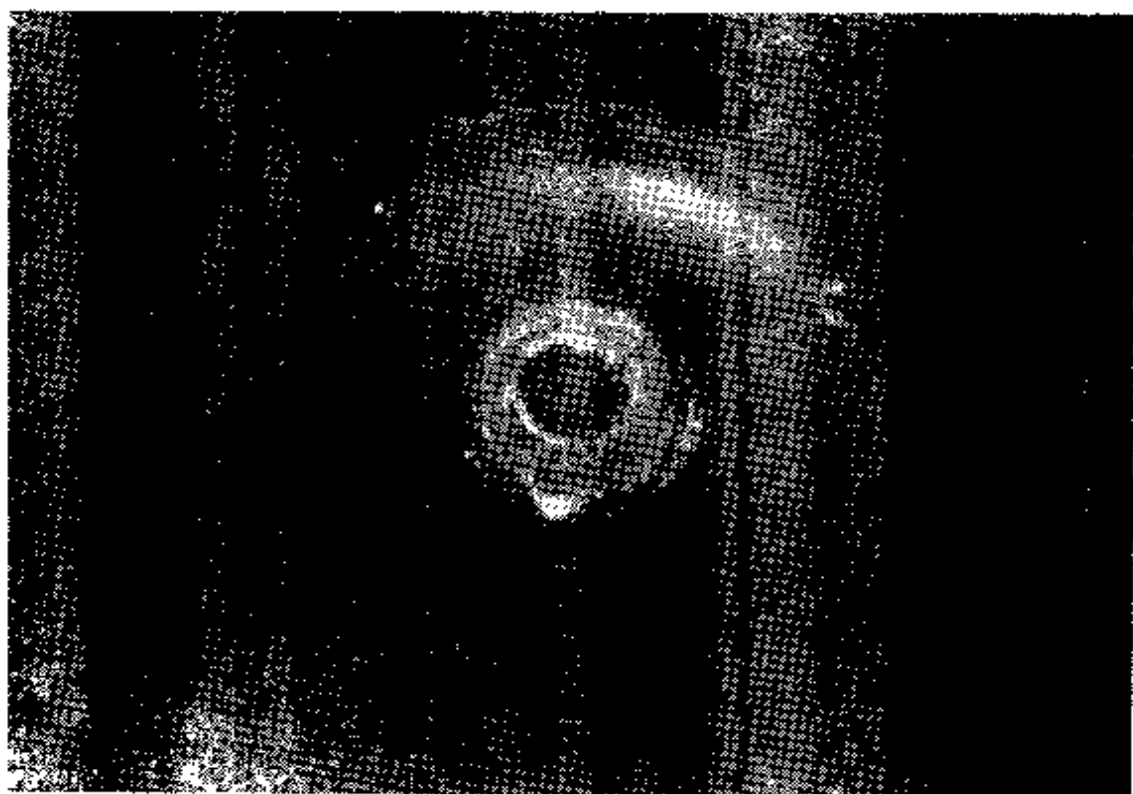
球形气泡通常不是对称地被压缩的，事实上总是存在压力梯度。由于这个压力梯度以及中凹的表面固有的不稳定性，发生喷射和表面的破裂。图 3.1.1 表示在落锤试验中，精度与爆胶相似的胶体溶液中的气泡在玻璃击砧受到压缩时表面破裂的情况。这促使约翰逊去考虑迅速压缩时甘油滴和空气混合物升温的情况。由于表面积的增加，当一旦被点燃时，形成小滴对加速燃烧是有利的。另一方面，形成一个新的表面积需要增加与表面能增加相等的能量，从而使得点滴大为冷却。同时液滴通过热传导使空气冷却，因此，如果液滴的总质量和总表面积和空气质量比较很大的话，则这种冷却效应就可以阻止点火。反之，如果液滴质量太小，燃烧时气体温度增加得太低就不能点燃周围的炸药。图 3.1.2 表示绝热压缩到 1000°C 时硝化甘油中空气泡的计算温度并且假定总容积为 V_2 的小液滴被喷到容积为 V_1 的空气泡中。空气被冷却而液滴被加热到一个相同的温度 t_1 。如果液滴被点着，它们的燃烧热加热气体使温度升到 t_2 。如果相应的壁温 t_3 足够高，则燃烧将继续下去。这样为了用冲击点爆炸药， t_1 必需高到可以开始燃烧，而 t_2 要使燃烧能继续下去。这意味着比值 $\frac{V_2}{V_1}$ 的值必须在两极限值之间。

约翰逊等人的许多实验解释了气泡的低表面温度和点燃过程。

由于迅速压缩加热，使含有空气的空腔内表面温度增值，但这仅是空气温度增值的一小部分，用 0.4 微米厚的铝箔在玻璃板上测量得到箔中的温度增加 30°C ，而在空气中则为 410°C 。放在



(a)



(b)

图3.1.1 迅速压缩下气泡表面的破裂
反射波：(a)冲击之前；(b)冲击后360微秒。

空腔中的细金属丝和小粒子的温度随金属丝和粒子直径减小而趋近压缩空气的温度。当空气在 150 毫秒内加热到 500°C 时, 要使直径为 0.1 毫米的铂丝上升到 400°C 需要延迟 100 毫秒。对直径 1~10 微米质点计算的表面温度, 在延迟几微秒后接近压缩空气的温度。当把粉状的泰安分别地抛进空气温度为 370 和 440°C 的空腔中时, 最细的粒子燃烧, 较大的颗粒仅熔化而不点燃。但如把压缩温度增加到 460°C , 全部泰安颗粒都燃烧。

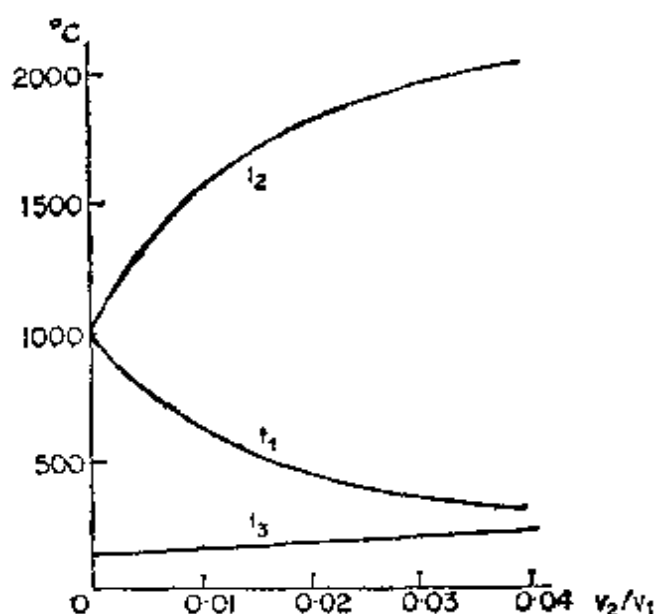


图3.1.2 在硝化甘油中压缩空气泡里液滴的影响

V_1 压缩空气的容积; V_2 液滴总的容积; t_1 着火前空气和液滴的温度;
 t_2 液滴燃烧后的温度; t_3 燃烧后的表面温度。

这里, 特别使人感兴趣的一种气泡压缩不稳定性的类型是, 经冲击波压缩后从物质的凹穴表面产生一股高速的物质流, 通常称为芒罗射流效应。它在军事上已广泛地应用于空心装药上。当一个平面的或向前凸的冲击波阵而到达凹穴时, 则凹穴周围的物质得到最初垂直于最邻近于气泡表面部分的速度。由于冲击波阵面的有限速度所引起的时间延迟, 冲击波首先到达的气泡部分向内膨胀, 并进一步被周围的物质流加速, 于是产生了高速射流。此射流的速度通常相当于被同一冲击波加速的, 相同材料, 表面

为平面时射流速度的 2~3 倍。

以速度 2500 米/秒运动的硝化甘油射流的撞击,在硝化甘油中产生超过 100 千巴的压力。沃森 (Watson) 等发现,这种由小于 50 千巴的平面冲击波产生的射流在冲击时能立即引爆。

这样可以想象,芒罗射流效应应在一些包含较高强度的冲击波的例子中,对气泡和凹穴起爆在很大程度上是可靠的。而如范多拉等所指出的那样,在较低的冲击强度时,当射流撞击了气泡另一边时虽然经过一段延迟可以发生起爆,但射流速度对瞬时的冲击起爆是不够的。在这种情况下,气泡表面破裂和粘滞加热机理可能是起作用的机理。要搞清楚这一点要作进一步的工作。布登等在近来的工作中指出了这一方面的问题,他们阐明了在气泡破碎后爆炸缓慢成长的情况。

把粘滞流加热过程作为引爆液体炸药可能的机理,发现液体或塑性炸药甚至在没有空气泡的情况下,在落锤实验中也能起爆。如在 § 3.3 所讨论的那样,这种情况下的起爆压力为几千巴,这可以与在平的冲击表面之间含有空气的硝化甘油为 20~100 大气压,在落锤凹穴中对空气泡为 400 大气压的数值相比较。3.3.5 式表明,当薄的间隙迅速闭合时,径向流的速度变得很大。当两相邻的冲击表面碰撞时,炸药被挤出,粘滞流加热引起的升温达到足以引爆的温度。布登与约菲对温度的估算表明当粘度如预想的那样随压力而增长时就是这种情况。

我们已经讨论了固体结晶炸药的摩擦行为,以及由于炸药颗粒之间摩擦或在一个颗粒内部局部变形产生热区的条件。这些情况在特殊的装置中确能出现。但是在低速撞击引爆结晶炸药的许多情况下,空气或缝隙的存在是引爆机理的主要因素。图 3.1.3 表示在冲击实验中的引爆频率。其中泰安以均匀连续的薄层分布在击砧表面上(曲线 a)或者作成环状(曲线 b)。后者感度的增加是由于环形中产生一个封闭的空气穴所引起的。在冲击产生的压力下,炸药被压缩,并且由于塑性流动而变形。这在某种意

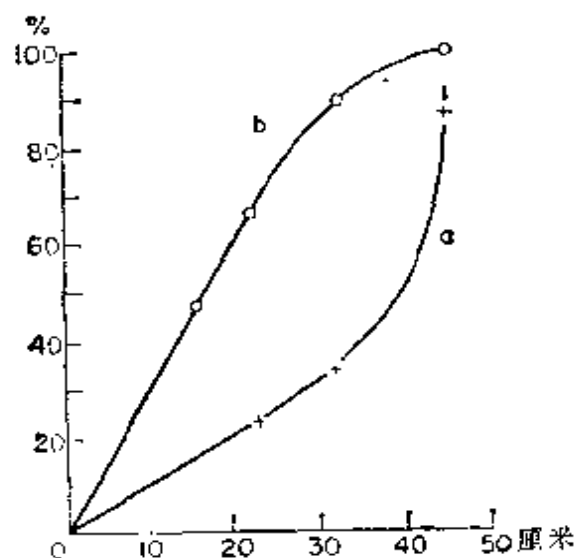


图3.1.3 爆炸频率与落高的函数关系

(a) 泰安作连续的薄层分布；(b) 泰安作环状分布。

落锤质量为1860克(引自布登与约菲)。

义上讲与液体炸药相似。再就是这里或许有过高估计单独地绝热加热的影响趋势，并且也需要考虑空穴内表面的破裂效应和物质挤进空隙时的高速撞击效应。

起爆成环状分布在击砧上的粉末状泰安所需要的冲击动能，要比起爆环状分布的硝化甘油高十倍以上（数值为 5×10^3 克·厘米）。

在考虑固体炸药的摩擦或变形加热时，重要的是熔点和分解温度的关系。猛炸药熔点比发生迅速分解的温度略低一些。梯恩梯熔点和分解温度之间有特别大的间隔，这在室温时为固体的炸药中几乎是独有的。梯恩梯对于摩擦和变形也是很敏感的。由于熔化大大地降低了抗变形能力，温度的上升就被限在熔点。另一方面起爆药极迅速地出现分解，而它们一直处于固相状态。在这些炸药中由于在炸药的颗粒之间或炸药与其他物质之间的内摩擦产生的热点很容易达到分解温度的范围。这是起爆药与猛炸药之间的重要差别之一。

如别良也夫所指出的那样，蒸发热和活化能的相对数值是有

差别的。一些有用的近似数据表明,起爆药的分解活化能比蒸发热小,所以分解过程确实可以在固相发生。而猛炸药在没有限制的压力时,蒸发在分解以前发生。这些问题在热起爆一章中要进一步讨论。

§ 3.2 摩 擦 起 爆

布登等人曾广泛地研究了摩擦发热的机理。当固体互相压紧时,只在表面不规则的尖端相接触,接触面积仅是总表面积的一小部分(见表 3.2.1)。

表3.2.1 在不同压力下面积为 $A=21$ 厘米² 的两块钢板的接触面积 (A_c)

F (公斤)	F/A (巴)	F/A_c (千巴)	A/A_c
2	0.1	10	100000
5	0.2	10	40000
100	4.8	10	2000
500	24	10	400

如果两物体是相互滑动的,则摩擦热集中在接触区域。在这些点所形成的热点的温度是压力、滑动速度和滑动物体热传导系数的函数。在玻璃上的金属滑块如果速度超过临界值时,可以产生亮点,此临界值随压力的增加而减少,随着热传导系数增大而增加。当液体炸药放在两个摩擦面之间时可起到一定的滑润和冷却效应。但其起爆条件是一致的。图 3.2.1 表示速度一定时起爆的临界负荷和热传导系数的函数关系。

具有最低熔点的接触物体决定热点温度的最大值。当达到此熔点时接触点熔化并且它的支撑作用被表面上的另外的峰所接替。这样低熔点的金属接触点是时常变换的。

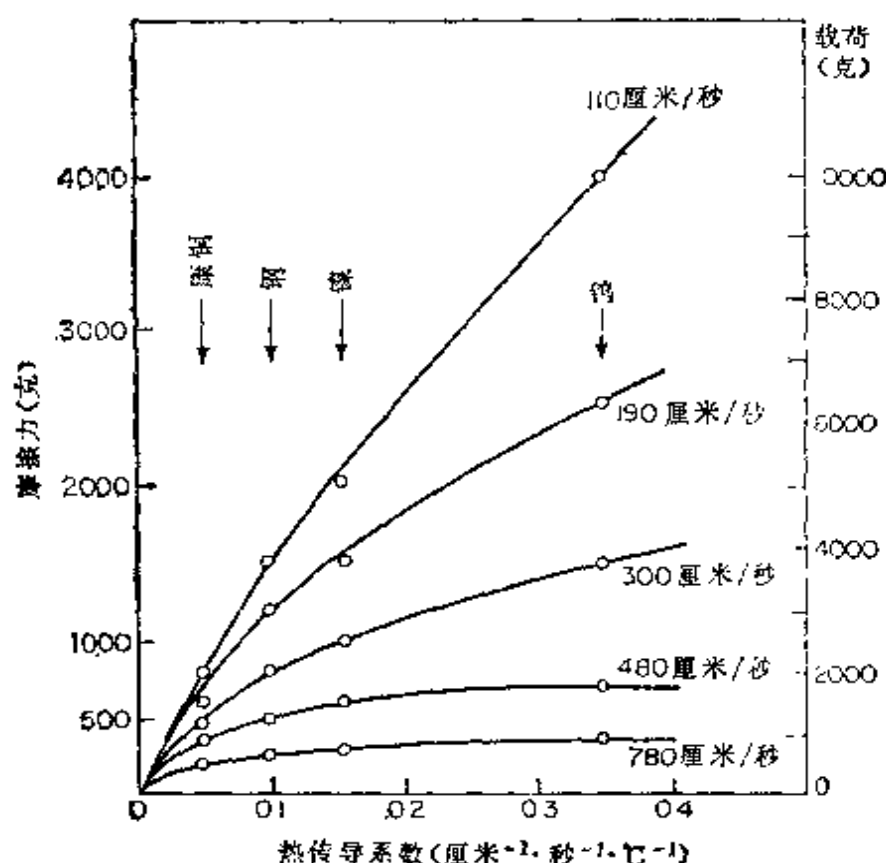


图3.2.1 硝化甘油的摩擦起爆，滑块材料的热传导系数、
负荷和速度的影响

按照布登和其同事的观点，起爆一个炸药要有一个热点的临界温度。如果滑块的熔点低于这个数值，甚至在很高的负荷和速度时都不发生爆炸。形成亮点的条件也和它是相似的。表3.2.2是在玻璃平板上的硝化甘油用不同的金属滑块所做的实验结果，是按熔点增大的顺序排列的。除了材料具有非常高的硬度外，看来硬度的影响还不是重要的。在450℃或450℃以下未发生爆炸；480～520℃可以观察到几次爆炸；而在570℃或更高时很容易发生爆炸。可见的热点温度的界限在520～570℃之间。

约翰逊和林伯格提出了一种使炸药受到的应力和装药在炮眼中受到的应力相似的摩擦试验。这个试验目的在于确定气动药卷装填器的安全界限。这种装填器是在瑞典发展起来并得到广泛的应用。

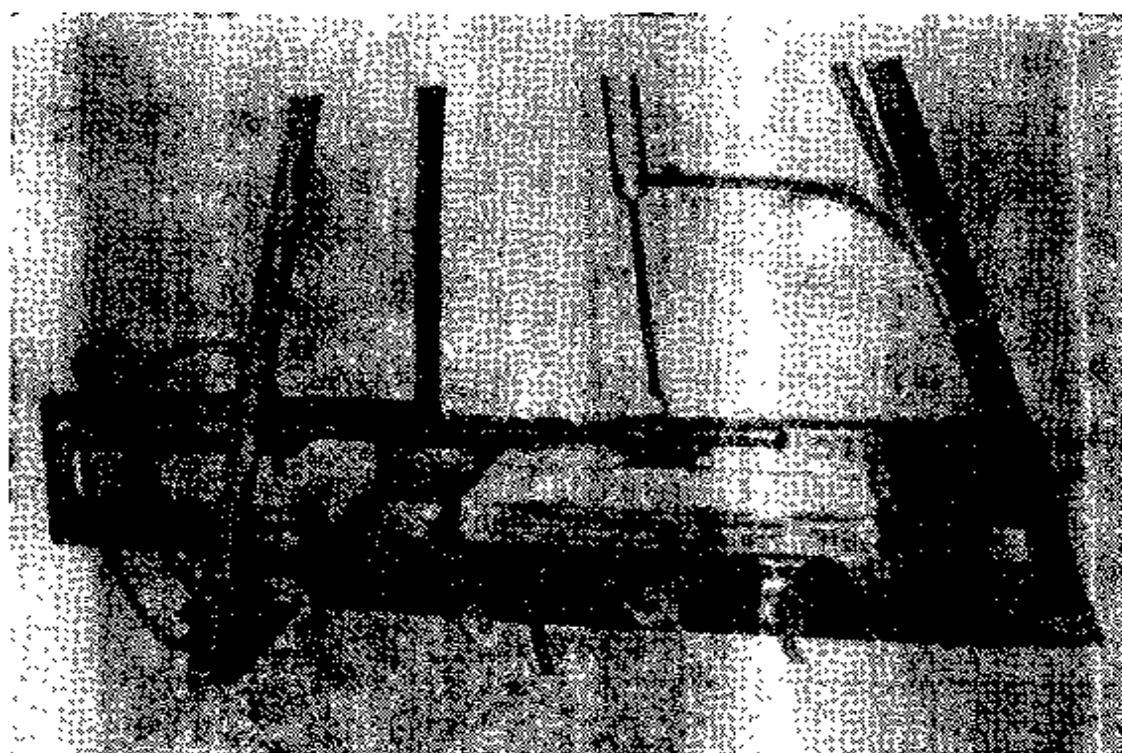


图3.2.2 摩擦试验的仪器

表3.2.2 在硝化甘油中热点和爆炸发生的范围
(用不同熔点的金属滑块在玻璃上摩擦)

金 属 (合金)	熔 点 (℃)	硬 度 (维氏)	在干净玻璃上 可见热点	硝化甘油的 爆炸情况
80金20锡	300	230	无	无
80金20铅	420	108	无	无
75金25钍	450	120	无	无
73银27锡	480	93	无	少数
70银30锡	480	120	无	少数
60银20砷	500	170	无	少数
50金50锡	520	—	无	少数
92金 8 铝	570	221	易	易
康 铜	1200	130	易	易
镍	1450	170	易	易
铁	1500	130	易	易
钨	3000	—	易	易

该试验仪包括一个具有直径 30 毫米长 50 厘米的半圆柱形沟槽的花岗岩台。一个直径为 25 毫米长 8 厘米的圆柱形滑块，它被一个气动活塞压在沟槽底部，并且被另一个气动活塞往复推动，此活塞是由自由阀门控制的（图 3.2.2）。振幅是 12 厘米，频率 3 周/秒，最大速度 2.2 米/秒。滑块上的载荷可以在 10 到 200 公斤之间变动。实验时将炸药在仔细擦过的沟槽底上铺成一薄层，结果除了“没有效应”和“爆炸”外，还可以发现由噼啪响声所标志的中间状态。

表 3.2.3 表示滑块材料对分别含有 35、50 和 60% 的 50 硝化甘油/50 硝化乙二醇的胶质硝酸铵代那迈摩擦感度的影响。实验

表 3.2.3 花岗岩沟槽摩擦仪的摩擦实验结果

滑 块 材 料	负 荷 (公斤)				
	9	17	29	41	55
铜(98.5铜1.5铅)	000	000	000	000	000
青铜(93铜7锌)	000	000	00K	000	000
黄铜					
71铜28锌15m●	000	000	000	000	000
60铜39锌1铅	000	000	000	000	000
76铜22锌2铅	000	000	000	00K	000
63铜37锌	000	000	0K0	00K	000
60铜36锌+4●	000	000	00K	00K	0K0
镀铬黄铜	0	0	0	K	0
镀镍黄铜	E	E	E	E	E
德国银	KKK	KKK	KKK	KKKE	KEE
铝(99%)	KKK	KEE	EEE	EEE	
97铝+硅+镁+锰+铁	000	00E	00E	EE E	
97.2铝+2.5汞+锡	0KK	KKK	KEE	EE E	
97.5铝+硅+镁+锰	000	EEE	EEE	EEE	
94.4铝+4.5铜+镁+锰	000	0KK	0EE	KEE	

每行中的三种符号代表三种胶质硝酸铵代那迈特（含 35%、50% 与 60% 的硝化甘油/硝化乙二醇的结果，从左到右按硝化甘油/硝化乙二醇含量顺序排列。O 为无效应，K 为噼啪声或火花，E 为爆炸。

● 原文如此。——译者

表明，用粗糙的花岗岩表面时，滑块材料的热传导系数是次要的。

铜和具有某些特性的黄铜滑块在低于 55 公斤的任何负荷下都不能爆炸。另一些性质的黄铜与青铜在 50 % 和 60 % 硝化甘油/硝化乙二醇代那迈特中偶然地产生噼啪声。但对于含 35 % 硝化甘油/硝化乙二醇的任何类型的黄铜和青铜滑块都看不到作用。可能是由于对化学反应的催化作用，镍或镀镍的黄铜滑块能在一个很低的负荷下引爆含有 60 % 硝化甘油/硝化乙二醇的代那迈特，而德国银在所有负荷下对所有代那迈特能引起噼啪声。用铝和铝合金的滑块摩擦感度比较高，在 40 公斤时形成大量碎片，55 公斤时实验就不能进行到底。这可能因为当热点出现时金属表面的保护氧化层被除去，以致铝和含富氧组分如硝酸铵和硝酸盐的氧平衡炸药起化学反应的结果。

如果花岗岩的表面是湿的或浸水的，则在任何胶化的硝酸铵代那迈特或含 95 % 的 50 硝化甘油/50 硝化乙二醇的爆胶都得不到爆炸或噼啪声。广泛的实验指出：不仅对黄铜和铝合金的滑块，并且对不同的碳钢、不锈钢和花岗岩都一样，用揩布擦干花岗岩表面后铺以代那迈特做的一些实验表明，残余的潮气层足以阻止所有铝合金在 40 公斤负荷下引起 35、50 和 60 % 的 50/50 硝化甘油/硝化乙二醇代那迈特的爆炸与响声。

表 3.2.4 表示对于钢滑柱的摩擦感度。在这种情况下，负荷可增至 200 公斤。一些敏感的军用炸药也包括在内。

摩擦感度等于或高于纯泰安或爆胶的炸药，甚至在很低的负荷时都发生爆炸。但是该实验表明了泰安、黑索金、特屈儿之间明显的差别。硝化棉的感度异常低是一个很有趣的结果，它通常被看作和叠氮化物一样的敏感。同样有趣的是，由硝化甘油与硅藻土组成的“盖利特”具有非常低的感度，它的感度之所以低可能是由于硅藻土有很小的毛细孔强烈地吸收硝化甘油，并且由于冷却温度低，阻止了任何可能发生的反应的传播。

表 3.2.4 在花岗岩沟槽式摩擦仪上的摩擦试验结果

炸 药	负 荷 (公斤)												
	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100	150	200	
叠氮化铅	E												
泰安	E												
爆胶	E												
LFB 代那返特	O	O	E	E									
硝化棉		O	O	K	K								
黑索金			O	K	E								
688 火药						O	K						
“波利尼特”						O	O	O	K	E			
401 火药								O	O	K			
特屈儿										O	O	K	
盖利特										O	O	O	
尼特洛利特										O	O	O	

O = 无感觉到的效应；E = 爆炸；K = 噼啪声或小火花。

§ 3.3 落锤试验的力学

本世纪初就采用的炸药冲击感度的落锤试验，一直沿用至今。许多落锤试验之间共同的地方，都是采用落锤对着铁砧下落时冲击试样。在欧洲，包括苏联在内，应用具有不同改进的卡斯特仪。大约在同一时期，在英国使用了罗特（Rotter）发明的一种仪器。美国矿务局也推广过一种大型冲击试验仪，它用一个 200 公斤重的落锤在最大高度 7.5 米处落下冲击 80 克试样。在布登等人工作的基础上，专门为液体炸药设计了奥林-马西森（Olin-Matthiesen）落锤试验仪。

在本章里参照了林伯格的研究，讨论了落锤试验的力学过程。为了简化冲击的力学过程，他用了落锤和击砧都是两公斤的改进

钢圆柱卡斯特落锤仪。击砧被一个销钉固定在适当的位置上，销钉是由弹簧固定，但实际上是自由悬挂着的。落锤的动能靠冲击传递到击砧上，而锤子的连续运动被一个销子限制住。炸药样品放在两个直径为 8 毫米，长度为 12 毫米的击柱之间；再把相同的击柱压入落锤和击砧中间。图 3.1.1 表示实验装置，图 3.3.2 所示为有一层炸药和一个套筒的击柱（导向套筒有膨胀室和无膨胀室之别）。图 3.3.3 是用应变传感器（电阻丝）在击柱上记录压力-时间曲线的装置。安全环是导出爆炸气体以防止它钻入应变传感器。

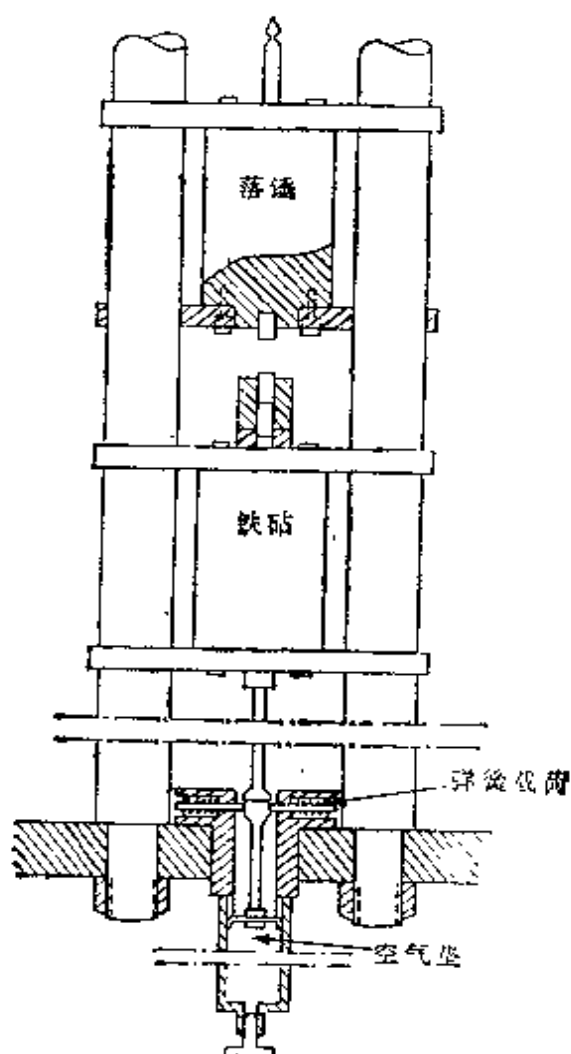


图3.3.1 冲击感度试验仪

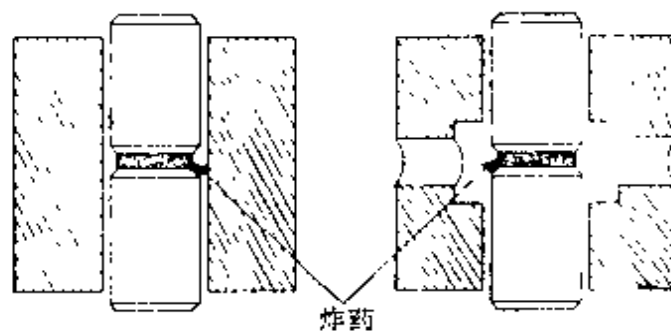


图3.3.2 有膨胀室和无膨胀室的实验装置详图

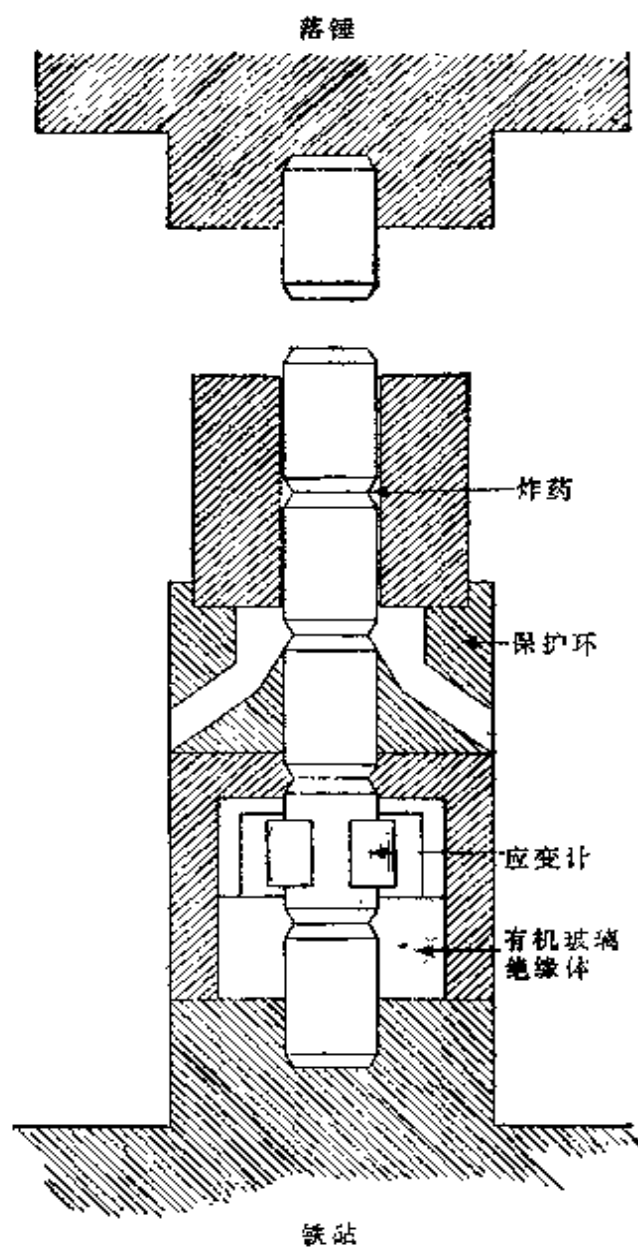


图3.3.3 记录冲击压力的装置

当落锤冲击没有任何炸药的击柱堆时,落锤受阻压力增加同时击砧加速。当压力达到最大值时,落锤和击砧的速度接近相同,而它们动能的总和近似等于击柱的弹性压缩位能,从而得出关系式

$$p = p_m \sin \pi t / t_s \quad (3.3.1)$$

$$p_m = v_0 \sqrt{\frac{mE}{2Al(1+q)}} \quad (3.3.2)$$

$$t_s = \pi \sqrt{\frac{ml(1+q)}{2AE}} \quad (3.3.3)$$

式中 $q = \left(\frac{10r_1}{\pi l}\right)(1-\nu^2)$, p 压力, p_m 最大压力, t 时间, t_s 冲击时间, v_0 是在冲击前瞬间落锤的速度, m 分别为落锤与击砧的质量。 $A = \pi r_1^2$ 是面积, l 击柱堆的长度, E 为杨氏模数, ν 是击柱堆的泊松系数。如果落锤和击砧质量分别为 m_1 和 m_2 , 则 $m = 2m_1m_2/(m_1+m_2)$ 。对于 $m_1 = m_2$, $m = m_1$, 常用落锤对于刚性击砧则 $m_2 \rightarrow \infty$, $m = 2m_1$ 。

按照 3.3.2 式和 3.3.3 式乘积

$$p_m t_s = \pi m v_0 / 2A \quad (3.3.4)$$

与击柱堆的长度和击柱的弹性无关。如果我们引入 $m_1 = m_2 = 2$ 公斤, $r_1 = 0.4$ 厘米, $A = 0.5$ 厘米², $l = 6.0$ 厘米, $v_0 = 4.4$ 米/秒, $E = 2 \times 10^8$ 巴和 $\nu = 0.28$, 我们得到 $p_m = 9.9$ 千巴, $t_s = 300$ 微秒, 这和测得值是十分一致的。图 3.3.4 表示两击柱间没有炸药时冲击的压力-时间曲线, 和把 0.4 毫米的胶质代那迈特放在击柱间, 但未引爆的落高上冲击的压力-时间曲线。击柱端面磨光并装在套筒内, 套筒有膨胀室, 第一条曲线 $p_m = 10.5$ 巴和 $t_s = 305$ 微秒, 接近正弦曲线 (虚线)。阶梯式的斜坡是由于在击柱堆内冲击波往复运动造成的。对于不测量压力和用三个击柱代替五个击柱的落锤试验, 由 3.1.2 式得到 $p_m = 13$ 千巴, 由 3.1.3 式得 $t_s = 230$ 微秒。

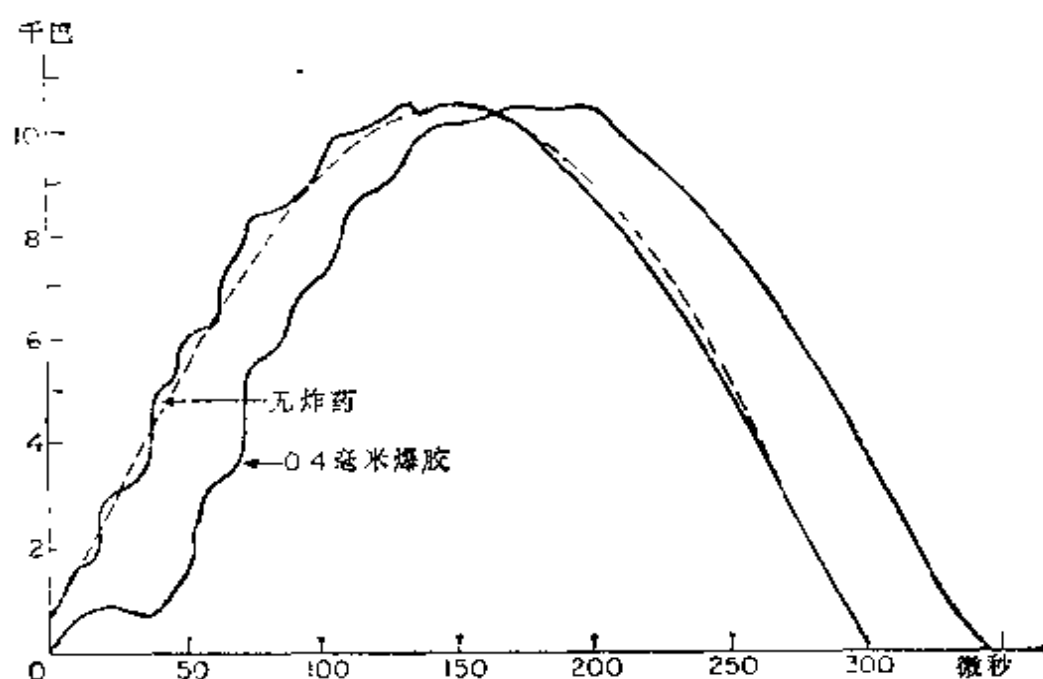


图3.3.4 没有试样和有0.4毫米爆胶未爆时冲击压力的记录

有爆胶时试验有一个引爆期，在其间压力上升到最大值 0.9 千巴，然后下降到最小值 0.7 千巴。在引爆期后压力曲线的最大值和持续时间实际上和没有炸药时是相同的。在引爆期间的压力峰与炸药的径向粘性流动有关。在离中心的距离为 r 时，径向速度的平均值是

$$u = \frac{rv}{2h} \quad (3.3.5)$$

其中 v 是上压力表面对下表面的轴向速度， h 是炸药层的厚度。压力随径向流的速度增加而迅速增加，在落高为 1 米时厚度减少到 0.1 毫米，此时径向流的速度为 100 米/秒。在最大值 0.9 千巴后压力的下降大概是由于炸药层的粘性加热引起的。

在磨面间有 0.4 毫米的爆胶时，在曲线的上升段有一个压力短时的下降，证明发生了爆炸（图 3.3.5）。用一个光电管直接对炸药层校核，表明爆炸的同时伴随着一个和最低值同时出现的闪光。

用粉状炸药的试样在压力时间图上得到同样类似的起爆期。

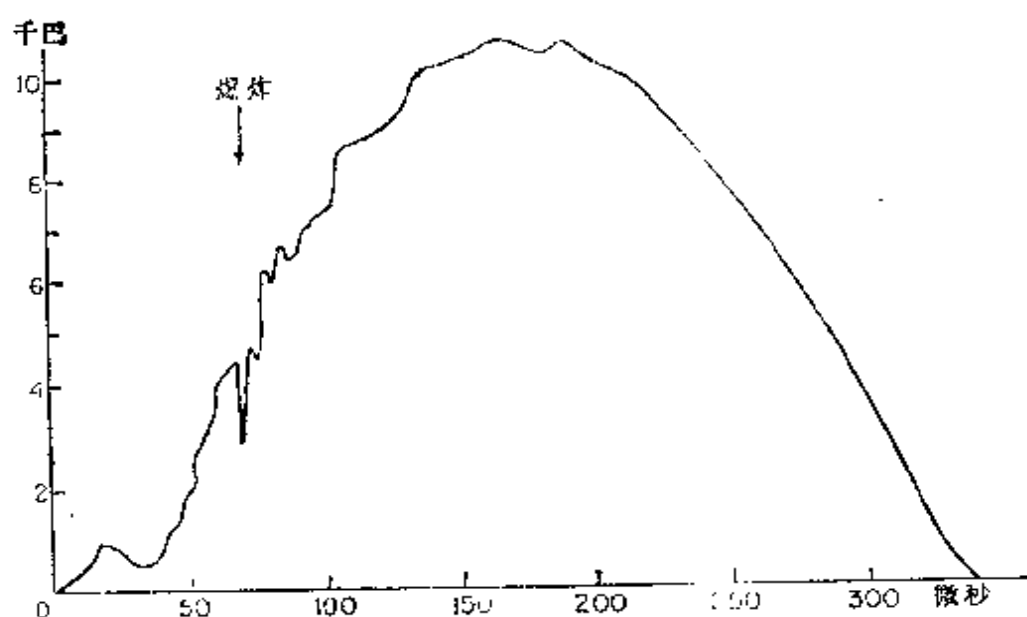


图3.3.5 有0.4毫米的爆胶发生爆炸时冲击压力记录

但在这种情况下炸药被压缩成硬的饼子而不是被挤出来。这时爆炸同样伴随着一个压力的最小值。它在不同的延迟后发生，有时发生在压力曲线的下降段（图3.3.6）。

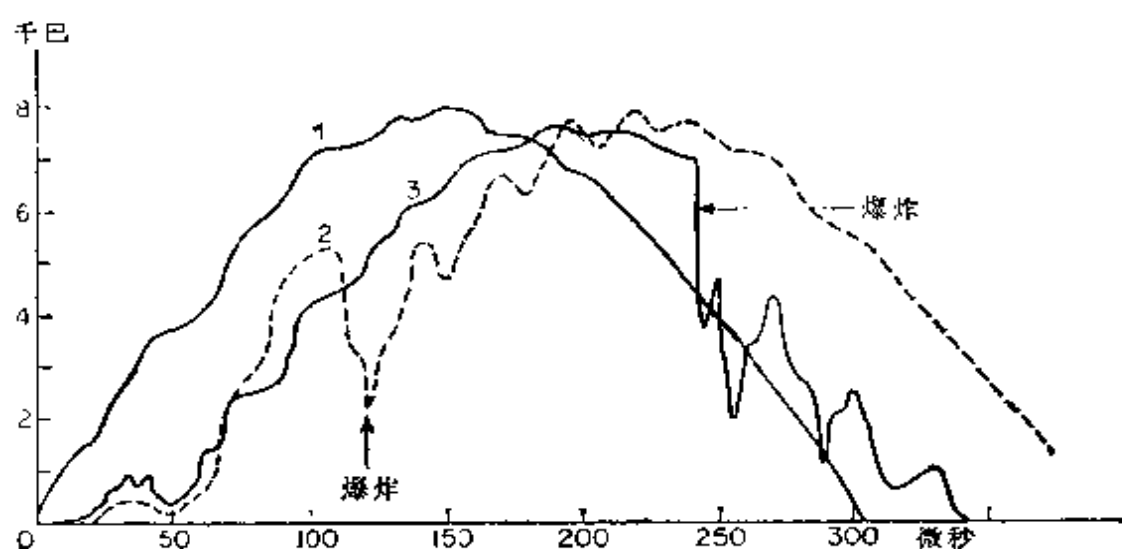


图3.3.6 没有粉状泰安与有粉状泰安试样的冲击压力记录

1—无炸药；2、3—为0.2毫米的泰安层并发生爆炸。

要辨别压力变化是由于爆炸还是别的偶然扰动所引起是困难的，尤其是塑性炸药。这是因为仅有一小部分试样参与了爆炸。

图 3.3.7 所表示的是由于这种局部反应使磨光的压力表面烧蚀的模型。它们经常两个对称的表面同时出现，镜面对称的排列着。这些实验中爆胶被固定在纸环上，否则，炸药就会被挤出来。如果导向套有膨胀室的话，则一般不发生爆炸。图 3.3.8 a 表明在此情况下直到落高 140 厘米爆炸频率是很小的。如果导向套阻止炸药的挤出，则爆炸频率由落高 50 厘米时的 16% 上升到 100 厘米时的 80%。有纸环时爆炸频率更高。图 3.3.8 b 表示当导向套没有膨胀室时，如击柱和导向套之间的间隙小的话，爆炸频率就比较高，但是在击柱端面留痕迹的爆炸频率在两种情况下都是相同的。其它的情况下在圆柱形沟槽中发生爆炸，而且窄的沟槽发生爆炸的可能性更大。

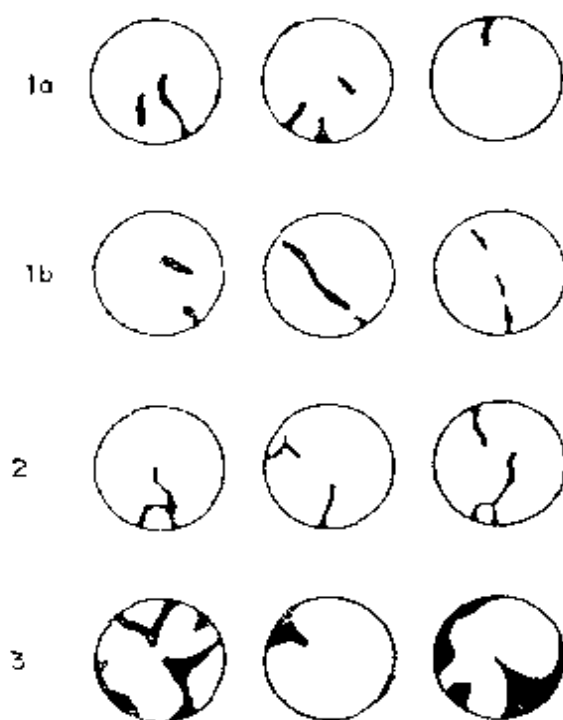


图 3.3.7 各种炸药在磨光的表面上烧蚀的情况

落高 0.5 米 1a 与 1b 为滤纸上放 0.4 毫米的爆胶；1b 在纸上有 3 毫米的中心孔；2—0.4 毫米的胶质代那迈特（含 30% 硝化甘油 30% 硝化乙二醇与结晶叠氮化钠的混合物），3—0.2 毫米的粉状泰安。

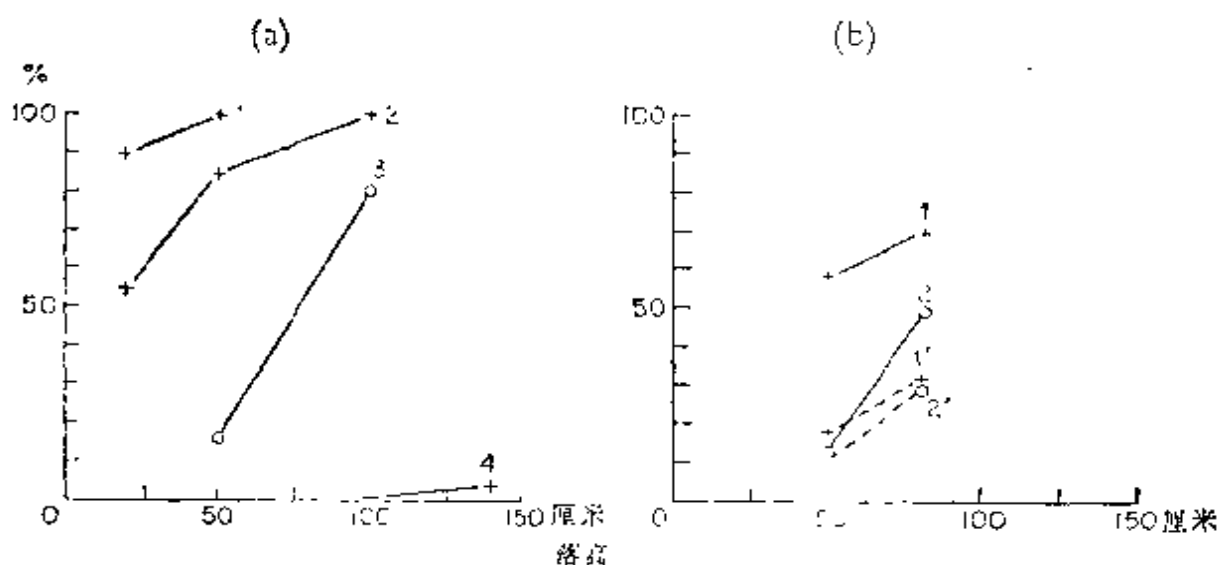


图3.3.8 0.4毫米爆胶的爆炸频率：表面磨光

(a) 1, 2和4为膨胀空穴；1具有2张和2具有1张，3为8.05毫米的导向套每个点实验25次。(b) 1-8.00毫米的导向套；2-8.05毫米导向套，实线代表全部爆炸；虚线在冲击表面爆炸。每点实验100次。

§ 3.4 管状容器中液体炸药的冲击起爆

把盛液体炸药的管状钢质容器垂直降落在击砧上的实验，提供了一个由于管壁中的应力波和液体中的冲击波的互相干涉可以使炸药起爆的有趣例子。

齐普迈尔 (Zippermayr) 研究了由等重的硝酸和二硝基苯混合的爆破岩石用的液体炸药发生事故的原因。用上述的实验指出0.4毫米的软铁皮容器盛12公斤炸药可以从10米高度下落而未爆轰。但是300公斤炸药盛在钢容器中从离地面0.5米的货车上落下时都能够发生爆炸。

齐普迈尔发现临界落高与管子的长度成反比。为了使冲击引起弹性振动，管子必须有足够的硬度。如果管子是薄壁的或软钢作的，冲击时产生严重变形则不发生爆轰。

伦伯格发现，在液体表面和容器盖之间的空气层有很大的影响 (图 3.4.1)。如 l_a 表示空气层的厚度， l_l 表示液体柱的长度，

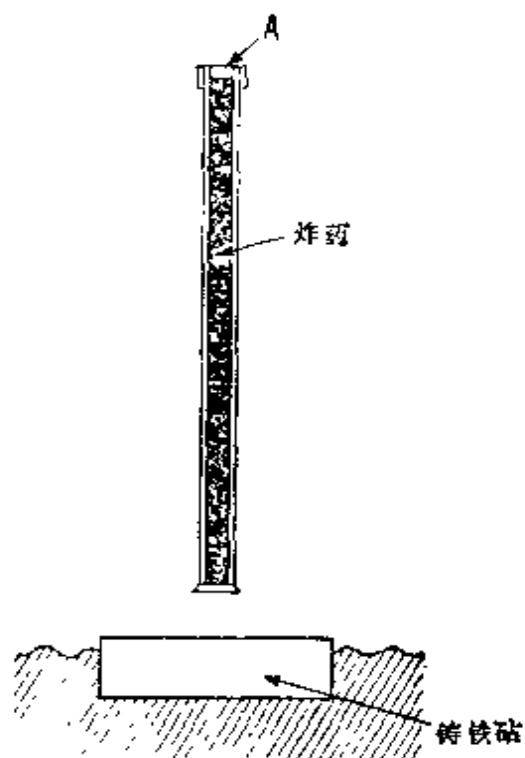


图3.4.1 钢管中的液体炸药的落下实验

则临界落高沿着对管长 0.5 米和 1 米都一样的, 曲线从 $l_a/l_e=0$ 的 1.3 米增加到 $l_a/l_e=0.010$ 时的 5 米 (图 3.4.2)。

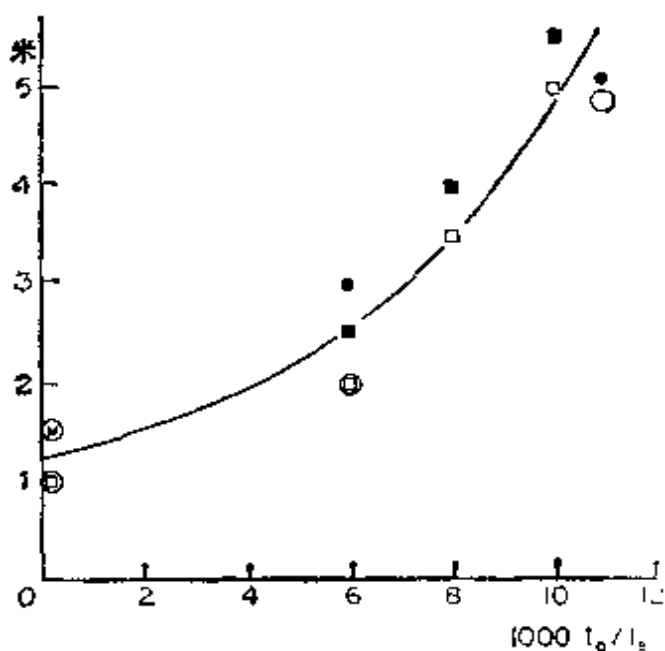


图3.4.2 引爆的临界落高

l_a 空气层的厚度, l_e 炸药柱的长度, 方块表示长度为0.5米的管子, 圆圈表示1米长的管子。空方块空圆圈表示未爆, 实方块实圆圈表示爆轰。

图 3.4.3 表示 $l_e = 0.5$ 米、 $l_a/l_e = 0.016$ 、落高 5 米时管中应力波与液体中冲击波的传播情况。此图也表示钢管末端和液体柱的运动。

当钢管和其中的液体猛炸药以速度 v_0 接触击砧并在冲击终止时被停止下来，这时产生的冲击波以速度 w_1 和 w_2 在钢管和液体中传播。在管壁内的应力是 $\sigma_1 = \rho_1 w_1 v_0$ ，在液柱中的压力为 $p_2 = \rho_2 w_2 v_0$ 。当管中的波到达上端时，阻止了盖子的运动，而以速度 v_0 朝下运动的液体表面在液体中上升的冲击波到达上端之前是在衰减的压力作用之下。空气层的厚度以 $2v_0(l_e/w_2 - l_e/w_1)$ 的关系增加，压力按照

$$\Delta p_1 = \frac{1}{\left[1 + \frac{2v_0 l_e}{w_2 l_a} \left(1 - \frac{w_2}{w_1}\right)\right]} \quad (3.4.1)$$

从 1 巴开始下降。在液柱中下降的波具有负压 $(1 - \Delta p_1)$ 巴。

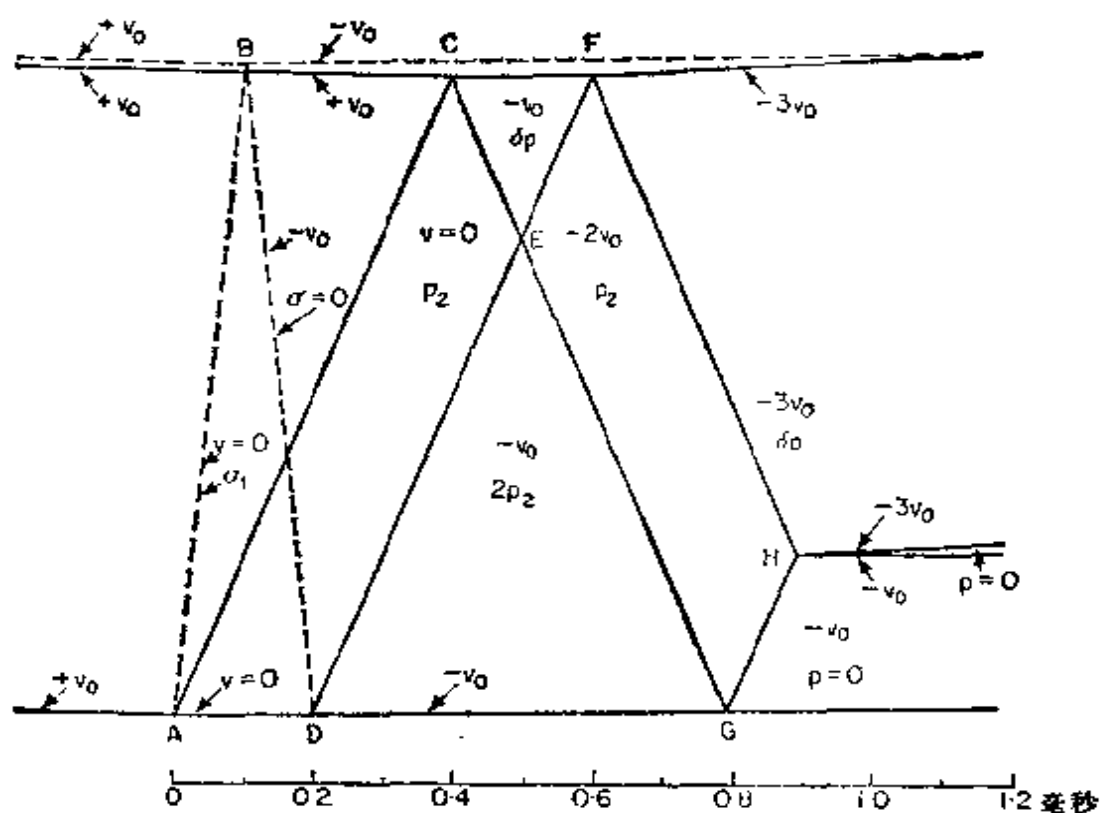


图 3.4.3 落管实验时在管壁和液体炸药柱中的冲击波

虚线：在钢管中，实线：在液柱中。

表 3.4.1 表示 l_0/l_c 介于 0 和 0.010 的临界落高, 压力是在 $w_1=5000$ 米/秒和 $w_2=1250$ 米/秒, 从而 $1-w_2/w_1=0.75$ 的假定下用 3.4.1 式计算的。

表 3.4.1 盛有硝化甘油与空气的钢管临界落高 h 和
按照方程 3.4.1 计算的液体压力降 Δp_1 与空气柱
相对长度的函数关系

l_0/l_c	h (米)	v_0 (米/秒)	$\frac{2v_0 l_c}{w_2 l_0}$	Δp_1 (巴)
0	1.3	5.1		0
0.006	2.5	7.1	1.90	0.41
0.008	3.5	8.4	1.68	0.44
0.010	5.0	10.0	1.60	0.45

在钢管中, 使应力减少的下降的冲击波具有质点速度 $-v_0$, 当它到达下端时, 给液体一个速度为 v_1 的朝上的冲击, v_1 略低于 v_0 , 近似的关系是

$$\rho_1 w_1 (v_0 - v_1) = \rho_2 w_2 v_1 \quad (3.4.2)$$

对于 $\rho_1=7800$ 公斤/米³, $\rho_2=1500$ 公斤/米³, $w_1=5000$ 米/秒和 $w_2=1250$ 米/秒, 3.4.2 式给出 $v_1=0.95v_0$ 。如果 $v_0=10$ 米/秒, 在二次上升冲击波中的压力将是 $1.95p_2=360$ 巴。它在离上端距离 $l_0 w_2/w_1=0.25l_c$, 在冲击击砧 500 微秒后和具有负压的下降的波相遇。然后冲击波以压力 p_2 和质点速度 $-v_0$ 在两个方向上传播。在 600 微秒后上升的波到液体表面并且以负压 $1-\Delta p_1$ 和质点速度 $-3v_0$ 返回。下降波的压力是 p_2 和质点速度是 $-2v_0$ 。当它到达管底时的压力为零而上升波的速度为 $-v_1$ 。它在离底部距离 $l_c/4$ 处遇到下降波并且在这点将液柱分成上下两部分, 上部分以速度 $-3v_0$ 朝上移动, 下部分以 $-v_0$ 跟着运动。如果在这之前炸药没有爆轰的话, 在冲击击砧 1.15 毫秒后上部分液体柱和盖相遇。

按照这种分析, 由于容器壁中的应力波与液体炸药中的冲击波相互作用, 爆轰的危险性很大。高级液体炸药在管底受到两个冲击, 第二次冲击产生一个几百巴压力的上升冲击波, 在它到达管的上端之前与一个具有负压的, 很可能带有空化的下降波相遇。沃森等认为这种组合在适当的压力下就有爆轰的危险这对于齐普迈尔的观察即管子必需有足够的硬度找到了一个确切的解释。因为不然的话, 在管子底部的二次冲击将会减弱或者不会出现。起爆的时间与位置和观察值也很符合。伦伯格从 0.5 米钢管的四次实验平均值发现在冲击 615 微秒后, 在管子的上端引起爆轰。

§ 3.5 液体炸药中的低速爆轰

自诺贝尔以来, 炸药技术工作者就被硝化甘油冲击感度的矛盾现象所迷惑。一方面, 轻微的敲打就能激起它发生灾难性的爆轰, 而另一方面, 就是用强的雷管却往往不能引起所期望的爆轰。

布登等人推动了澄清这一情况的研究, 他们揭示了液体中气泡的敏感化效应。温宁以一系列精致的照像实验做出了第二步贡献, 这些实验表明, 当冲击波达到薄壁或自由面时由于液体中的空化作用所产生的气泡能够成为非常敏感的起爆中心。

图 3.5.1 展示了温宁用一个装有 0.91 克压装泰安的大号雷管置于 70 硝化甘油/30 硝化乙二醇混合物中做实验所产生的效应。液体盛在木盒中, 盒的内壁涂以蜂蜡树脂混合物以防止木料中的小气孔和液体炸药相接触。透过长方盒一端的树脂玻璃窗口用高速照像机记录现象。在盒子另一端的一个类似的窗口处备有背景照明。雷管的底部距盒子的左下角 2.5 厘米(在两端的中间)。从涂蜡的木质壁面处产生的反射稀疏波在靠近壁面处首先形成暗穴。由于反射稀疏波的相互干涉, 在角部开始的、附加的强烈空化在一狭窄的平面上出现。可以看到, 发光的爆轰现象是在雷管与盒子角部之间的空化区域里开始的, 估计这是因为雷管爆炸而逐渐膨胀的气球对许多小的空化气泡绝热压缩和破裂引起的。于

是便发生了燃烧转变为爆轰的过程。

范·多拉等人做了一系列的实验，进一步弄清了一个弱冲击波是如何起爆无气泡硝化甘油的，以及所产生的低速爆轰是如何在管壁材料中的先行冲击波帮助下传播开的。

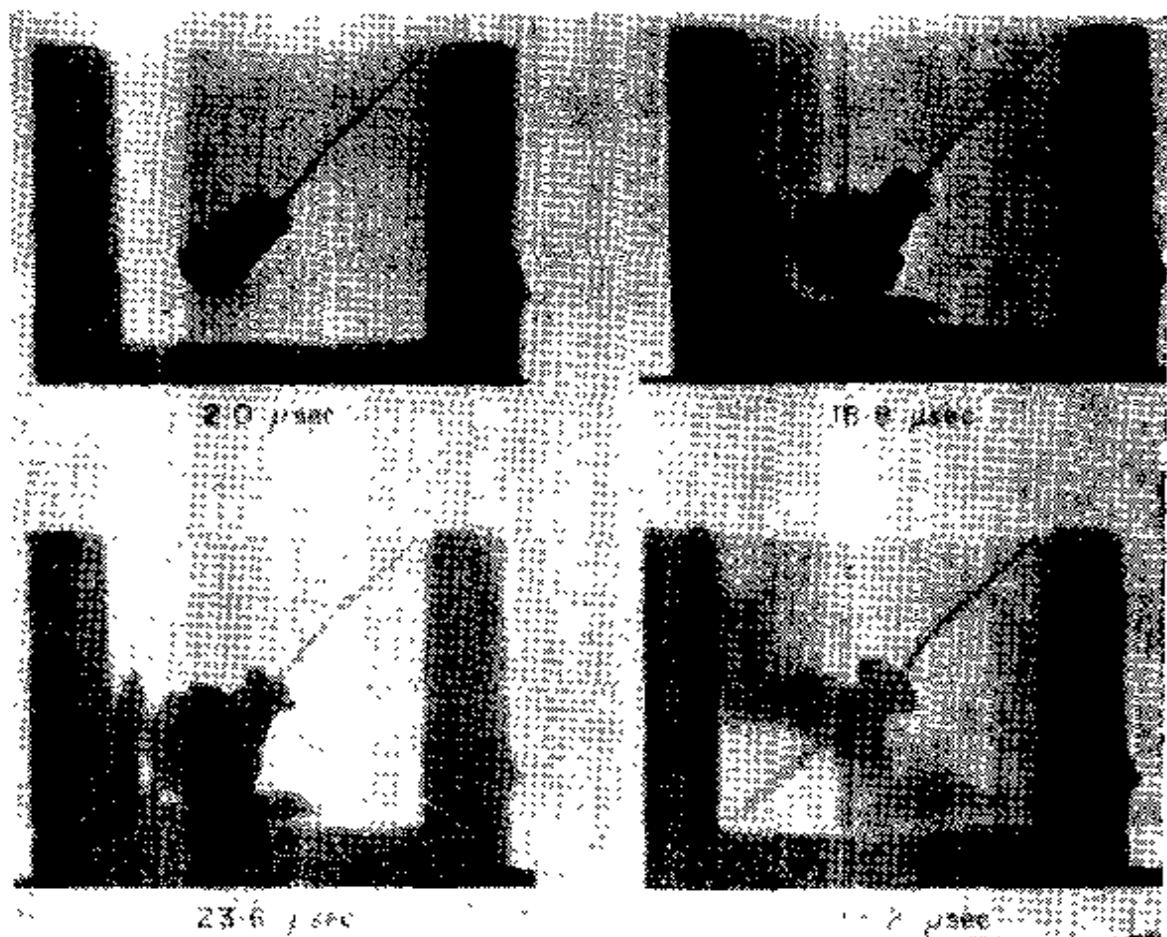


图3.5.1 由于空化效应引起的无气泡硝化甘油的起爆

在留管周围不发生起爆，而仅在容器角部出现空化时才发生起爆。

图 3.5.2 表示了由弱冲击波传入盛在有机玻璃管里的液体炸药硝化甘油/硝化乙二醇之中时引起的低速爆轰情况，该弱冲击波是从小的特屈儿主发药柱通过有机玻璃棒传入炸药中的。在冲击波到达后 15 微秒时，由于径向冲击波抵管壁自由表面之后管子和液体膨胀的结果而出现了空化气泡。又过了 15~30 微秒，在第一个空化气泡部位看到了由于反应产生的第一道亮光。反应迅速地扩展，致使典型的低速爆轰发光现象在又过了 15 微秒后得以充分地发展。此时正如图 3.5.3 所展示的那样，空化区已进一

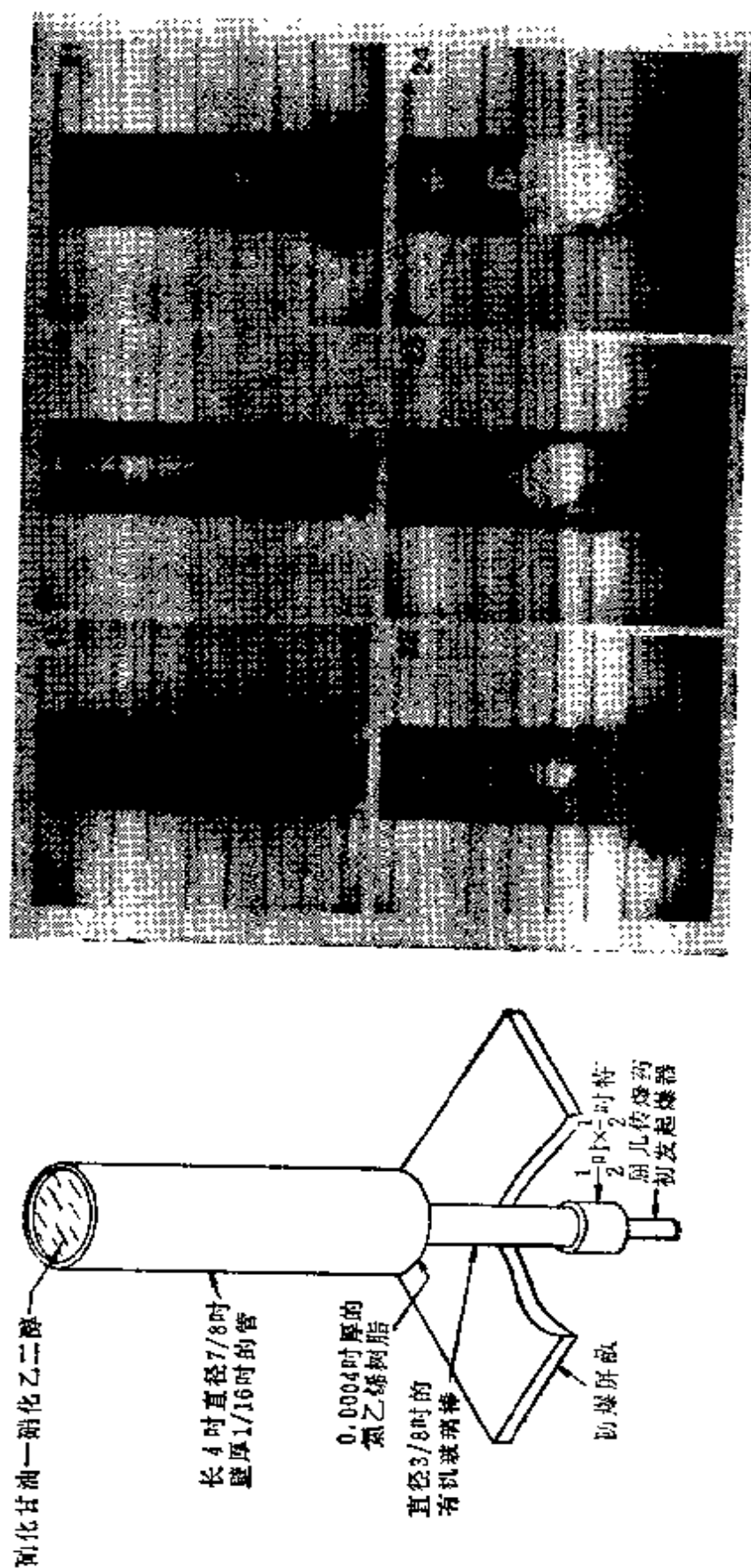


图3.5.2 实验装置和按高速摄影顺序选取的照片
这些照片说明低速爆轰的产生和成长，两幅间隔时间为5.0微秒。

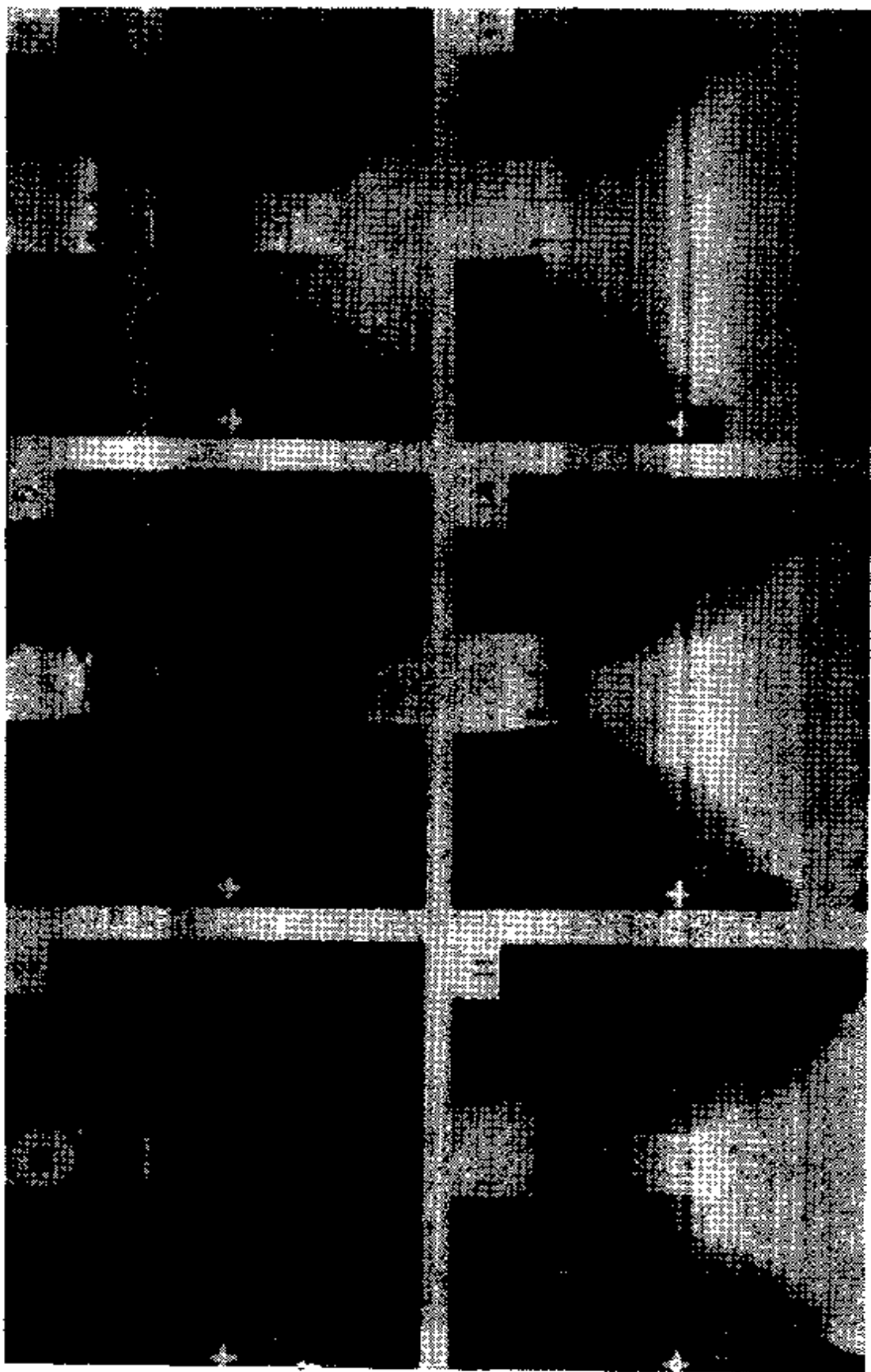


图3.5.3 按顺序说明在变为稳定低速爆轰系统中先于反应区出现的空化场的分幅照片
两幅间隔时间为10微秒。

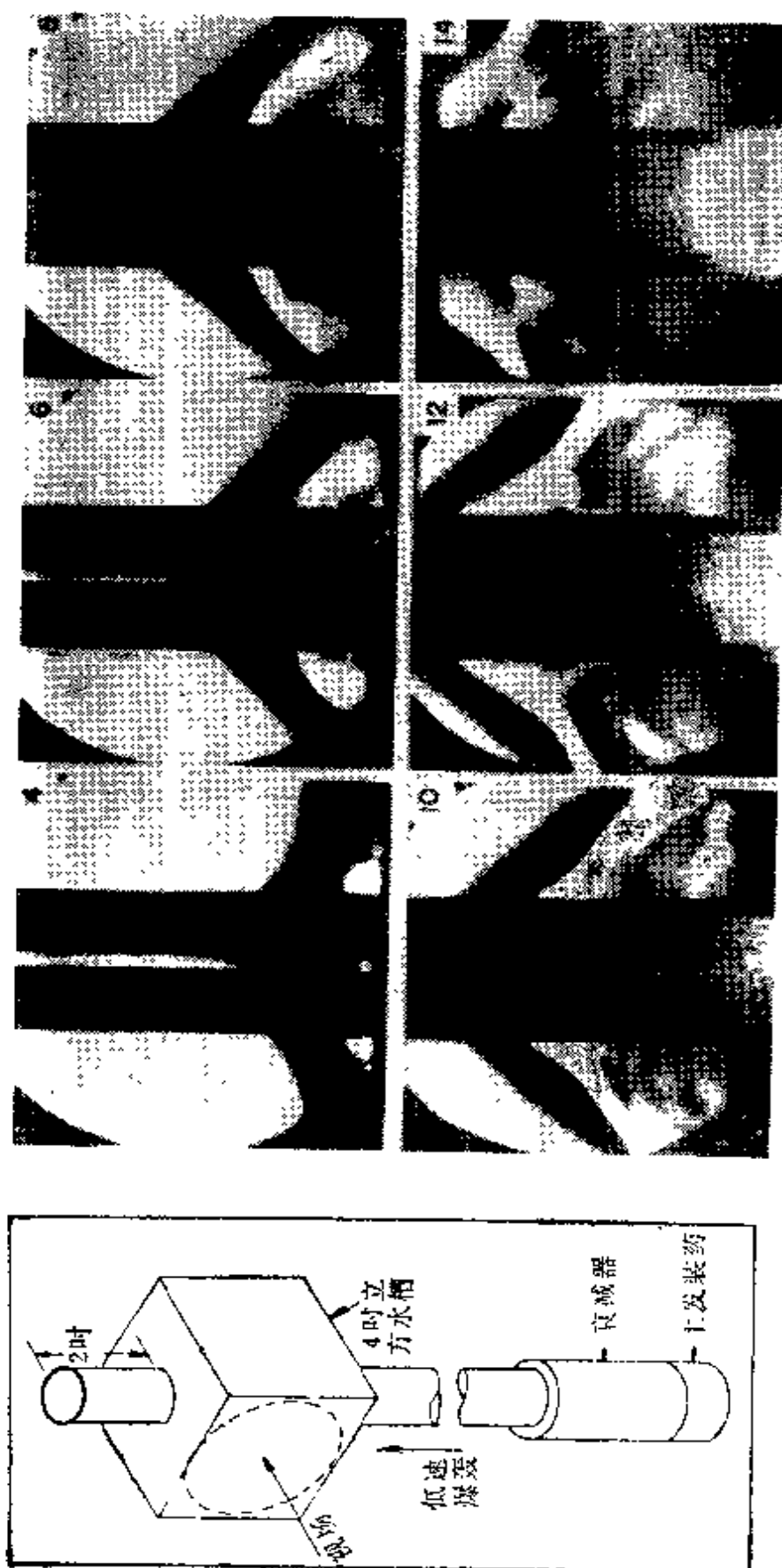


图3.5.4 实验装置及表示与反应区相关的先行管壁冲击波的分幅照片

步移动到管子的上部。可以肯定,在这种情况下正如上面温宁实验所描述的那样,起爆是由于空化气泡破坏引起的。但是,在这种情况下发生毁坏的机理并不像在温宁的实验中那样明显,一种可能性是正在扩大的从空化气泡传入周围液体中的压缩波其强度足以破坏邻近的已经成长到最大尺寸的气泡。

表 3.5.1 表示在这些实验里管壁材料对低速爆轰稳定性的影响。从此表可以看到管壁材料的音速和壁厚影响爆轰的稳定性。在管壁音速低于液体的音速(1480 米/秒)的铅管中,低速爆轰是不稳定的。

表 3.5.1 范·多拉以 50 硝化甘油/50 硝化乙二醇置于
内径为 1 吋以及用各种壁厚和材料做成的管
中研究得到的低速爆轰稳定性的结果

厚 度 (毫米)	管壁材料	音 速① (千米/秒)	爆 轰	
			稳 定 性	速 度 (千米/秒)
1.59	铅	1.21	不稳定低速爆轰	—
3.18	铅		不稳定低速爆轰	—
6.35	铅		不稳定低速爆轰	—
1.59	有机玻璃	1.84	不稳定低速爆轰	—
3.18	有机玻璃		稳定低速爆轰	2.14
6.35	有机玻璃		稳定低速爆轰	1.87
1.59	钢	5.20	稳定低速爆轰	1.96
3.18	钢		稳定低速爆轰	1.88
6.35	钢		稳定低速爆轰	2.11
1.59	铝	5.00	不稳定低速爆轰	—
6.35	铝		稳定低速爆轰	2.04

● 所列的音速是细杆的速度。

很明显,管壁对低速爆轰在液体中的传播起着重要的作用。图 3.5.4 所描述的实验进一步地证明了这点。实验中盛有硝化甘

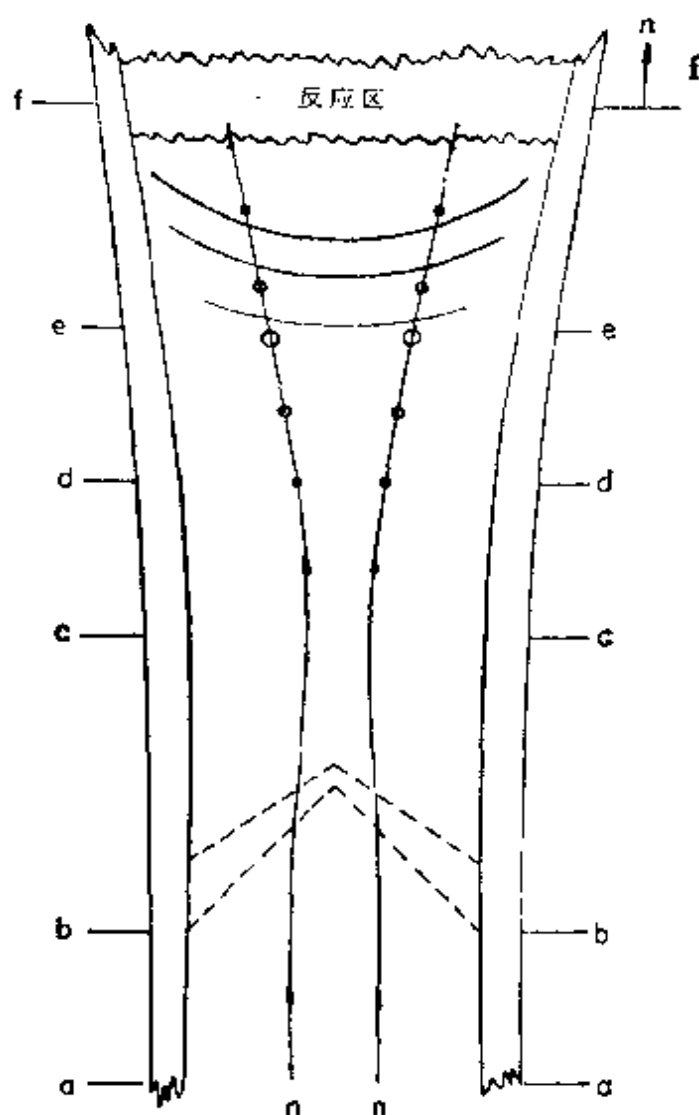


图3.5.5 稳定的低速爆轰的机理图解

a—未受扰动的液体与壁；b—管壁冲击波阵面；c—由于管壁冲击波作用而被压缩的液体；d—在状态(c)后由于液体和管的过度膨胀产生空化；e—液体中的冲击波到达空化区；f—反应区。

油并且低速爆轰可以在其中稳定传播的管子的一部分置于充满水的玻璃槽中。分幅照相的图片表明，正如光在水中的衍射作用所证明的，管中的冲击波比反应阵面超前一段可观的距离。从图3.5.3中管底端的运动看出这个弹性冲击波是相当强的，并且被反应区中增长的压力推向前进。显然，管壁的侧向运动形成一个向炸药中传播的径向冲击波。由于在中心的反射和炸药径向膨胀的结果便形成了空化气泡，这些气泡依次被从反应区直接传向炸药的轴

向冲击波所毁坏，同时产生新的反应中心。图 3.5.5 是用定性的方法描述此过程的图解。

从测量技术的观点看，低速爆轰比高速爆轰困难得多。在低速爆轰前先发生压力的扰动和容器壁的运动，而且压力的增值也不是很陡和轮廓分明的，反应区的峰压数值约在 5~10 千巴左右，没有高速爆轰反应区的高度电离和导电性，因此在高速爆轰中所应用的检测反应到达的电离接通方法以及其它方法就不适用了。

沃森等人发展了一系列适合于此类测试的新技术，其中之一是测量爆速的同轴电阻探针。它由一个用绝缘的棉线松松地缠绕

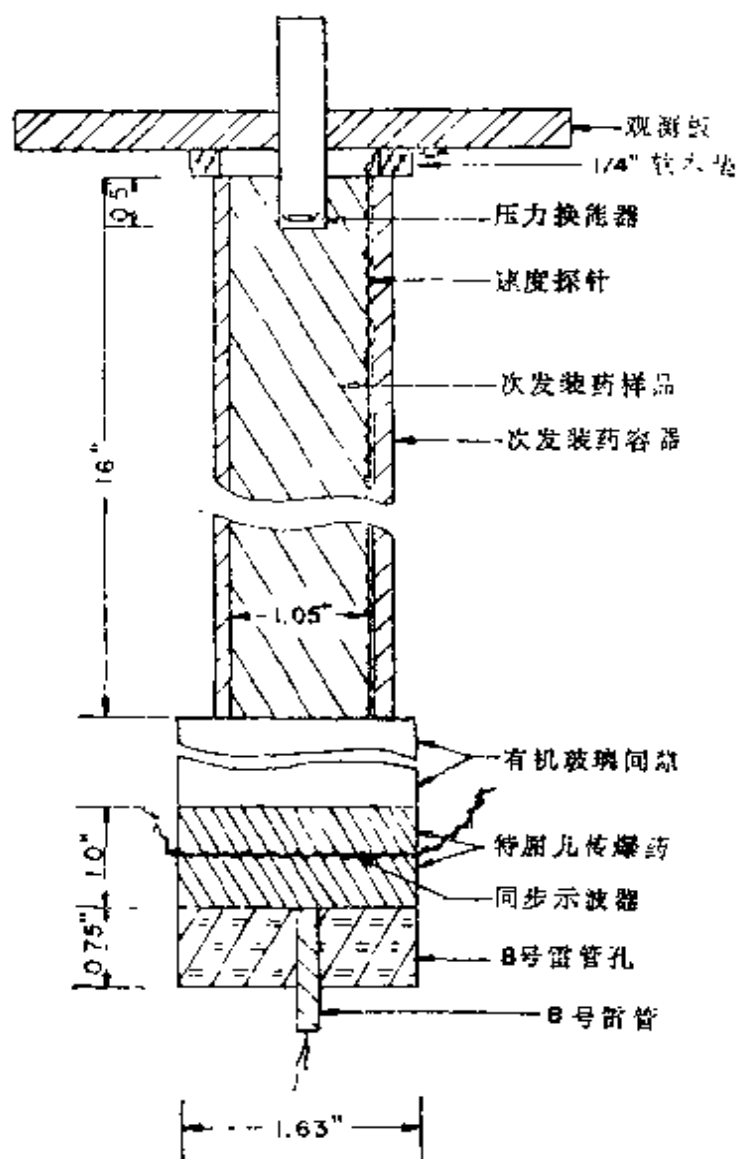


图3.5.6a 沃森等人使用的测量爆速和爆压的探针、装药结构

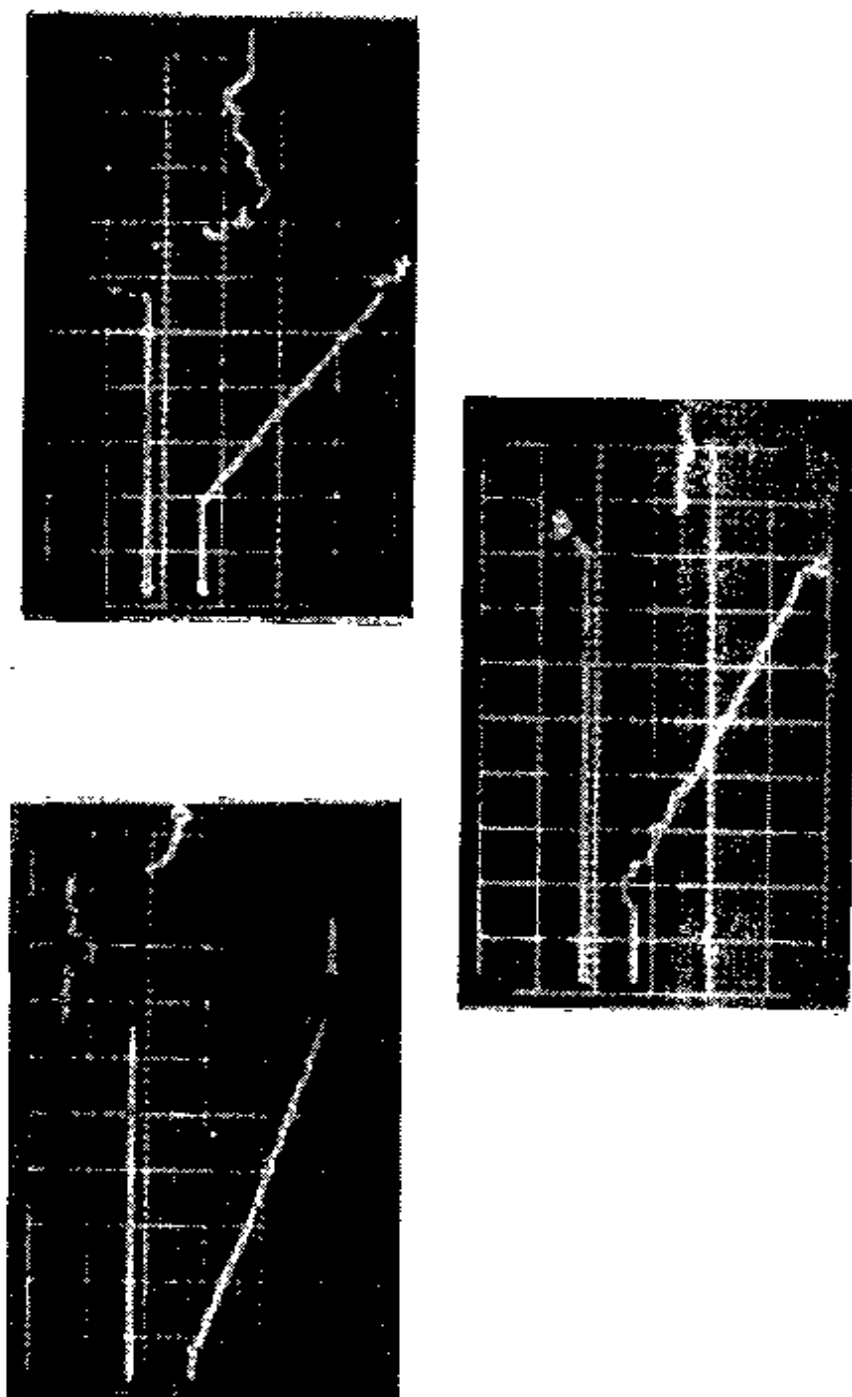


图3.5.6b 沃森等人使用的测量爆速和爆压的探针。说明探针感应的典型示波图
顶部扫描：压力；底部扫描：速度—1980米/秒，90 NG-EGKN/10TA。

并装在薄铝管中的直电阻丝构成。反应区的低冲击波压力足以压合铝管并使它和电阻丝接通，这样就使得铝管和电阻丝上下之间的电阻逐渐下降，从而将传播过程连续地记录下来。为了测量低冲击波的压力和指示反应区的到达，采用了一个简单的压力转换器。它由一个插在聚乙烯棒孔里的 0.5 瓦的小碳膜电阻制成。电阻的变化是冲击波压力的函数。其变化范围可规定在 1~10 千巴之间。图 3.5.6a 及 3.5.6b 表示一种冲击起爆试验的实验装置和示波图。

第四章 热 作 用

§ 4.1 燃烧热和燃烧速度

许多猛炸药具有不补充空气而能在大气压下进行燃烧的能力。放在管子里的液体和塑态炸药，以及为防止沿表面点火而进行包覆的固体装药，可以进行等速燃烧。燃烧速度（ v ）近似地和压力成正比。在大气压下，燃烧是不完全的，所释放的燃烧热（ Q_f ）仅仅是炸药能量的一小部分。而随着压力的增加 Q_f 接近于 Q_o 。

图 4.1.1 a 和 4.1.1 b 给出的是珀森的研究结果。它表明了爆胶的 v 与 Q_f/Q_o 和压力的函数关系。爆胶是由重量相等的硝化甘油与硝化乙二醇以及 5% 硝化棉组成的，实验时放在内径为 5、

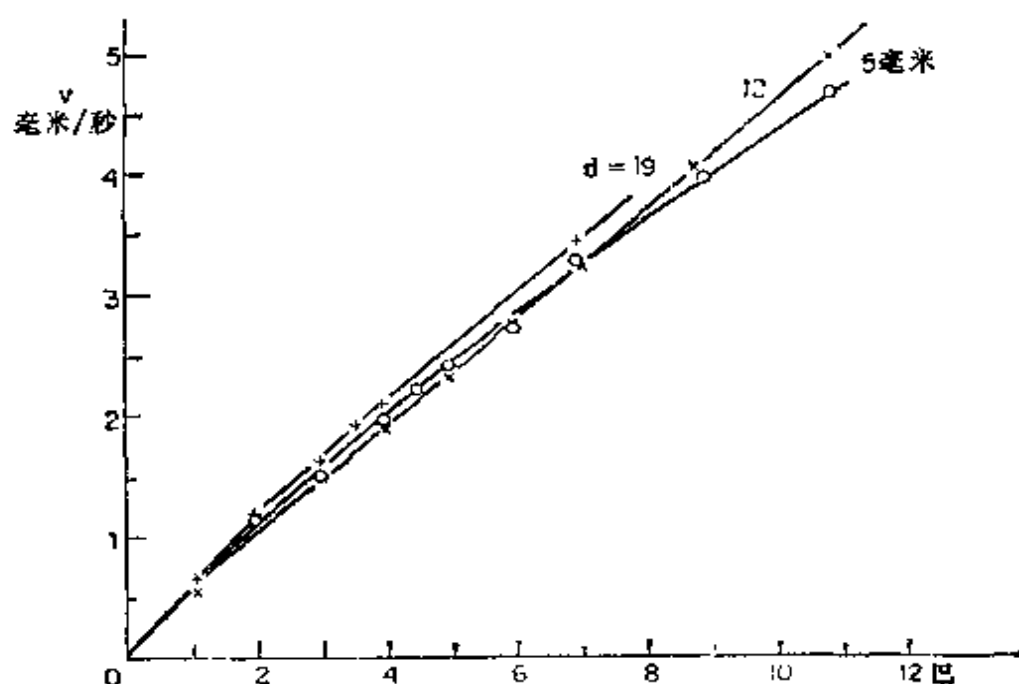


图 4.1.1a 爆胶，燃速和压力的函数关系

12 和 19 毫米的玻璃管中。在最大的直径时, Q_1/Q_0 从 3 巴时的 35% 很快增长到 6.5 巴时的 96%, 对于较小的管径此过程是相类似的。但是随着直径的减小增加得比较缓慢, 而且在比较高的压力下才开始。燃烧速度和压力的函数关系对所有三种管径近乎一样, 且不受 Q_1/Q_0 提高的影响。这表明一种后续燃烧不影响炸药表面上的化学反应或放出的热量。在大气压下不完全的燃烧可以通过气体分析来证实。据安德列也夫测定燃烧气体中含有 $\text{NO} 45 \sim 48\%$, $\text{CO} 36 \sim 39\%$, H_2 占百分之几 (表 4.1.1)。

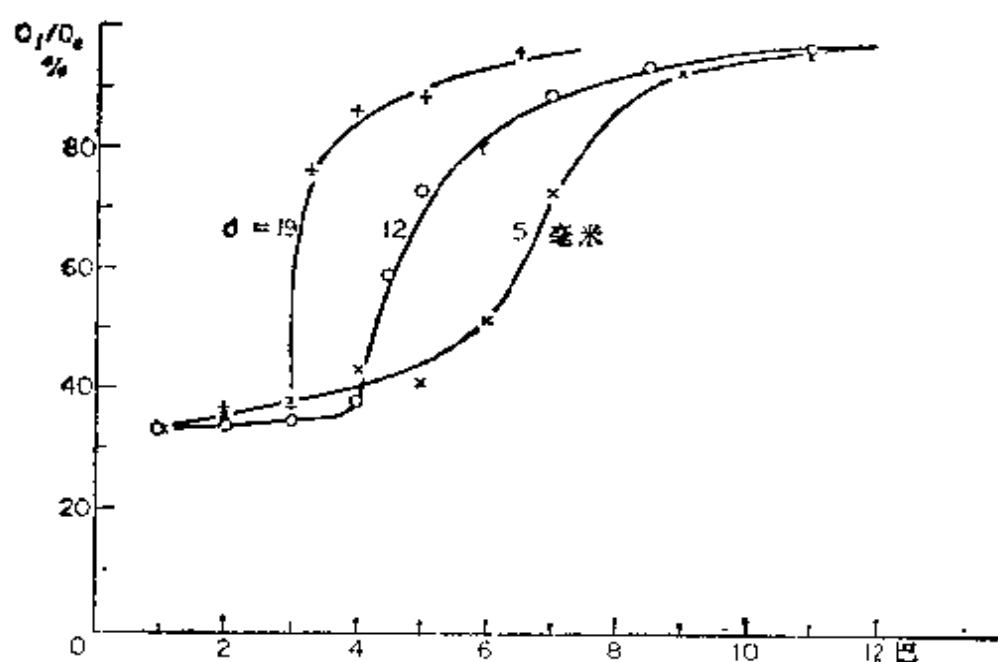


图4.1.1b 爆胶，燃烧热与爆热比值与压力的关系

表4.1.1 炸药在大气压下燃烧后反应产物的组分
(重量百分数)

炸 药	NO	CO	CO ₂	H ₂	N ₂	CH ₄	O ₂
硝化乙二醇	45.2	39.6	8.4	4.1	2.4	0.4	—
硝化甘油 + 5% 硝化棉	45.1	36.8	14.0	1.5	1.8	0.2	0.3
硝化甘油(硅藻土)	48.2	35.9	12.7	1.6	1.3	0.3	0.3

图 4.1.2 a 与 b 给出的是安德列也夫提供的固体和液体炸药燃速和压力的关系。图解表明液体的和胶质的炸药可以在低于大气压下燃烧。黑索金和特屈儿的下限大约是 1 巴，而泰安大约是 20 巴。

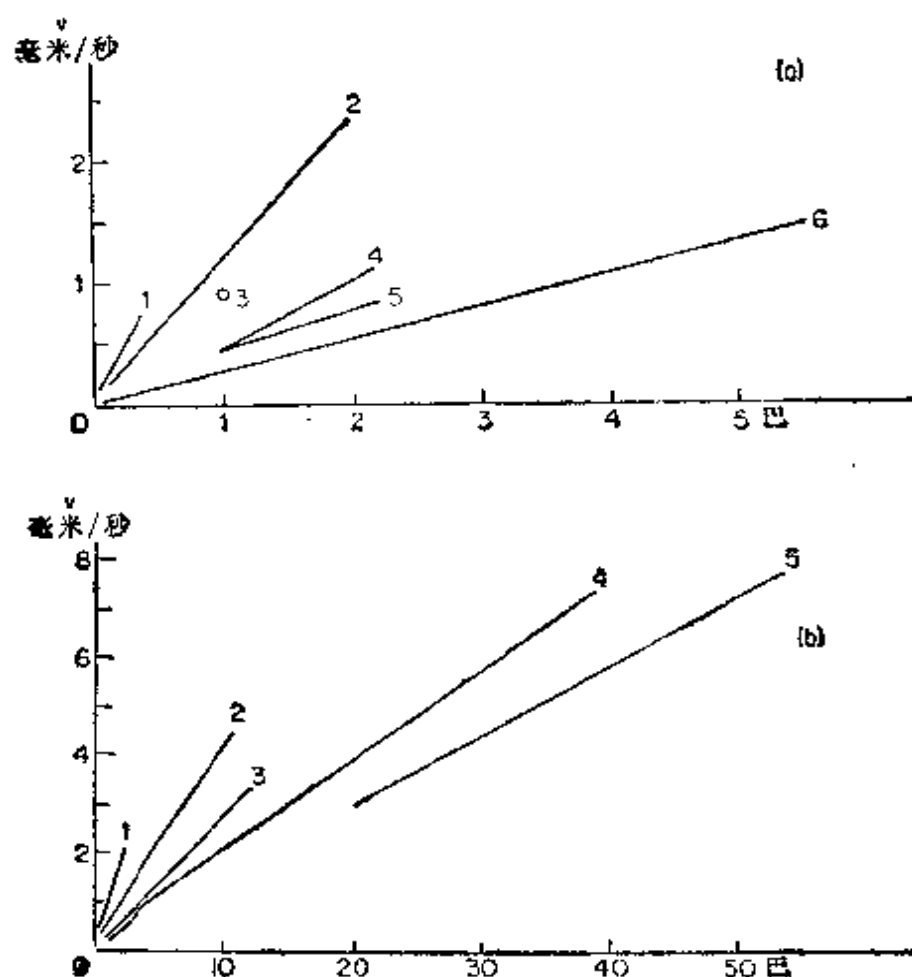


图 4.1.2 燃速和压力的函数关系

(a) 1—硝化甘油；2—硝基甲烷；3—特屈儿 0.9 克/厘米³；4—黑索金 0.9 克/厘米³；5—铸装特屈儿 1.5 克/厘米³；6—硝化乙二醇。
 (b) 1—97 硝化甘油/3 硝化棉；2—47.5 硝化甘油/47.5 硝化乙二醇/5 硝化棉；3—硝化乙二醇；4—97 硝化乙二醇/3 硝化棉；5—泰安 1.25 克/厘米³。除曲线 (b) 2 是根据珀森外，其余是引自安德列也夫的数据。

如图 4.1.3 所示，直到燃速迅速地趋于最大值的临界温度以前，燃速的倒数随炸药初温的增加呈线性下降。

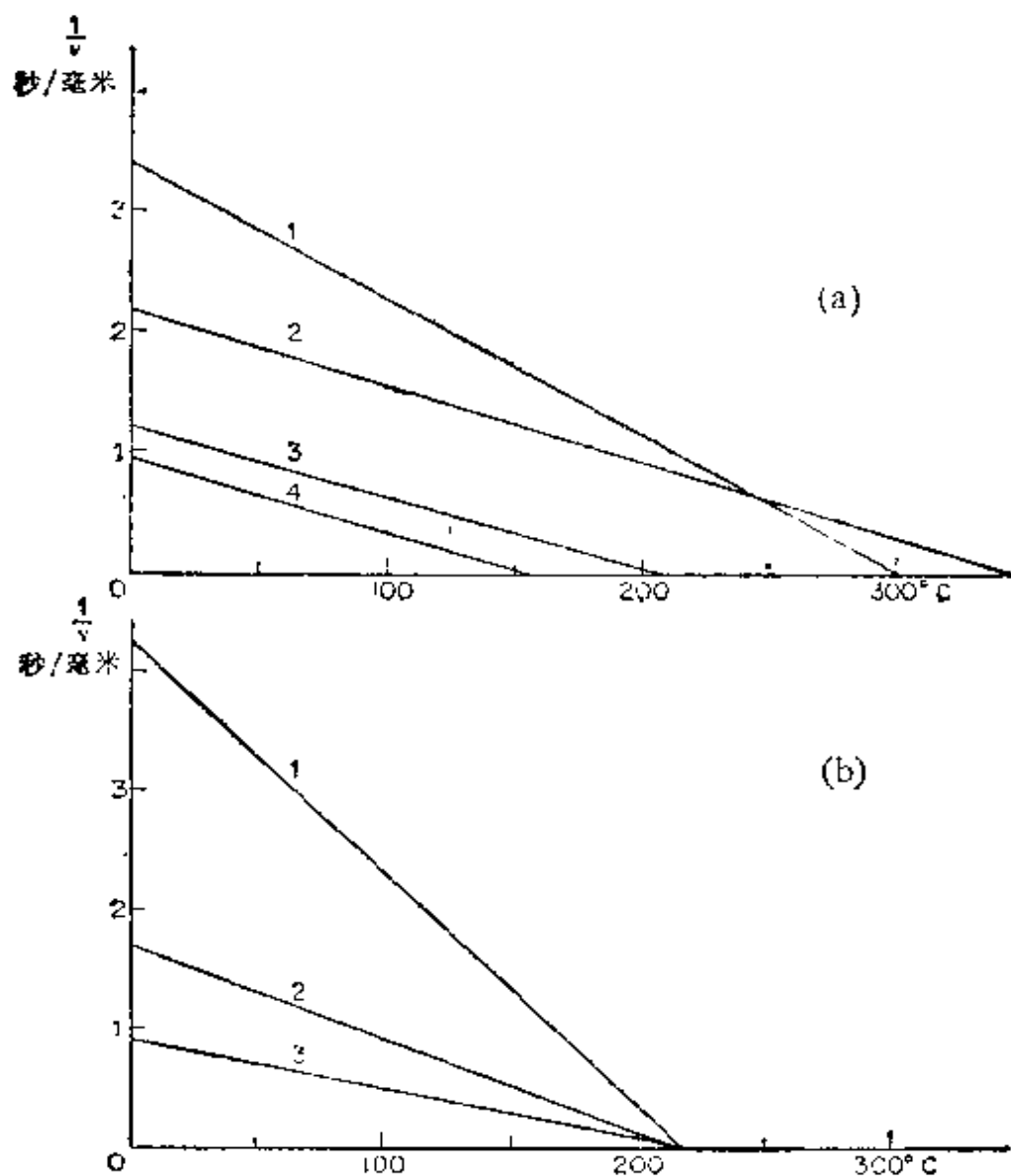


图4.1.3 燃速的倒数和初始温度的函数关系

(a) 1—硝化乙二醇，2—黑索金0.9克/厘米³，3—特屈儿 0.9克/厘米³，4—硝基甲烷。(b) 1—97硝化乙二醇/3硝化棉，2—47.5硝化甘油/47.5硝化乙二醇/5硝化棉，3—97硝化甘油/3 硝化棉。引自安塞列也夫的数据；曲线(b) 2引自珀森和约翰逊。

§ 4.2 蒸气压、沸点与蒸发热

饱和蒸汽压 p_v 与温度 T 的关系如下式

$$\frac{dp_v}{p_v} = -\frac{q}{RT^2}dT \quad (4.2.1)$$

其中, q 是蒸发热(千卡/千克分子), R 是气体常数(千卡/千克分子·K)。把方程 4.2.1 在一个有限的温度范围内进行积分, 其中 q 可以看作是常数, 得到

$$\log p_v = -\frac{q_b}{2.30RT_b}(1 - T_b/T) \quad (4.2.2)$$

其中压力以巴表示, T_b 是在大气压下的沸点, q_b 是在 T_b 时的 q 。方程 4.2.2 是 $\log p$ 与 $1/T$ 图中蒸气压曲线上 $T = T_b$ 处的切线方程式。

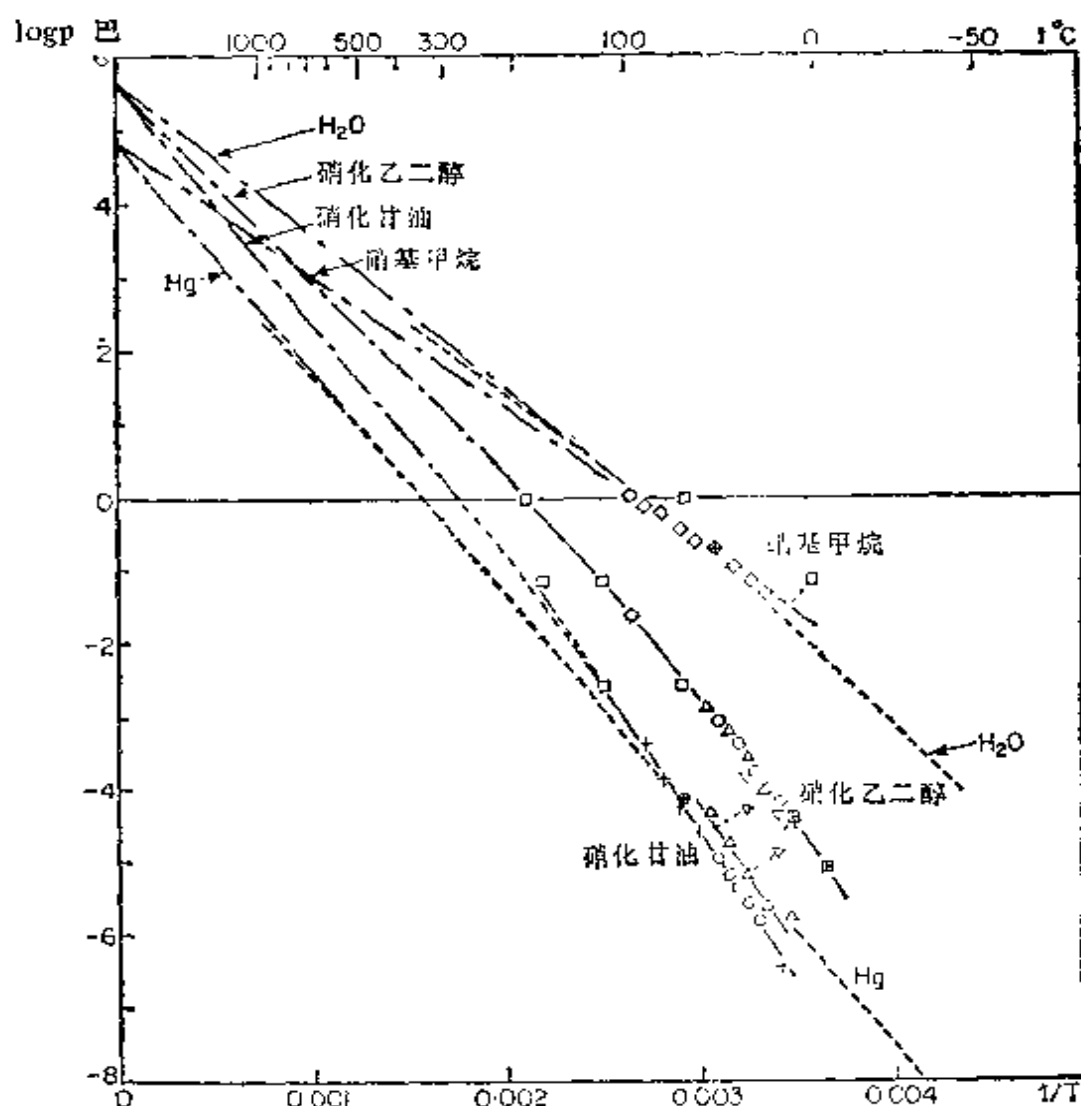


图 4.2.1 液体炸药的蒸气压图解

⊕—马歇尔(Marshall); +—马歇尔和皮斯(Peuce); Δ—克拉特(Crater); ∇—内奥姆和迈耶(Naoum 和 Meyer); ○—布兰德纳(Brandner); □—别良也夫; 田—林肯巴赫(Rinkenbach); ×—奥赫曼(Ohman)和劳伦特(Laurent); ◇—哈尔班恩(Halban); ⊕—威廉斯(Williams)。

斜率 $-q_b/2.3R$ 和蒸发热成比例。按照特劳顿 (Trouton) 法则, $K_{Tr} = q_b/T_b$ 对所有液体是大致相同的。对于许多液体 K_{Tr} 值介于 20~23 之间。水和酒精则例外, 水的 $K_{Tr} = 26.5$, 酒精的 K_{Tr} 值更大一些。这就是说如果 K_{Tr} 是一个常数, 那么不同物质的蒸气压曲线的切线都穿过纵座标轴上的一个公共点。图 4.2.1 系根据许多早期的测量绘出了硝化甘油、硝化乙二醇和硝基甲烷的蒸气压曲线。图中还包括有在比较宽的温度范围内精确确定的水和汞的曲线。按照图解, 汞和硝基甲烷的 K_{Tr} 大约是 23, 水、硝化甘油和硝化乙二醇约为 26.5。图 4.2.2 表示的是 $K_{Tr} = 23$ 的梯恩梯蒸气压曲线。然而由别良也夫等测得的泰安的两个点却是一条斜率相当大的直线。

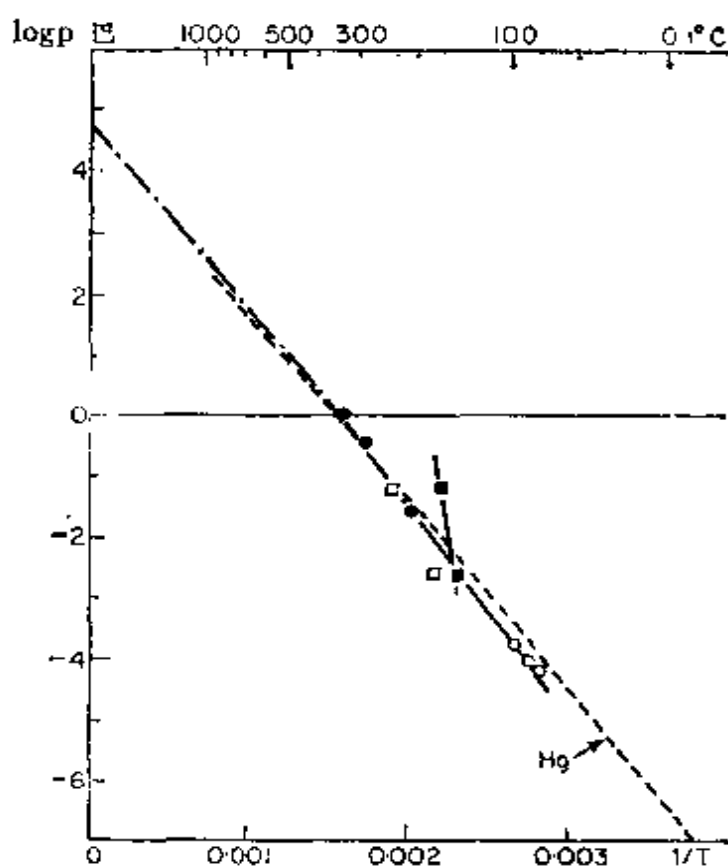


图 4.2.2 固体炸药的蒸气压图

梯恩梯: ○—孟席斯 (Menzies) (1920), □—别良也夫,
 ⊕—雷伯特森 (Robertson),
 泰安: ⊗—别良也夫和约塞夫维奇。

伦伯格最近指出,这是由于使沸点降低了的炸药分子在高温下分解引起的,并使得蒸气压的斜率与蒸发热及活化能之和成比例。结果在炸药上面,分解气体及蒸气的压力为

$$p = p_v + p_d \quad (4.2.3)$$

在这里 p_d 是分解产物的压力。沸腾时每秒产生的蒸汽量为

$$g_v = P/q_b \quad (4.2.4)$$

其中 P 是每秒钟所补充的热量。对于分解速率来讲,假设可以应用阿累尼乌斯公式

$$g_d = mB \exp(-E/RT) \quad (4.2.5)$$

其中 g_d 是单位时间内分解的量 (千克分子/秒), m 是液体的量 (千克分子), B 为频率因数 (1/秒), E 为活化能 (千卡/克分子)。在低温条件下,当 $g_d Q \ll P$ 时

$$\ln p_d = \frac{q_b}{RT_b} - \frac{q_b + E}{RT} + \ln \left(\frac{M_v}{M_d} q_b B \right) - \ln \frac{P}{m} \quad (4.2.6)$$

(4.2.6) 式是一条斜率为 $-(q_b + E)/R$ 的直线。 P/m 的变化仅使此线位移而不改变它的斜率。在 (4.2.4) 式和 (4.2.6) 式交点处的温度可以从

$$\frac{1}{T_1} = -\frac{R}{E} \ln(M_v q_b m B / M_d P) \quad (4.2.7)$$

得到。图 4.2.3 表明 $\log p_v$, $\log p_d$, 和 $\log p = \log(p_v + p_d)$ 是 $\frac{1000}{T}$ 的函数。除了交点附近以外, $\log p$ 的曲线在交点以下和 $\log p_v$ 重合, 在交点以上和 $\log p_d$ 重合。

为了验证该理论, 伦伯格曾经用测量 $10 \sim 160^\circ\text{C}$ 的蒸气压以及 $95 \sim 193^\circ\text{C}$ 之间沸点的方法确定了硝化乙二醇饱和蒸气压和温度间的函数关系。已测出泰安的沸点在 188 到 205°C 之间。用所提到的第一种方法由于化学分解压力随时间而升高, 而蒸气压力可以把线性增长曲线外推到时间为零时确定之。

图 4.2.4 表示的是在 $\log p$ 、 $\frac{1}{T}$ 图上的结果。硝化乙二醇的测定点落在 $T = T_b$ 时斜率等于 $q_b = 13000$ 千卡/千克分子的曲线

上。假如硝化乙二醇主要是按照方程式 $C_2H_4(NO_3)_2 = 2CH_2O + 2NO_2$ 进行分解，我们得到 $M_v = 152$ ， $M_d = 38$ 公斤/千克分子， $M_v/M_d = 4$ 。根据安德列也夫(1958)的数据 $B = 10^{14.1}$ 秒， $E = 36000$ 千卡/千克分子。 P/m 大约是 90 千卡/千克分子·秒代入(4.2.7)式中，可以得到与实测点很吻合的结果，它们在图 4.2.4 中为标有 4.2.6 式的实线。并且数值为 $1000/T_1 = 2.18$ 。

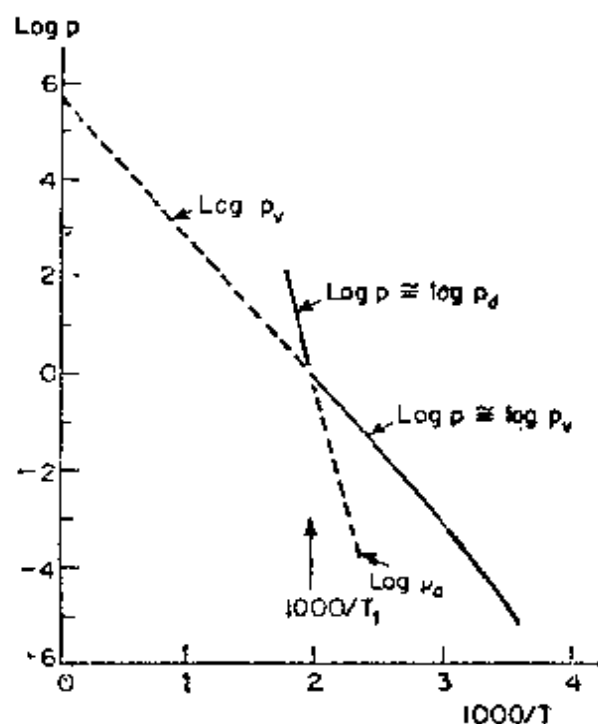


图 4.2.3 从纯蒸气压向升温时由分解速度决定的压力的转变

钱肯等人的数据在大气压力下泰安的蒸发热为 $q_v = 17840$ 千卡/千克分子。基于泰安和硝化乙二醇的特劳顿常数相同这一假定，用该数据作得图 4.2.4 中的虚线。爱德华兹测出了直到固体泰安熔点 $97 \sim 138^\circ C$ 之间的蒸气压。通过这些点的直线斜率，得出升华热为 35000 千卡/千克分子。按照珀森的数据(1959)，熔解热大约是 10000 千卡/千克分子。它在熔点时给出 $q_v = 25000$ 千卡/千克分子。用蒸气压以及在熔点时蒸气压曲线斜率的知识已在图中外推出了破折线。按照雷伯特森 (Robertson) 的数据， $B = 10^{19.8}$ /秒， $E = 47000$ 千卡/千克分子，假定分解产物与硝化乙二醇相同，则得到 $M_v/M_d = 8.3$ 。找到 P/m 的值为 650 千卡/千克分子。代入(4.2.7)

式给出与测量点非常符合的实线并且 $\frac{1000}{T_1} = 2.17$ 。按照别良也夫等测量的点给出了一条与比较小的 P/m 值相对应的近似平行线。

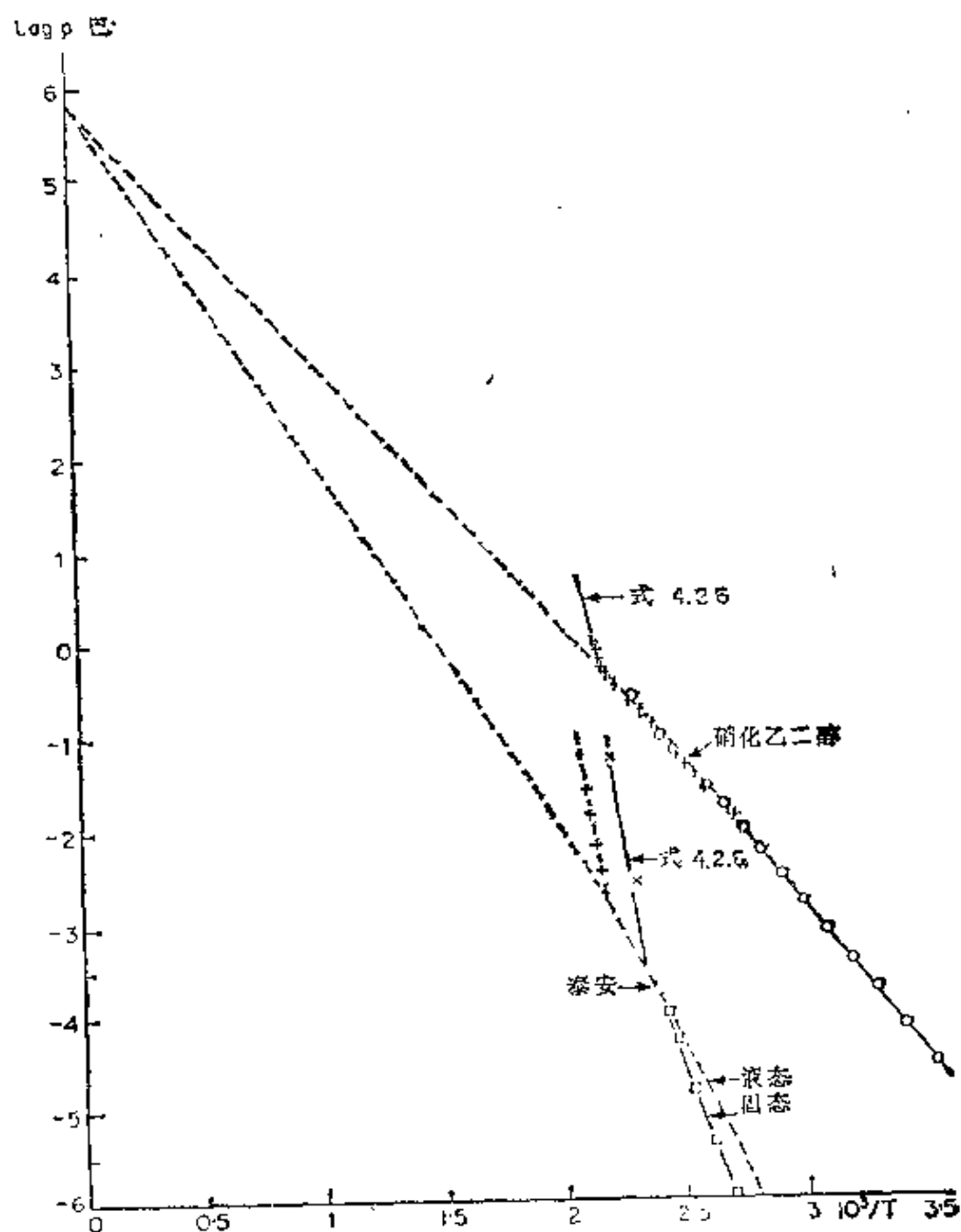


图4.2.4 蒸气 and 分解压力与温度的关系

沸点: +—伦伯格; ×—别良也夫;
蒸汽压: ○—伦伯格; □—爱德华兹(Edwards)。

§ 4.3 灼热线点火

如果把热源,例如用电加热的线,埋在炸药中,而炸药的分解速度是温度的函数,则会发生两种可能:或者由于温度太低分解不显著,从而得到一个稳定的温度分布;或者产生一个不稳定的分布,其中主要效应是分解放热。在设计桥丝式电雷管时要求后一种剧烈反应的情况,而在另外一些情况,如在炸药仓库中,它可能成为毁灭性爆炸的祸根。

如果边界条件足够简单,则支配炸药中热的产生和流动的微分方程可以用解析法近似求解。

弗兰克-卡敏涅茨基(Frank-Kamenetsky)成功地估算了爆炸的临界温度。他在分解服从于阿累尼乌斯定律以及分解速度和化学放热量成比例的假定下,在温度可能稳定分布的条件下计算了最大壁温。但是在小容积内产生爆炸所需要的温度瞬时升高,用这种方法是估算不出来的。这种情况比较复杂,唯一有效的方法看来是用电子计算机进行数值积分。库克用这种方法计算了当炸药表面和恒温浴接触时发火的时间。

后面是由塞尔伯格(Selberg)等人给出的在线周围的炸药介质中温度变化数值计算的结果。此温度是由于供给一定量的能量而骤然升高的(对例举的符号,看脚注)。炸药被认为是按照阿累尼乌斯定律分解的,并且假定线的整个横截面温度相同。从此简化产生的误差很小且误差随着线的半径减小而减少。同样,假定线是无限长则端点的影响可以忽略。对于线周围的温度,方程为

$$c \frac{\partial T}{\partial t} = -Q \frac{\partial n}{\partial t} + \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -n B e^{-E/RT}$$

和边界条件

$$r = \infty \text{ 时, } T = T_0$$

$$r \geq a, \quad t = 0 \text{ 时 } T = T_0, \quad n = 1$$

$$t = 0, \quad r < a \text{ 时, } T = T_1$$

符号:

t —— 时间, 秒。

r —— 到线轴的距离, 厘米。

a —— 线的半径, 厘米。

T —— 温度, K。

T_0 —— 当 $t < 0$ 时在线和装药内的温度, K。

T_1 —— $t = 0$ 时线的温度, K。

B —— 频率常数, 秒⁻¹。

E —— 活化能, 卡/克分子。

R —— 气体常数, 卡/克分子·K。

Q —— 爆热, 卡/克。

n —— 炸药未分解的分数。

ρ_r —— 线的密度, 克/厘米³。

c_r —— 线的比热, 卡/克·度。

ρ —— 炸药的密度, 克/厘米³。

C —— 炸药的比热, 卡/克·度。

λ —— 炸药的热传导系数, 卡/厘米·秒·度。

U —— 产生爆炸所需要的单位长度线的能量, 卡/厘米。

$$\text{对 } t > 0 \quad T_{a0} = T_{r=0}$$

$$\left(-\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=a+0} = \frac{a\rho_r c_r}{2\lambda} \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{r=a}$$

曾经对由分解特性与雷汞相同的炸药所包覆的直径为0.015, 0.030, 0.060 和 0.12 毫米的铂金丝进行了计算。计算时所用的数据如下: $T_0 = 293\text{K}$, $\rho_r = 21.4$ 克/厘米³, $c_r = 0.033$ 卡/克·℃, $\rho = 2.5$ 克/厘米³, $c = 0.1$ 卡/克·℃, $\lambda = 8 \times 10^{-5}$ 卡/厘米·秒·℃, $B = 10^{11.05}$ 秒⁻¹, $E = 25400$ 卡/克分子, $Q = 400$ 卡/克, B 和 E 的数值取自沃恩 (Vaughan) 和菲利普斯 (Phillips) 的资料。

无论是装药爆炸还是在发生任何明显的分解以前, 由金属丝供给热量必须从得到的温度曲线确定。

图 4.3.1 表示的是 $a = 15$ 微米 (0.015 毫米)、 $r = 15.6$ 微米和介于 $T_1 = 420$ 到 470°C 之间六种初始温度条件下, 炸药中的温度与时间的关系。 $T_1 = 470^\circ\text{C}$ 时在 0.7~0.8 毫秒之后温度迅速上升。图 4.3.2 a 表示了 $T_1 = 470^\circ\text{C}$ 时炸药介质中温度与时间

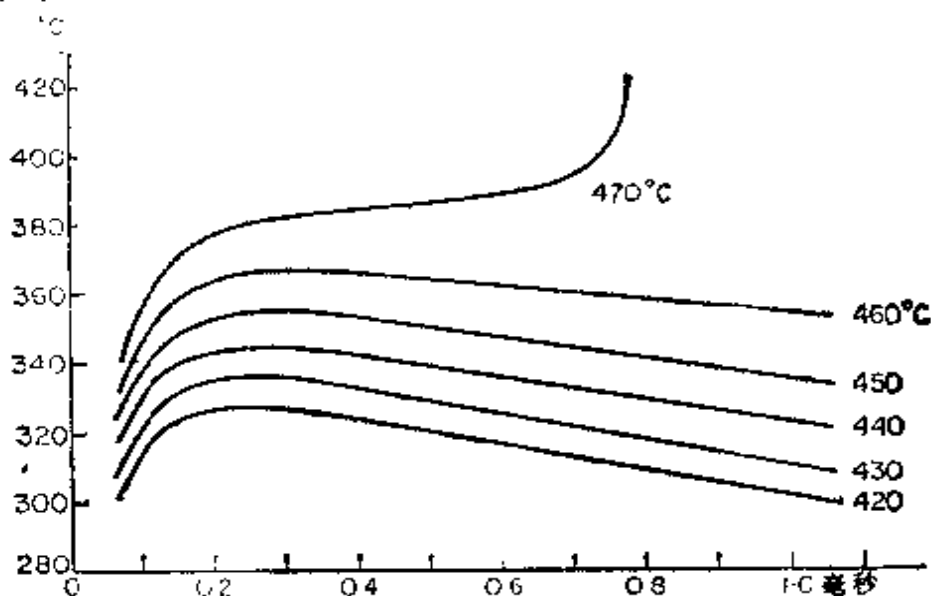


图 4.3.1 离直径为 30 微米的线表面 0.6 微米处温度和时间的关系
数字标示的是线的初始温度。

(a)

(b)

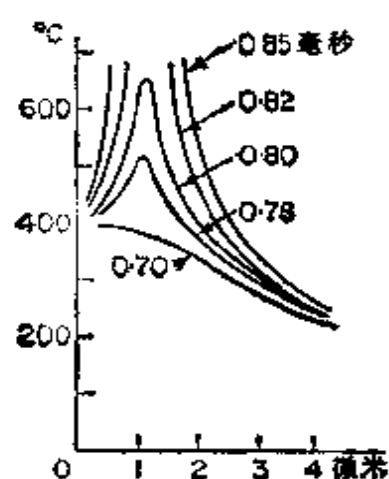
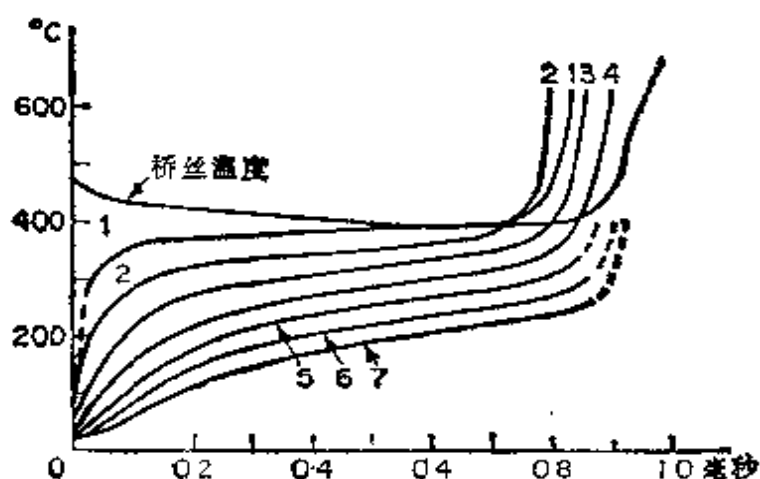


图 4.3.2 直径为 30 微米的线周围炸药的温度,
开始时线的温度骤增到 470°C

(a) 编号表示间隔为 0.6 微米的径向距离;

(b) 表示温度和离线表面距离的关系。

的关系，其中画出了介于 $r = 15.6$ 微米和 $r = 19.2$ 微米之间间隔为 0.6 微米的七条线。爆炸是在 $0.8 \sim 0.9$ 毫秒之后发生的。图 4.3.2 b 根据图 4.3.2 a 再现了温度和到金属丝表面的距离的函数关系。这是以时间作为参数的。图 4.3.3 是在图 4.3.2 a 的条件下表示未分解的炸药量和时间的关系。

有趣的是，靠近金属丝表面的温度，在第一次急升后直到导致爆炸的温升之前的一段很长的时间内实际上是常数。图 4.3.4 提供了一个展现特有的“感应期”温度发展的事例。很明显，这并不是在分解时有任何特定延迟的证据，而是由于按阿伦尼乌斯函数分解，热容以及热传递之间相互补偿引起的。

如果 T_e 表示发生爆炸时金属丝的最低温度 T_1 ，那么 T_e 是金属丝半径 a 的函数。这样就得到了下面的结果。

a (毫米)	T_e (K)	$\theta_e = T_e - 273$
0.06	683	410
0.03	703	430
0.015	743	470
0.0075	823	550

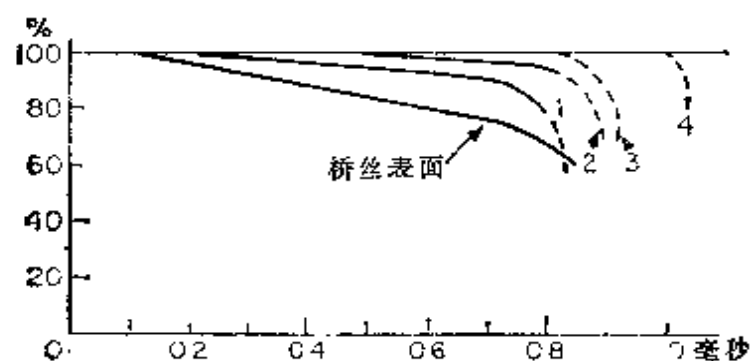


图 4.3.3 在图 4.3.2 a 条件下，炸药未分解的百分数和时间的关系

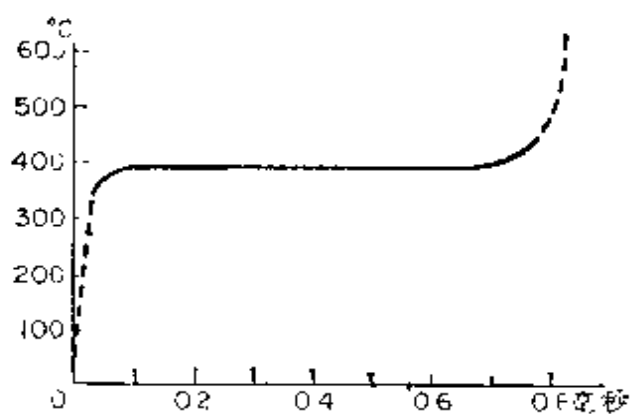


图4.3.4 在离直径为30微米的线表面0.4微米处及
初温为470°C 时温度与时间的关系

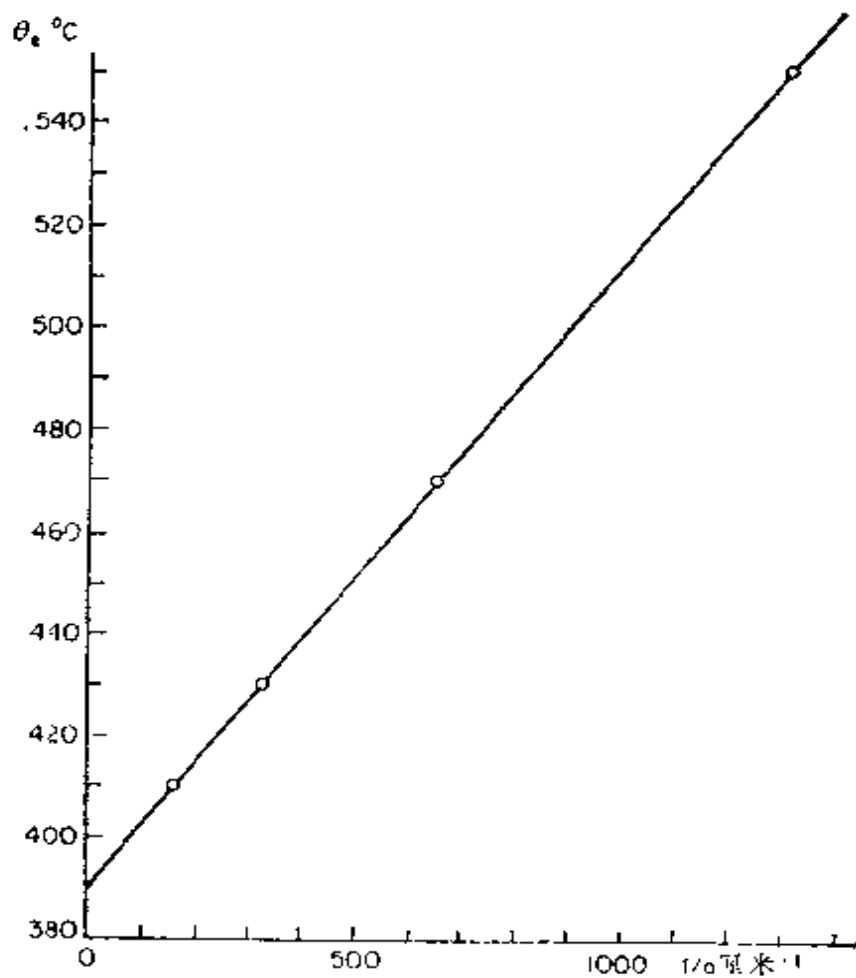


图4.3.5 $\theta_e = T_e - 273$ 和灼热线半径倒数的关系

图 4.3.5 所示是以摄氏温度表示的 $\theta_c = T_c - 273$ 与 $1/a$ 的函数关系。此图表明, 这些点均落在直线 $\theta_c = 390 + \frac{0.12}{a}$ 上。这样, 当补充给单位长度金属丝的能量超过

$$U = 1.11a + 3620a^2 \text{ 焦耳/厘米} \quad (4.3.1)$$

时便发生爆炸。图 4.3.6 中的实线是按 (4.3.1) 式再现了 U 和 a^2 的函数关系。

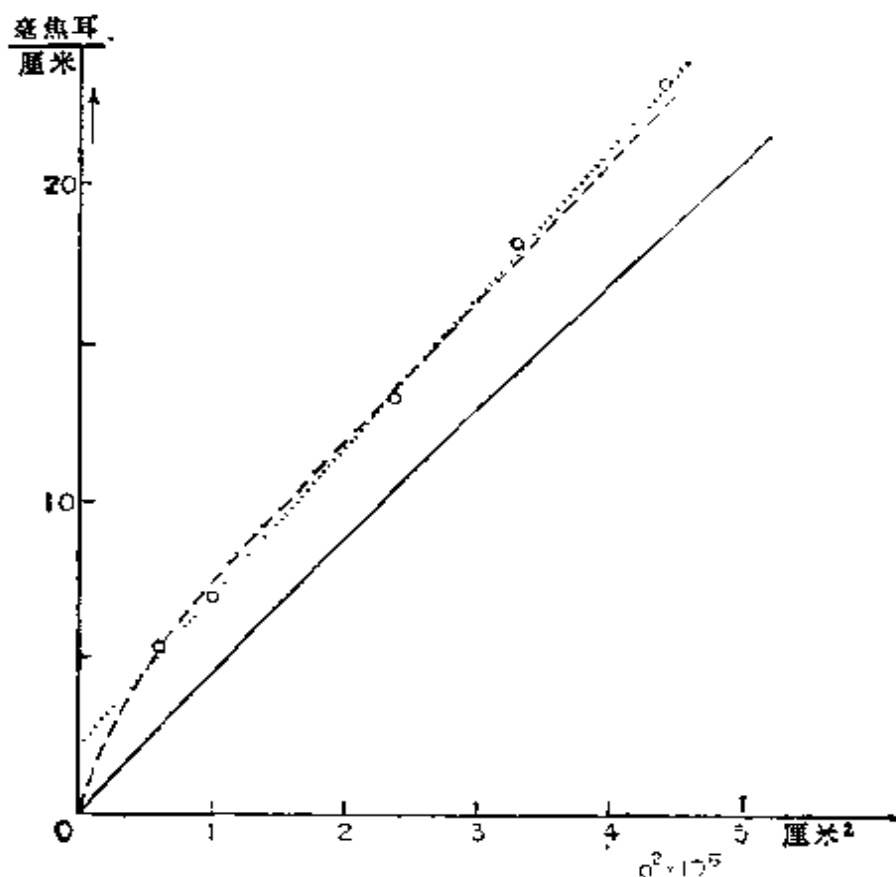


图 4.3.6 单位长度(厘米)最小能量和 a^2 的函数关系
实线表示(4.3.1)式; 圆圈是琼斯(Jones)对二硝基酚测得的点,
点直线表示方程(4.3.2); 虚线表示方程(4.3.3)。

琼斯已经对用灼热丝进行点火的条件进行了实验研究。

在各种电流强度下, 测出了 10 厘米长灼热丝的最小能量并外推到一组直径为 1.26~4.22 微米的镍铬丝的瞬时加热上。炸药由 80% 的间苯二酚和 20% 的氯酸钾组成。琼斯测得的点在图 4.3.6 中以圆圈表示, 他假设这些点落在方程为

$$U = 0.0022 + 4630a^2 \text{ 焦耳/厘米} \quad (4.3.2)$$

的直线上，并且提出炸药有一个最小的正特征能量，低于它就不可能起爆的结论。

但是要断定 U 的函数关系是方程 (4.3.1) 还是 (4.3.2) 的形式，测量的精确性是不够的。我们认为 U 更可能随着半径为零而趋于零。琼斯的点更符合方程

$$U = 3.81a + 3190a^2 \text{ 焦耳/厘米} \quad (4.3.3)$$

它和方程 (4.3.1) 的形式是相同的。

§ 4.4 热 起 爆

次发炸药仅仅用热起爆是困难的。如果将炸药放在密闭的容器里，直到容器破裂前压力上升燃速增加，由于膨胀引起的压力突然下降，可以使燃烧熄灭，反应中止。

伦伯格测量了当爆胶在一个外径/内径为 16/10 长为 200 毫米的密闭钢管中点燃时压力增长的情况。盖子的联接比管的其余部分强度差一些，它约在 2000 巴时破裂。图 4.4.1 a 表示该实验的装置。当炸药被点燃后在 10~50 毫秒的初始阶段压力的增长是缓慢的。图 4.4.1 b 表示了具有 2000 巴最大压力的过程后一部分，燃烧未能引起爆轰。在整个实验中管子本身没有破坏而且在管子里有残留的代那迈特。

为了避免密闭的容器破裂时燃烧熄灭，凯南 (Koenen) 和艾德用开孔的容器来确定炸药的热感度。容器 (3) 由一个具有外径/内径为 25 毫米/24 毫米、长为 75 毫米的钢管构成。盖 (1) 是一个中心孔在 1~20 毫米之间变化厚为 6 毫米的耐热铬锰合金钢的圆片 (见图 4.4.2)。炸药放在容器里，样品高为 60 毫米，其平均重量为 30 克。用四盏强的本生灯从三面和底部进行加热。在容器中有石英砂，管的底部每秒钟升温 15°C 。在室温时管子的耐压强度是 200 巴而在 700°C 时是 40 巴。

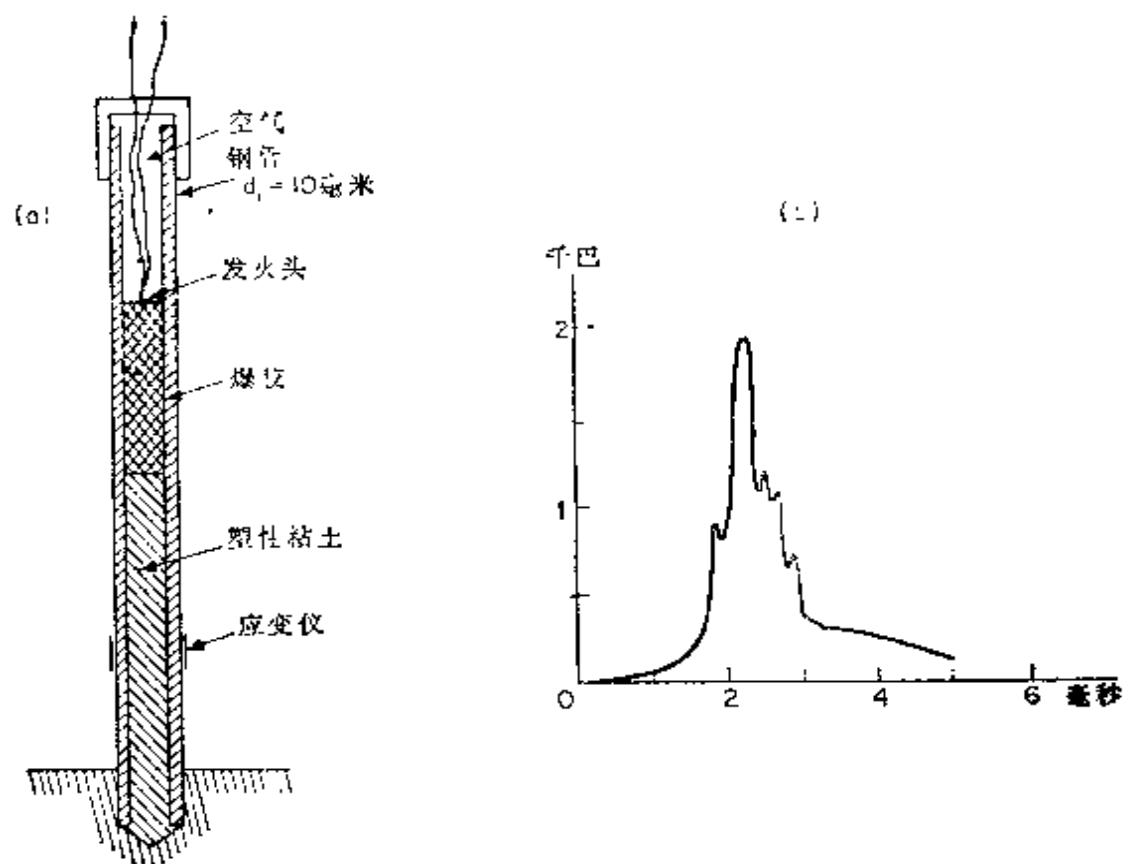


图1.4.1 在密闭钢管中爆药的燃烧

(a)装置；(b)压力-时间记录。

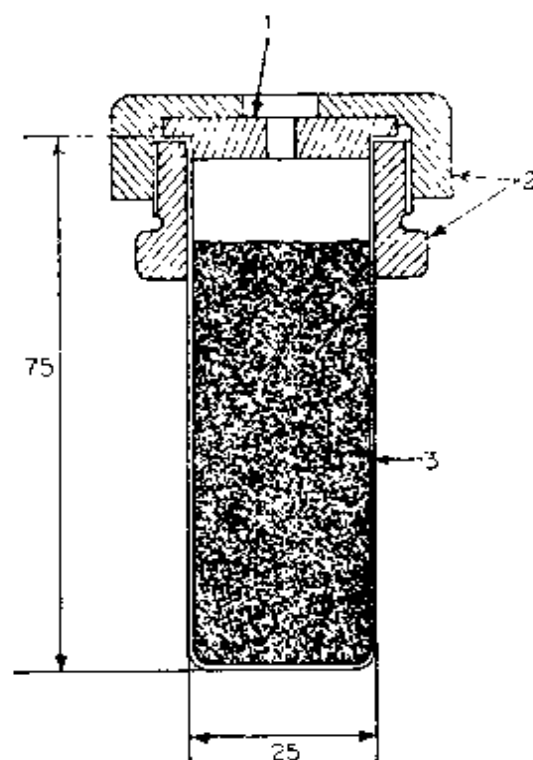


图4.4.2 热感度试验

试验表明,除了某些炸药在最小孔径都不能爆炸外,对每种炸药都有一个临界直径(d_m),在临界直径时炸药的分解如此迅速以致炸坏外壳,而直径稍大于此值时就不能爆炸。大多数常用的猛炸药由于爆炸猛烈以致将管壳炸成碎片。泰安和黑索金还把螺旋盖炸碎。在临界孔径时还测定了加热时间,其中把从加热到逸出的气体开始燃烧并出现亮点火焰的这段时间当作(t_1),而由此直到发生爆炸的燃烧时间当作(t_2)。表4.4.1列出了一些常用炸药的着火温度、 d_m 、 t_1 和 t_2 。另外凯南和艾德用 $\sqrt{t_1/d_m} + t_2/d_m$ 作为衡量介质点火难易程度的量也被列在表中。按照此表,上述时间函数对于含N13.4%的硝化棉、叠氮化物、黑火药是很小的,其次是泰安、黑索金和过氯酸铵,再其次是特屈儿。比较大的是苦味酸和梯恩梯,而最后是二硝基甲苯和硝酸铵。这个顺序与处理这些炸药时发生着火危险的经验是相一致的。用缓慢加热所测定的着火温度也有相同的顺序。但是黑火药是一个例外它有很高的着火温度而仍然很危险,很小的火星就可以使其着火。在这里,凯南和艾德的时间函数比着火温度能更好地表示其危险性。

表4.4.1 着火温度、临界喷嘴直径、点火时间和燃烧时间

炸 药	着火温度 (℃)	d_m (毫米)	t_1 (秒)	t_2 (秒)	$\sqrt{t_1/d_m} + t_2/d_m$
含N13.4%硝化棉	180	20	3	0	0.4
叠氮化物(Ca, Ba, Sr)	178~200	16~24	8~12	0	0.6~0.8
黑火药	300	20	12	0	0.8
泰安	200	6	7	0	1.1
黑索金	222	8	8	5	1.6
过氯酸铵	>360	8	21	0	1.6
特屈儿	190	6	12	4	2.1
苦味酸	300	4	37	16	7.0
梯恩梯	295	5	52	29	9.0
二硝基甲苯	360	1	49	21	28.0
硝酸铵	>360	1	43	29	35.6

珀森的一项研究表明,将一克泰安试样置于内径/外径为10.5毫米/11.5毫米,长为50毫米,管口有10毫米长的喉部的铝管中,管子绕以电热丝进行加热就能够由热而引起爆轰。如管口直径5.8毫米当功率 $P=5.4$ 瓦可以得到有火焰的燃烧。 $P=7.4$ 瓦时喷火焰, $P=9.8$ 瓦时爆炸,而当 $P=12.2$ 和13.2瓦(0.9 瓦/厘米²)时炸碎容器。如果把管子放在灼热的铜铸的孔中可以发生相似的结果。在管口直径为4.5毫米的情况下,当铜铸温度 $t=217^{\circ}\text{C}$ 时可以发生有焰燃烧(二次试验),当 $t=232\sim 242^{\circ}\text{C}$ 发生爆炸(三次试验),当 $t=260\sim 288^{\circ}\text{C}$ 时炸碎容器(二次试验)。

伦伯格曾经做了一个用燃烧在爆胶中引起爆轰的有趣试验。一个直径为6毫米、壁厚为0.2毫米、长为28毫米的铜壳中充满爆胶,同轴地放在一个25毫米的纸包爆胶药卷中(图4.4.3a)。铜壳的尾端挟紧而不封口。在大气压下在一端点火后爆胶的燃速是0.6毫米/秒,经过片刻像平常一样,燃烧并没有任何声效应,但是发生了爆炸。因为导爆索被起爆,说明爆胶当中已经由燃烧转为爆轰。

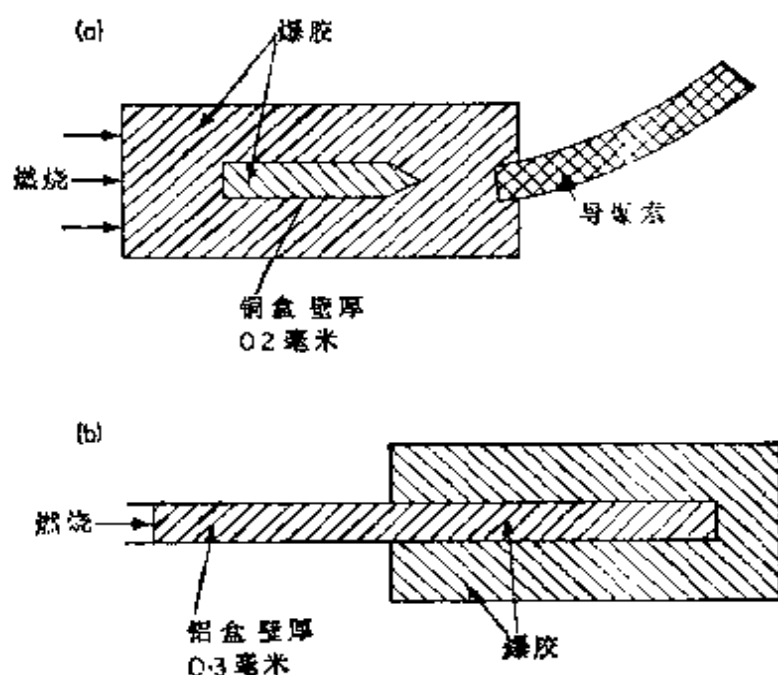


图4.4.3 用燃烧在爆胶中引爆的装置

表 4.4.2 着重给出了各种炸药与壳体的配合和不同药卷组合时的情况。只有两种炸药都是爆胶时才发生爆轰,而其它炸药,包括泰安,只在壳中有轻微的轰隆声。如果壳体是空的或充满了铜屑则不产生爆炸。若壳体装以爆胶,外部装药用特里特(Territ)或 LFB,爆炸就更为猛烈。

在直径为 6.8 毫米、壁厚为 0.3 毫米、长为 90 毫米的铝壳中装以爆胶,如图 4.4.3 b 所示,插入爆胶装药中,在爆胶着火以后它也发生爆轰。

表 4.4.2 装置见图 5.4.3a

a. 铜管中为爆胶

周 围 的 装 药	结 果
特里特	疾风, 导爆索剩下来
LFB	同 上
爆胶	引爆导爆索

b. 外围炸药为爆胶

铜 壳 中	结 果
特里特	无风, 爆胶完全燃烧
尼特里特	同 上
梯恩梯	响声, 爆胶完全燃烧
LFB代那迈特	微风, 爆胶完全燃烧
泰安	微风, 残留些爆胶
爆胶	导爆索引爆

LFB = 含 35% 硝化甘油/硝化乙二醇的胶化硝酸铵代那迈特。

第五章 爆轰时的发光

§ 5.1 引言

当裸露的猛炸药装药爆轰时发射强烈的光。它的起源问题是近年来很感兴趣的问题。主要的光源是爆轰气体，它的温度可达 4500°C 、压力达300千巴。但是在最初阶段周围的大气同样发光。当爆轰气体膨胀时周围的大气聚集在一个压缩层中的气体阵面上，压缩层以冲击波阵面作为它的外边界。这个压缩层的温度非常高（在空气中达10000K，在氩中可达30000K），并且发射强光。这通常被称为发光的冲击波。在反应不完全和低速爆轰的炸药中，压缩层的温度比较低，它发出的可见光很弱或不发光，但是爆炸气体的后续燃烧通常是发光的。

§ 5.2 爆轰气体的发光

把装药放在水里或碳氢化合物气体如丙烷、丁烷中，是消除周围大气发光的一个方便的方法。图5.2.1是复制的直径25毫米的圆柱状泰安药柱在水下爆轰的照片，曝光时间是0.03微秒（以后除了特别指出外泰安和梯恩梯的压装药的密度介于 $1.50\sim 1.55$ 克/厘米³之间）。

右边的图是以爆轰的梯恩梯球作为背景光。发光只限于侧向膨胀开始前爆轰阵面之后很窄的区域。因此如果用敞开的照相机摄影就得到一个爆轰药柱的清楚图像。

图5.2.2是用敞开式照相机摄影得到的在水中的方形梯恩梯药柱的复制照片。图中重叠了一个瞬时爆轰的氩闪光的漫射光背景图（小于1微秒）。如图5.2.1的具有圆形截面的装药中可

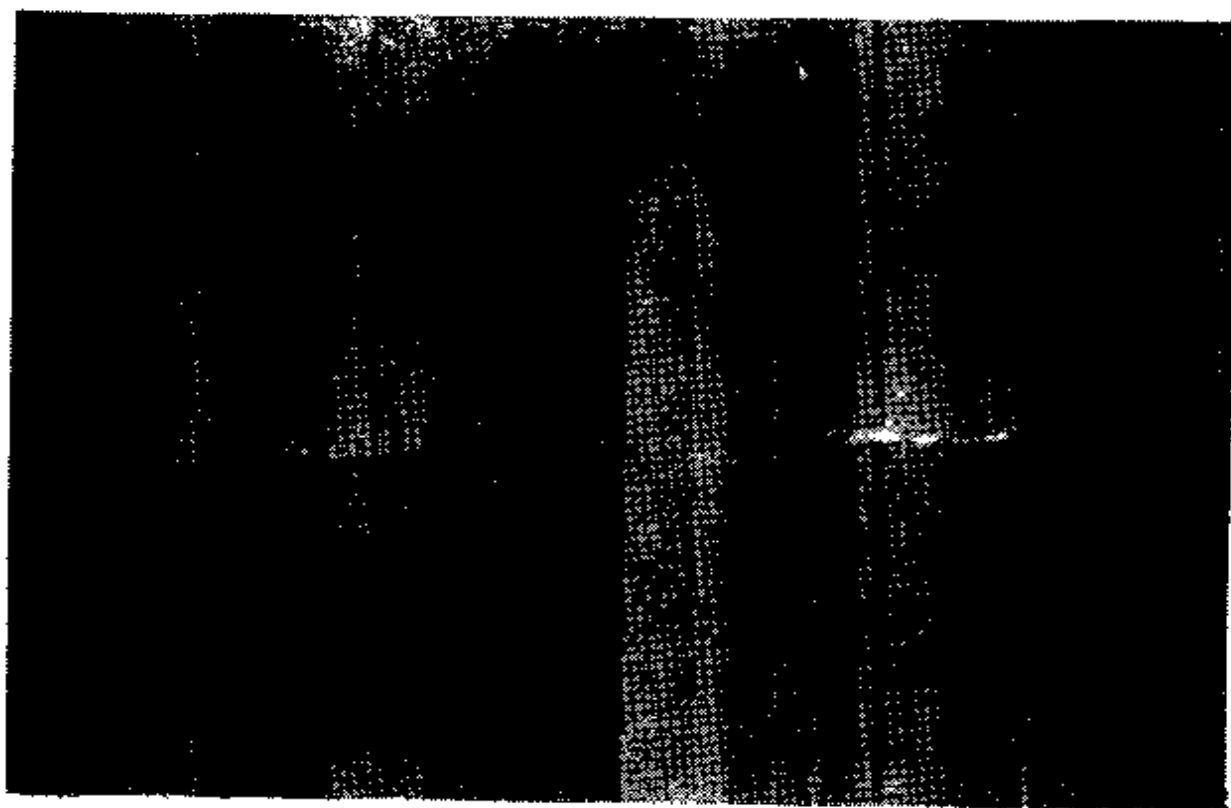


图5.2.1 20毫米圆柱形泰安药柱在水中爆轰的瞬时照片(0.03微秒)
右, 背景光来自梯恩梯球爆轰。

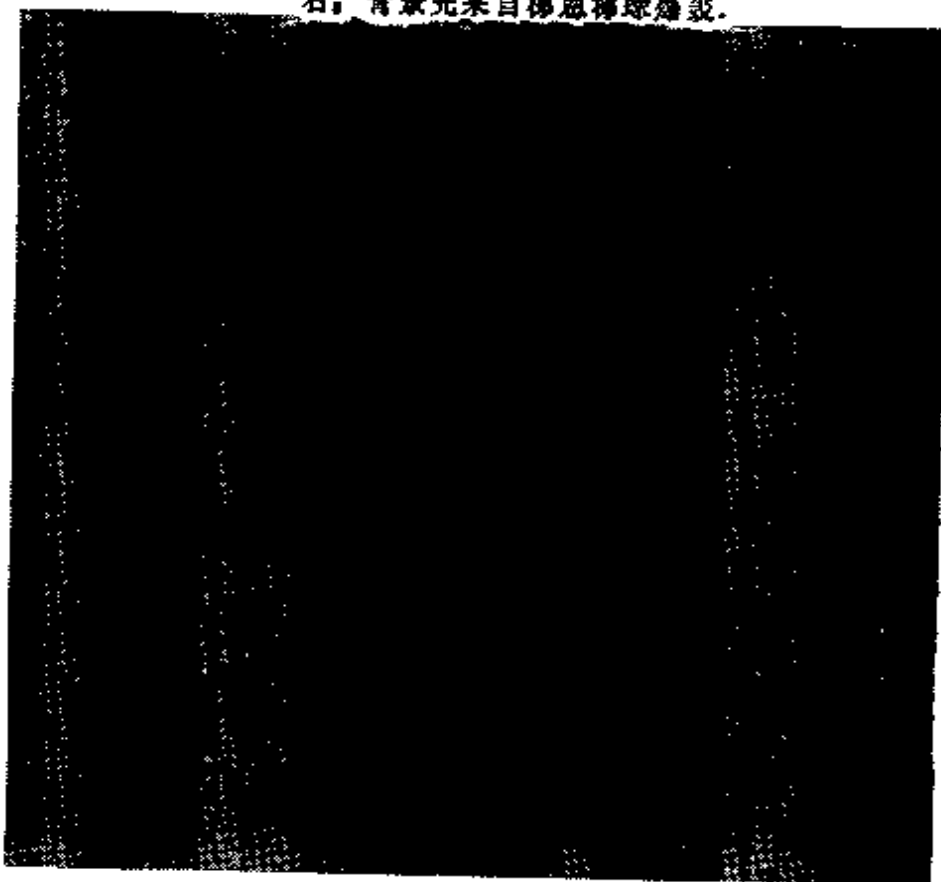


图5.2.2 在水中爆轰的方形梯恩梯(15×15毫米)的照片
背景光为爆轰的氩气(1微秒)。

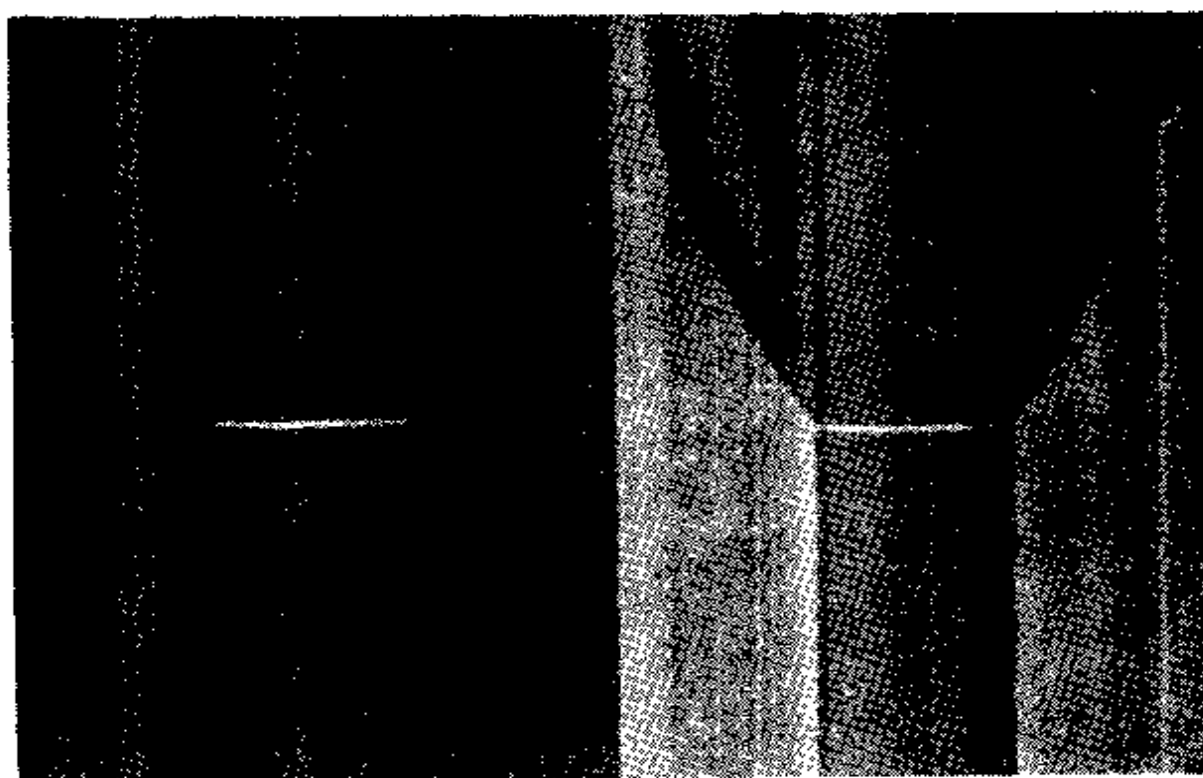


图5.2.3 25毫米圆柱形爆胶药柱(见图5.2.1)的瞬时照相

以产生折射效应使透明的水冲击波阵面同样遮蔽背景光。这和图5.2.2方形药柱的情况不同，在药柱两边膨胀的爆轰气体形成的黑表面表明梯恩梯的爆轰气体是不透明的。气体的冷却可能产生吸收光线的表面层，它遮蔽了从气体内部来的光，因此可见光仅仅发自爆轰阵面后很窄的区域。不含固体质点的爆胶的爆轰气体在爆轰阵面后很远的地方还发光（见图5.2.3）。如果用爆胶包覆缺氧的炸药，则包覆层参与爆轰，并且阻止里边药柱表面的

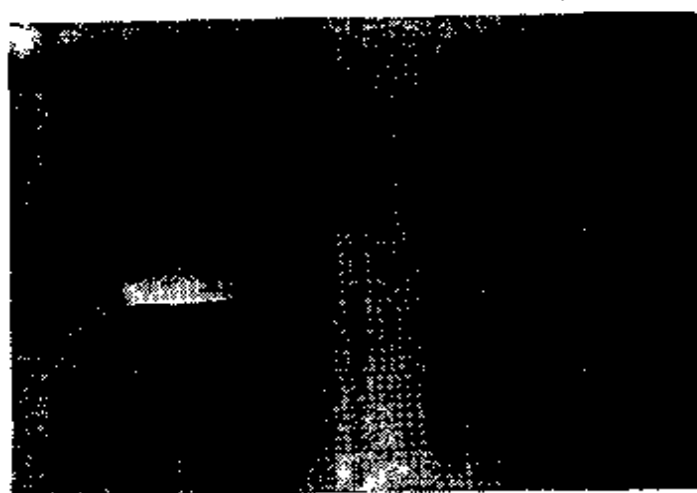


图5.2.4 具有1厘米爆胶包覆的圆柱药柱在水中爆轰时的瞬时照相
左：20毫米的泰安药柱；右：宽20毫米的粗结晶梯恩梯平板。

冷却，图 5.2.4 表示这种装药具有 1 毫米的包覆层爆轰时的瞬时照相。

在用敞开式照相机得到的压装药爆轰时发光的照片上，可以看到爆轰波的结构，图 5.2.2 是这种结构的例子。在图 5.2.4 中右边的瞬时照相表示粗结晶的 TNT 装药，其晶格和被压缩物质表面的结晶排列有一些共同的特征但不是它的复制品。光的发射大概是受表面附近被压缩物质中所混入的空气的影响。注装的梯恩梯没有这种结构（图 5.2.5）。

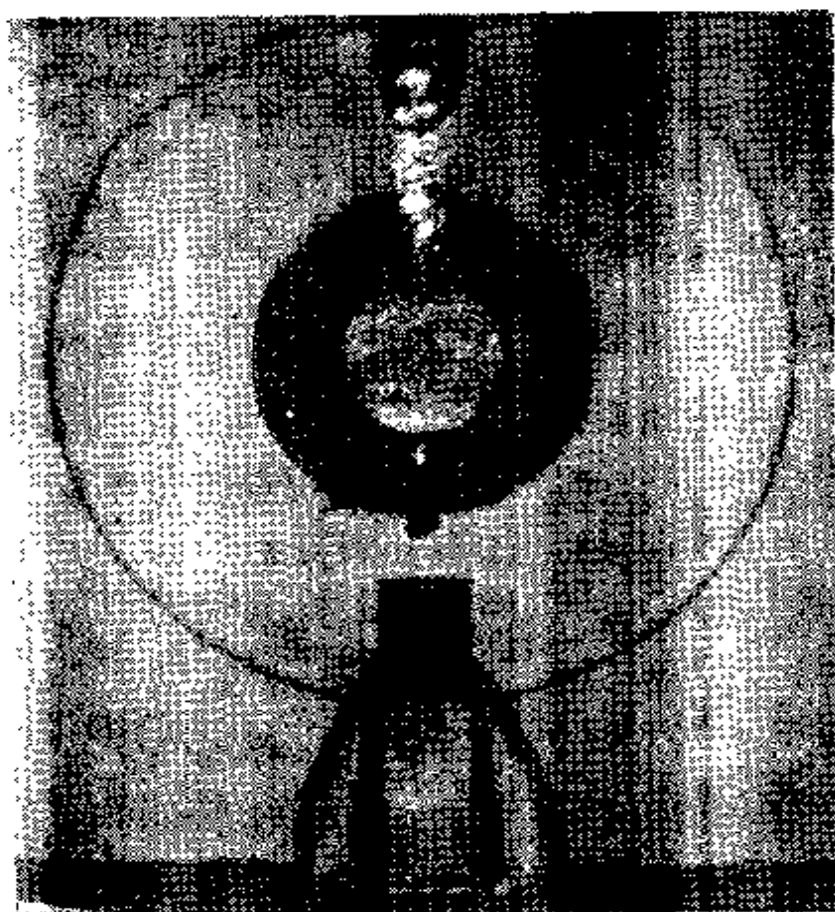


图5.2.5 用敞开式照相机与背景闪光得到的照片
在水中注装的梯恩梯药柱爆轰发的光被图中间的球状梯恩梯($d \approx 50$ 毫米)
的冲击波所遮蔽。

当梯恩梯装药在水中爆轰时，如果此装药是在另一装药的水中冲击波的压力场中，则在爆轰阵面后很窄的带中发的光被遮住。图 5.2.5 给此效应一个图解说明，这个装置包括一个水箱和一个

从中心起爆的球形装药，另外有一从下端稍迟起爆的注装梯恩梯圆柱形药柱。在水箱后面爆轰的氩闪光配置在一个纸滤光器的后面，此滤光器可以使闪光散射并均匀地分布在背景表面上。图片清楚地表明在爆轰阵面与水中冲击波相遇线以上停止发光，此处压力大约是 2500 巴。对于含 60 泰安和 40 梯恩梯的注装膨特利特发光仍被减弱，但程度比梯恩梯轻一些，而对泰安则不减弱。

图 5.2.6 表示在附近装药的冲击波影响下，水中爆轰的装药增强发光效应的另一种作用。在这个例子里图中间圆柱形梯恩梯药柱产生的冲击波太弱，不能引爆下边的膨特利特药柱，但是它引起药柱上端气体产物的化学变化（图 5.2.6 a）。如果受这样作用的药柱在下端用雷管起爆，则上端的气体被爆轰的冲击波压缩时发强烈的光（图 5.2.6 b）。

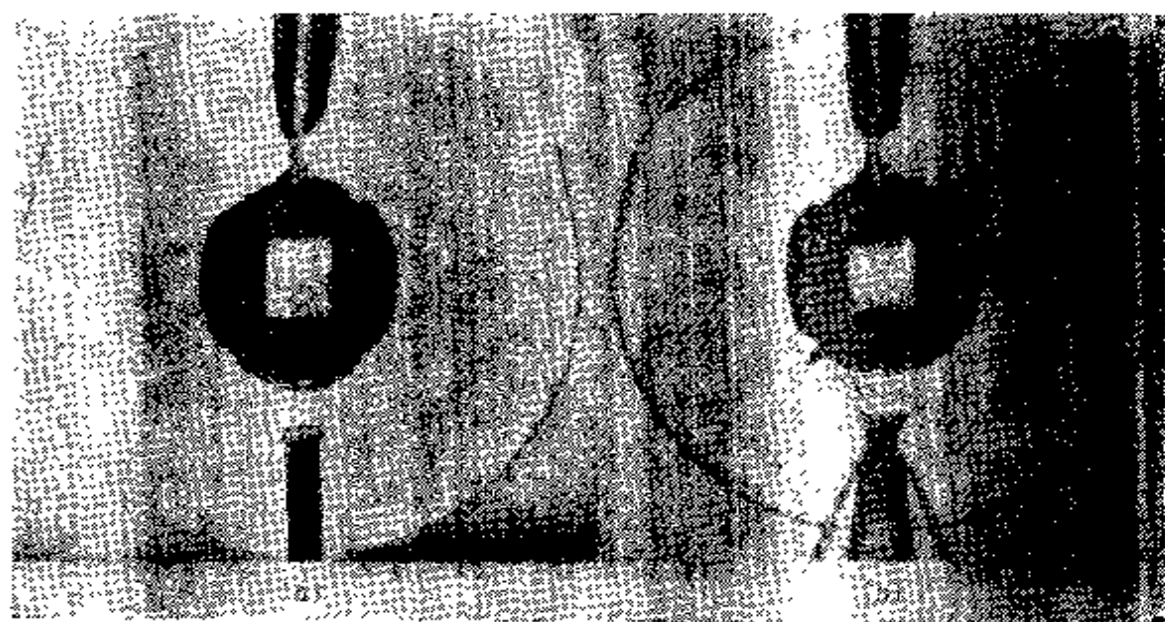


图 5.2.6 (a) 用背景闪光和敞开式照相机得到的照片

从中间梯恩梯药柱产生的冲击波不能引爆下边的膨特利特，但使上端气体产物发生化学反应。

(b) 在 (a) 中加了一个在下端用雷管起爆的膨特利特药柱、当被爆轰冲击波压缩时上端的气体发强烈的光

必须强调指出，装药发射的光和由于背景闪光所重叠的瞬时图片无关。在图 5.2.6 b 中水中冲击波阵面的位置表明，来自梯

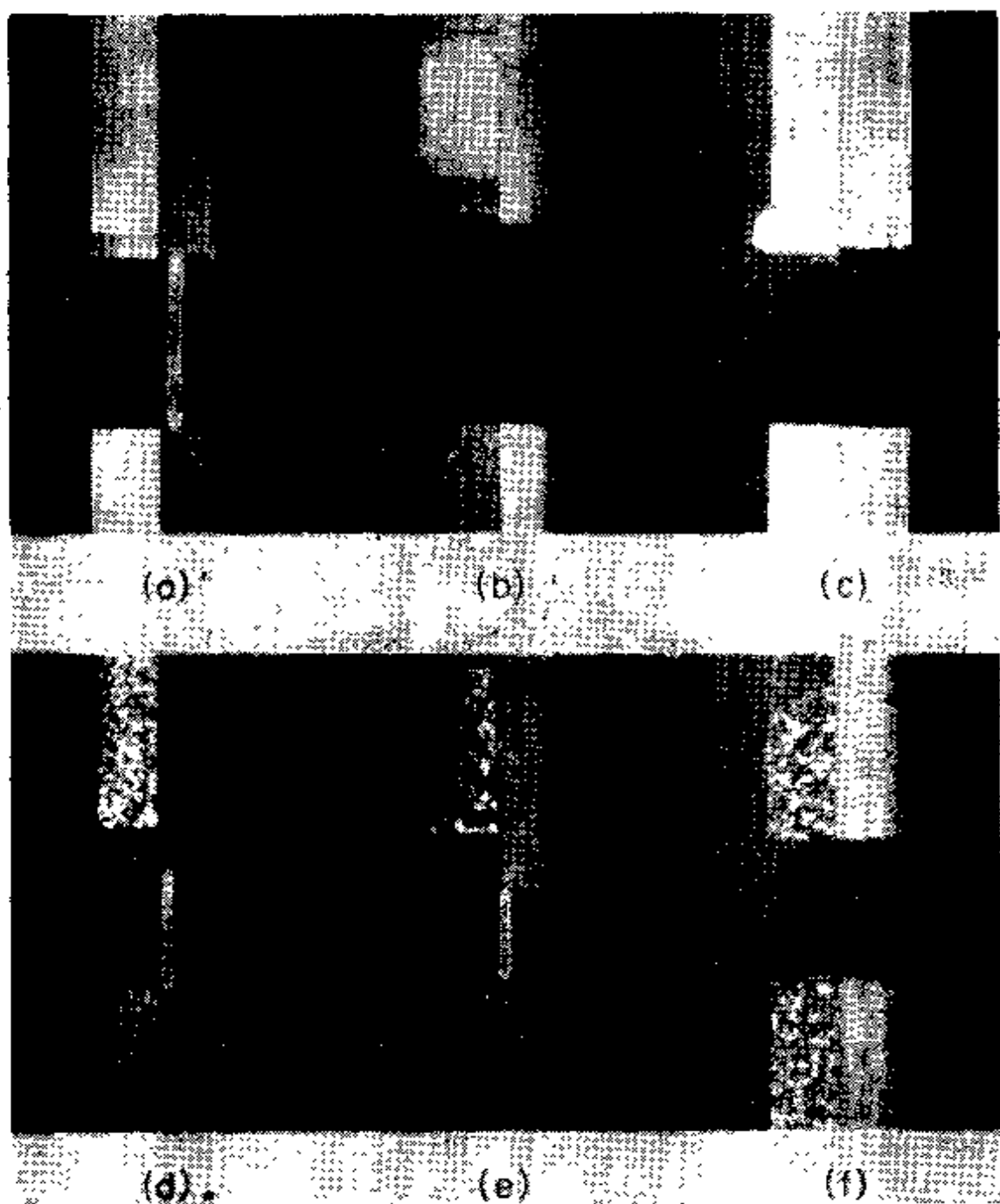


图5.2.7 在水中传递爆轰时总的发光

(a) 泰安-29毫米铝-泰安; (b) 泰安-32毫米铅-泰安; (c) 泰安-29毫米水-泰安; (d) 梯恩梯-21毫米铝-梯恩梯; (e) 梯恩梯-14毫米铅-梯恩梯; (f) 梯恩梯-15毫米水-梯恩梯。爆轰向上传递。

恩梯药柱的冲击波在爆轰没有到达之前早已通过膨特利特的上端了。

当反应不完全时，例如低速爆轰的代那迈特，则做为后效反应的结果有一个颇为强烈的光发射。这在图 1.6.1 可以看到，此图表示含有 35% 的硝化甘油/硝化乙二醇的胶化的硝酸铵代那迈特 (LFB) 装在玻璃管中，在水下爆轰的光当用敞开式相机并有背景闪光时的摄影照片。左为低爆速，右为高爆速。在低速时的光及时的扩展开但在用凯尔盒快门得到的瞬时摄影上是看不到的。

当在水箱中被圆形惰性物质隔开的两个同轴的药柱之间传递爆轰时，次发药柱的发光特性显著地随炸药的感度与惰性物质的性质而变化。这在图 5.2.7a~f 中做了说明。该图再现了用铝、铅圆柱或水所隔开的泰安药柱或梯恩梯药柱在水中积累的发光强度。所用的惰性圆柱的长度是能传播爆轰的最大长度。为了便于比较，沿对称轴把照片等分为二，右边的一半表示在爆轰前的装置。

图 5.2.8 表示泰安-29毫米铝-泰安的距离时间图解。实线表示沿轴向在圆柱的表面上的传播，虚线（字母加撇号）表示沿药柱轴线上的传播。冲击波穿过铝柱 (bd) 传播的速度比主发药柱 (ab) 爆轰产生的水中冲击波快得多 (bc)。这样次发药柱在受到水中冲击波压力之前就爆轰了。在次发药柱表面光的抛物线轨迹 (ifh) 表明，爆轰阵面从药柱里面分别地离轴和底端面一定距离处到达药柱表面 (§ 2.4)。在次发药柱末端的灰区是由于与爆轰阵面 (fi) 相遇前冲击波 (df) 对次发药柱影响的结果。

图 5.2.9 为泰安-32毫米铅-泰安的条纹式摄影照片。在铅中的冲击波速度比在铝中低一些，而对于 32 毫米的铅，由主发药柱爆轰产生的水中冲击波，在爆轰到达表面以前沿着次发药柱传播 29 毫米。因为泰安的感度很大，水中冲击波引起了生成气体的化学反应。当爆轰到达气体层的时候，气体层受到压缩并且会发光

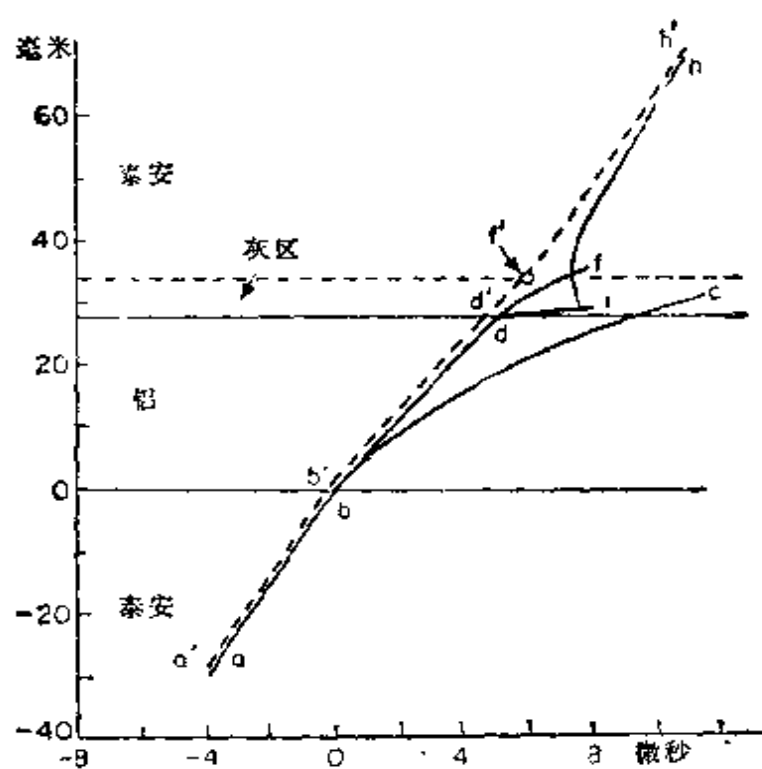


图5.2.8 泰安-29毫米铝-泰安的距离-时间图解
实线表示沿装药表面的传播；虚线是沿装药轴线传播。

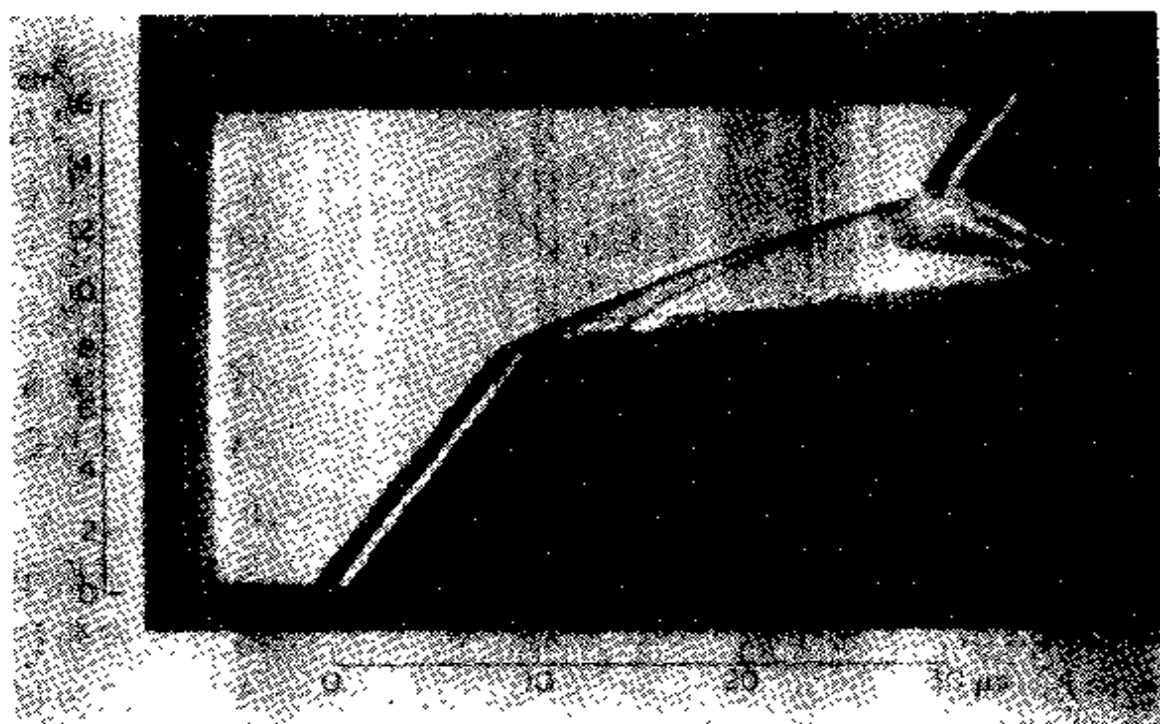


图5.2.9 爆轰在泰安-32毫米铝-泰安中传递的条式照相记录

如图 5.2.6 b 所示。发光的次发药柱尾端的台阶形状表明两个水中冲击波的影响，其中第一个是由通过铅柱传播的轴向冲击波产生的，它直到主发药柱爆轰产生的强的水中冲击波赶上以前一直对次发装药下部起作用。对于泰安-20毫米铅-泰安(未表示出来)由于铅圆柱体的轴向冲击波阵面在次发装药所产生的水中冲击波之后因此没有发现台阶形。泰安-29毫米水-泰安在次发装药末端与发光的气体云雾的状态相似。

梯恩梯次发药柱的发光是很不相同的。其原因是梯恩梯的感度较低，在次发药柱表面水中冲击波不能引起明显的化学反应。对于梯恩梯-21毫米铝-梯恩梯的组合体没有这个问题，因为在水中冲击波到达之前次发药柱已经爆轰。与泰安不同，梯恩梯次发药柱不能在起爆表面后爆轰因此相应地在水平下看不到发光，暗淡的散射光可能是由于与图 1.6.1 a 明亮的光线有相同性质的后续反应引起的。梯恩梯-14毫米铅-梯恩梯的发光与此相似。在次发药柱光亮部分下面的黑带，当爆轰波到达表面时可能位于起爆水平之上和在水中冲击波水平之下。如图 5.2.5 由于水中冲击波的压力场从面没有明显的发光。对于梯恩梯-15毫米水-梯恩梯次发装药至少在外表面也是在引爆水平后爆轰，但由于水中冲击波的压力场整个底端的发光能力减弱了。

粒状物质冲击层的发光是很有趣的。布莱克本和西利指出，如果在间隙中充以空气、甲烷、丙烷或抽真空到 2×10^{-4} 毫米汞柱或更低一些，则猛炸药药柱的末端表面的发光大致是相同的。当炸药的密度增加时发的光就减弱了。由颗粒状的惰性物质，如氯化钠的冲击层的发光是较为强烈的，并且它与间隙中气体性质的关系不大，而且当间隙真空时基本上是一样的。

布莱克本和西利断定在压缩层内的自由空间是产生光所不可缺少的。可以设想当冲击波到达时炸药颗粒与氯化钠颗粒在接触点上通过塑性变形而局部加热到高温。

§ 5.3 气体的冲击压缩

从管中圆柱药柱端面膨胀着的爆轰气体好像一个超音速的活塞。管子里的气体聚集在活塞前面冲击波压缩层里。按照图5.3.1所用的符号得到

$$u_s = u_p / (1 - \rho_0 / \rho_1) \quad (5.3.1)$$

在压缩层里, ρ_1 / ρ_0 随着活塞速度的增加而趋于上限值。对于理想气体 ρ_1 / ρ_0 趋近于数值 $(\gamma + 1) / (\gamma - 1)$, 其中 $\gamma = c_p / c_v$ 。对于 $\gamma = 1.67$ 的单原子气体其极限值为4, $\gamma = 1.33$ 的分子气体其

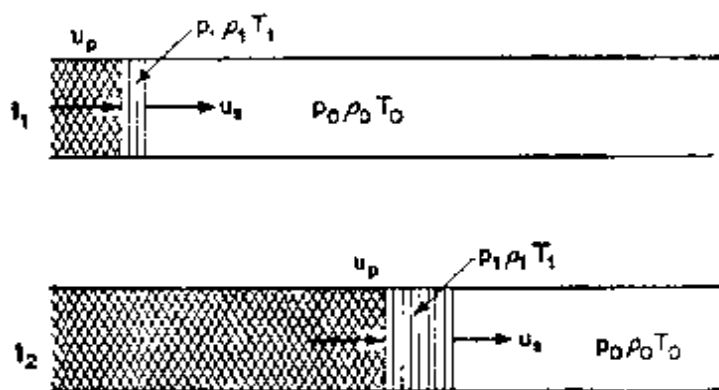


图5.3.1 冲击压缩

阵面速度 u_s 等于活塞(质点)速度 u_p 加上压缩层的增长速度,

$$u_s = u_p / (1 - \rho_0 / \rho_1)。$$

极限值为7。当 $u_p = 10$ 千米/秒时, 由于分解和电离, 氢的值约为6, 氩约为8, 而氮约为12。图5.3.2表示这三种气体在冲击压缩阵面上温度、压力和密度与活塞速度的函数关系。在一定范围里冲击波速度比活塞或质点的速度大约高10%到20%。因为活塞首先对高压做功故压缩功比可逆绝热压缩的要大(雨贡纽或冲击绝热)。在活塞速度不变时, 压力不变, 并且等于最终压力。虽然外功的一半用来给该层以动能, 但是温度同样比可逆绝热压缩高。图5.3.3提供了氩从1大气压压缩到85大气压的一个透彻的例子, p 是压力, V 是容积, 脚注1表示初始值。在此例中冲击压

缩的外功比可逆绝热压缩大 8 倍, 而且此关系随着压力而增大。

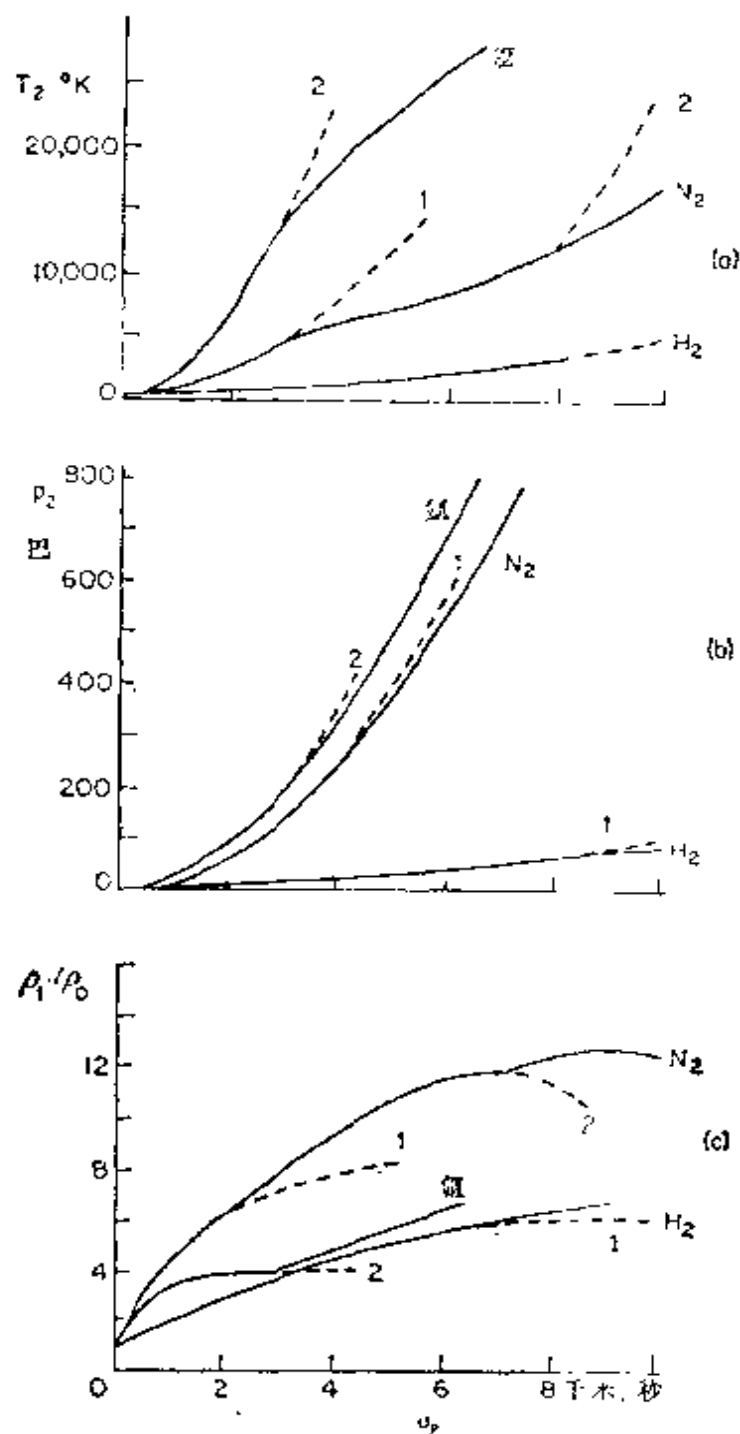


图5.3.2 冲击压缩的气体中温度、压力和密度与活塞速度的关系

虚线分别地表示忽略离解(1)和电离(2)。

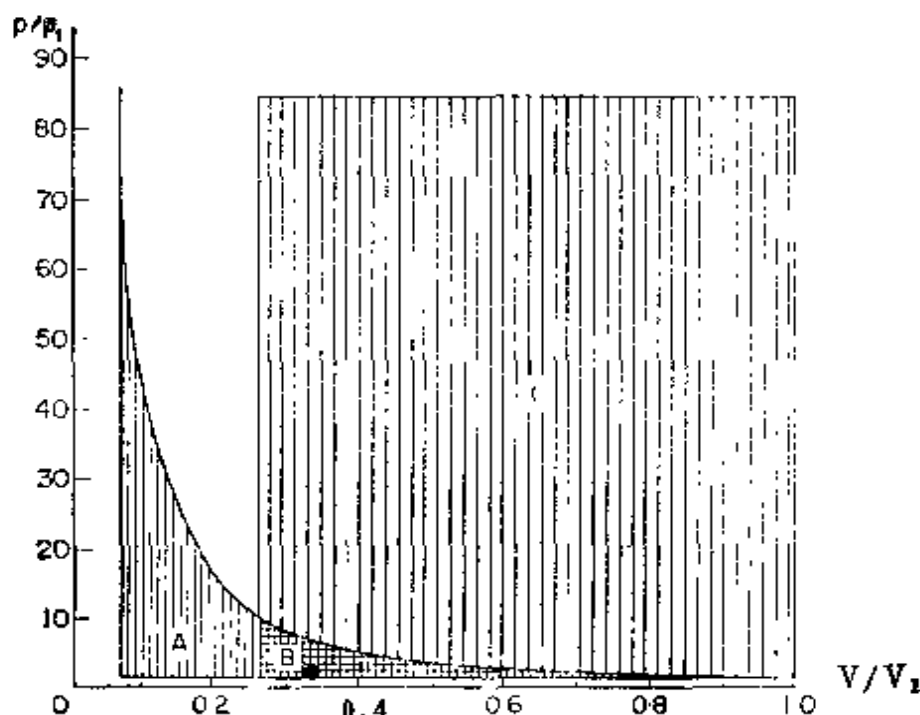


图5.3.3 氩从1压缩到85巴的外功(W)

可逆绝热压缩 $W = A + B$, 雨贡纽或冲击绝热 $W = C + B$.

§ 5.4 周围气体的发光

当猛炸药的短圆柱状装药在中心起爆时,爆轰气体近似地和装药表面成直角膨胀。周围大气积聚在爆轰气体前面成为发光层。图 5.4.1a~c 表示直径为 25 毫米、长为 30 毫米的梯恩梯圆柱装药,被中心插入的雷管起爆时在三个不同时间的发光的照片。在 3 微秒时球状对称的气体云并不是一个球形运动。爆轰气体的速度仍然近似于和装药边界成直角,以后就变成了十字架形的轮廓。

图 5.4.2 是三个由左至右充满氩气、空气和丙烷的玻璃管。在其上端的梯恩梯药柱起爆 25 微秒时的瞬时照片。在充满空气的管中,可以明显地看到压缩层的发光。从压缩的氩气层发出的光极为强烈甚至在关闭式快门也有良好的摄影效果。这和当快门关闭时压缩层的曝光时间 $t = \frac{l}{v}$ (l 、 v 为压缩层的长度和质点速度) 大约是凯尔盒曝光时间 0.03 微秒的 100 倍有关系。还

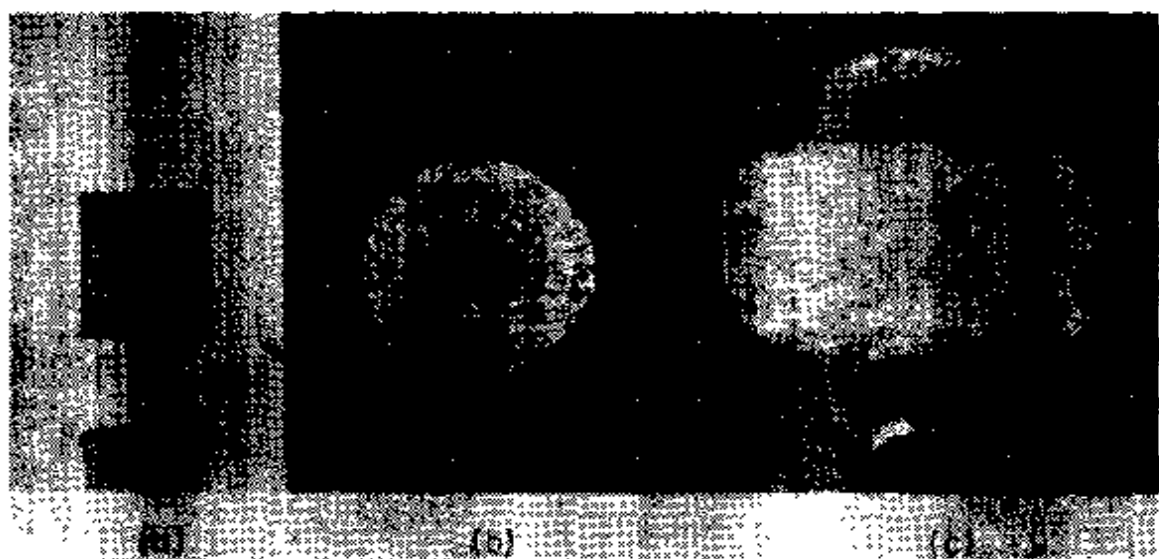


图5.4.1 直径为25毫米的梯恩梯圆柱装药爆轰的瞬时照片

(a) $t \leq 1.5$ 微秒, (b) $t = 3$ 微秒, (c) $t = 5$ 微秒。

要指出,当比较图 5.4.2 中氩和空气的照片时,人们总是高估了发光强度的差别。用光电倍增器(见下)测量表明,氩发光的强度仅比空气的发光强度大 5 倍。从压缩的丙烷层看不到发光。

当梯恩梯药柱在充满大气的管中轴向爆轰时,爆轰气体阵面的初始速度大约是 6500 米/秒。这相当于温度大约是 9000 K 的强烈的空气发光层。阵面的速度,和相应的阵面的压力与温度随时间的增加而降低主要原因是由于压缩层的增大。图 5.4.3 表示并列放置着的长 25、50 与 100 厘米的三个含有空气的有机玻璃管中压缩层发光的条式照片。在每个管子的底部有一个直径 30 毫米,长 53 毫米的梯恩梯药柱,而在顶端有一个粘土塞子。当空气冲击波在顶端反射时整个动能转换成热,并且有一个相应的温度增量和发光。

如果初始的空气冲击波温度低于某一临界值,根据伯克哈特(Burkhardt)对于一厘米厚的空气层临界值大约是 10000K,则主要由于发射系数随温度而增加,故当气体受到阻碍时,发射的光预计可以增加 10^3 至 10^4 倍。为了证明这种效应,用如图 5.4.4 所示的带有内螺纹的有机玻璃管作了试验(如图 5.4.4 所示)。图

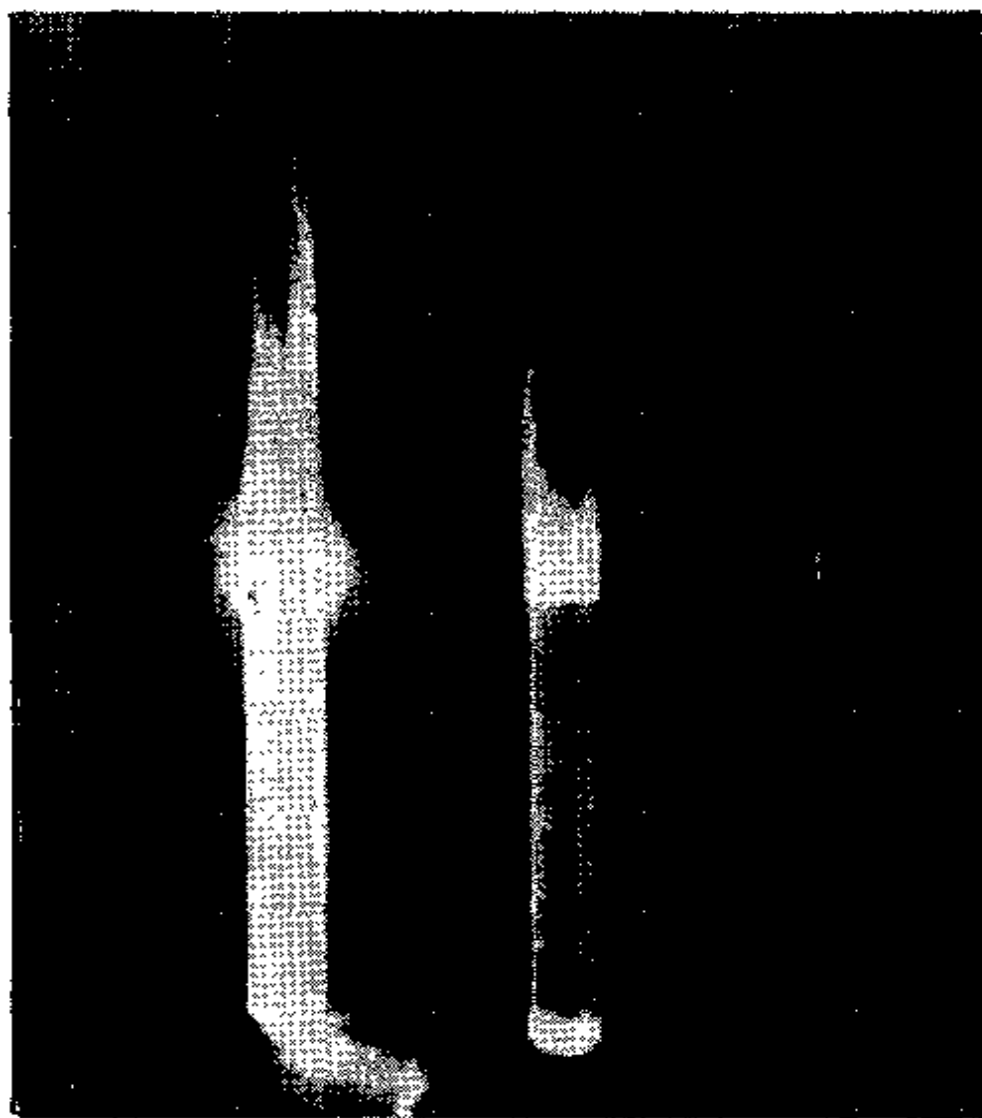


图5.4.2 装有氩、空气和丙烷的玻璃管中(从左起)冲击波
阵面的压缩气体层的瞬时照片
在管上端的梯恩梯起爆后25微秒时拍摄。

5.4.5表示压缩空气发光层的条式摄影。螺纹管下部在发光层前发光是由于光的侧向散射引起的。同样，当爆裂气体阵面通过时也发光，但这可能是留在管中螺纹的螺旋形槽中的气体包含物发光引起的。图5.4.6表示以光电倍增管在与管的垂直方向测量的含空气和氩的光滑管与螺纹管的相对发光值。螺纹管的发光增加得比较快，但是在这两种情况下在20微秒后达到的最大值，螺纹管仅相当于光滑管的二倍。然后冲击波阵面离药柱的底面是13~15厘米。

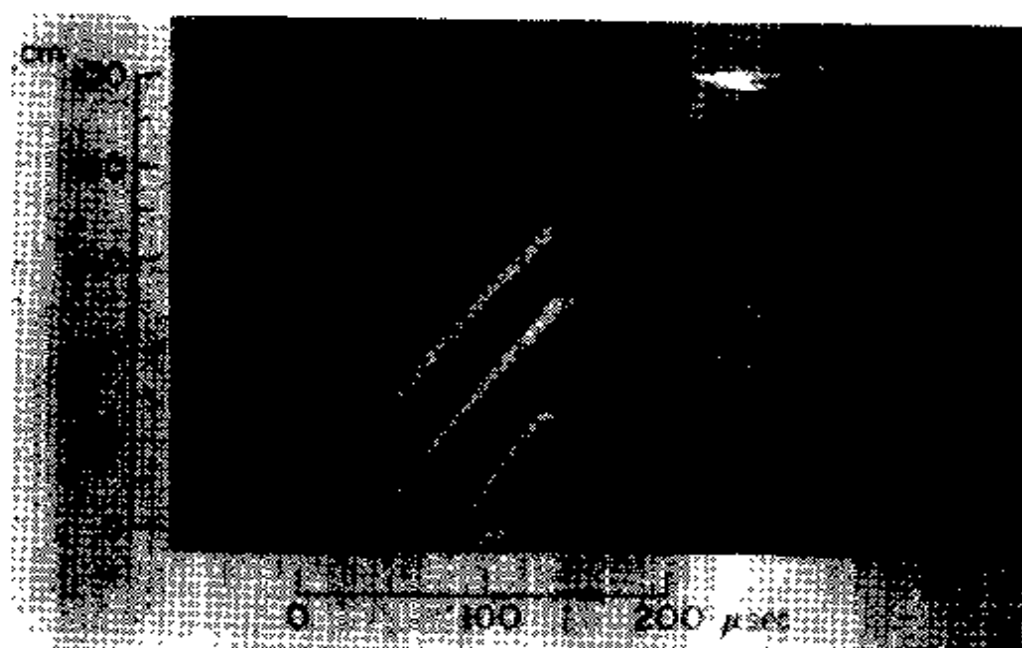


图5.4.3 充满空气的玻璃管的条式摄影
管长分别为25、50和100厘米，其下端有梯恩梯药柱，上端有塞子。

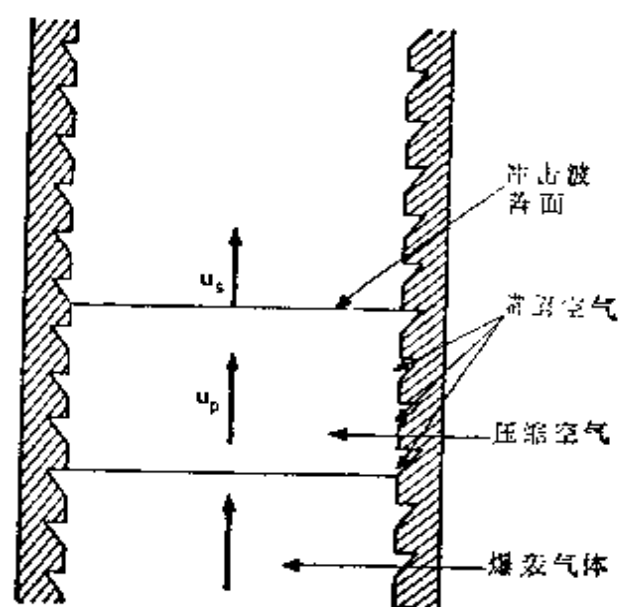


图5.4.4 有内螺纹的有机玻璃管

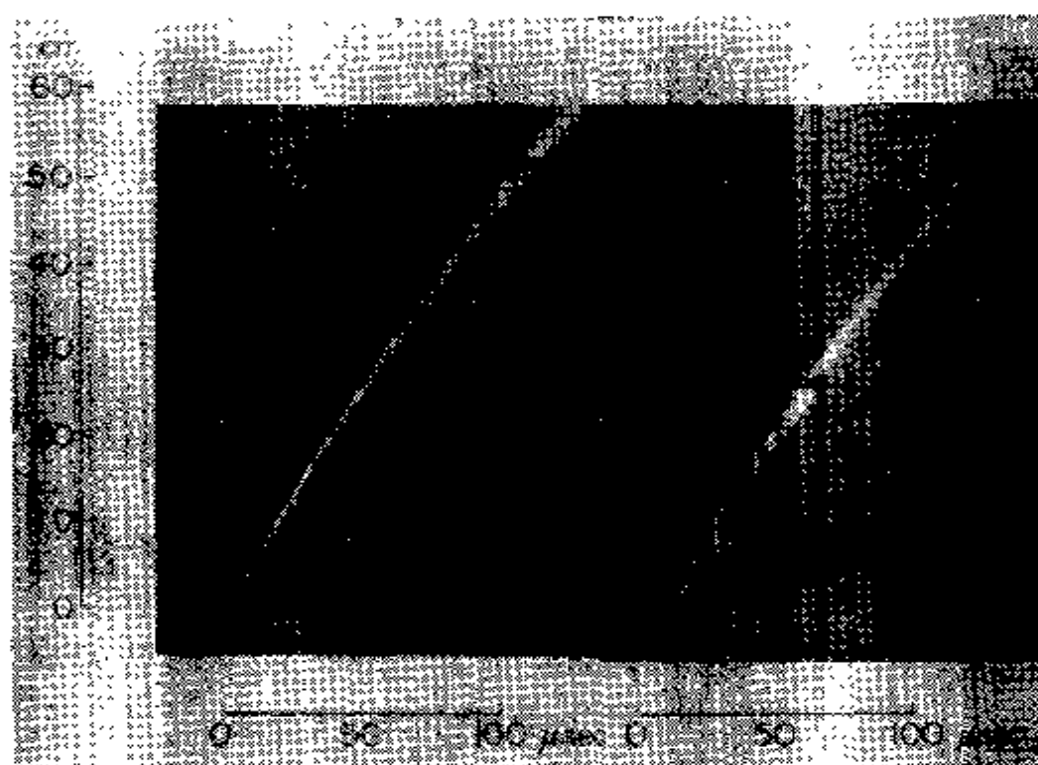


图5.4.5 充空气的有机玻璃管中压缩层发光的条式摄影

左：光滑管，右：图5.4.4所示的螺旋形管。

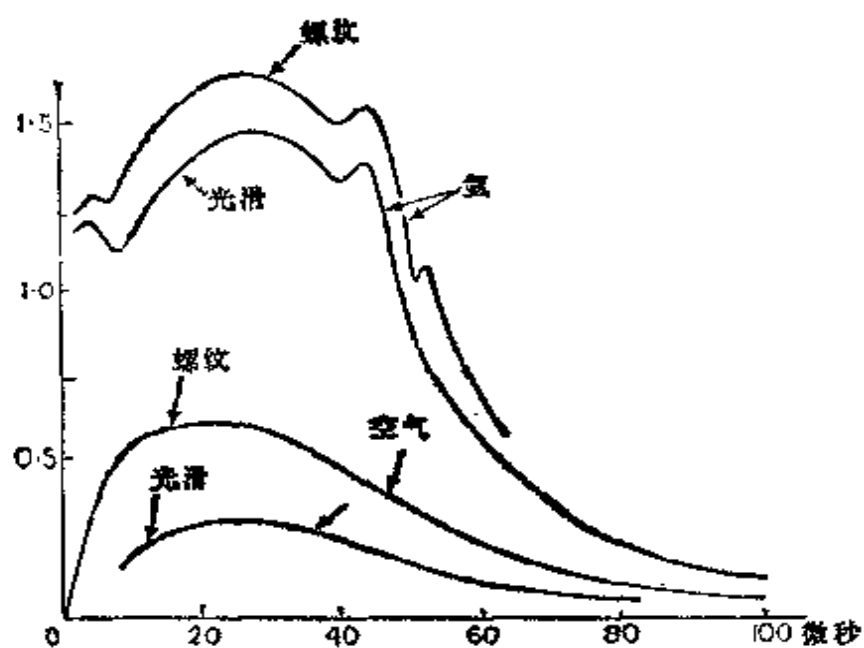


图5.4.6 在充满空气和氖气的平滑管和螺旋管中发光的相对值

对光滑管子的测量指出,其发光的最大值比对1厘米厚的具有残留动能的空气层的估算值大1000倍,而大约是反射的冲击波层的估计值的五分之一(图5.4.7)。在平均温度的估算上是很不可靠的,但发光来自有相当大的一部分动能已转化为热的气体层的结论难以改变。在光滑管与螺纹管之间和氩气与空气之间的差别不大也支持了这个结论。

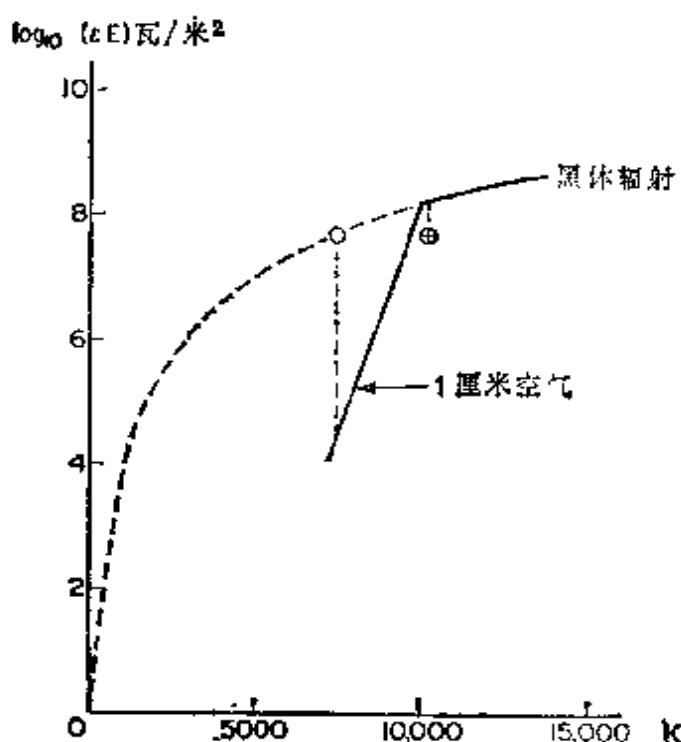


图5.4.7 冲击压缩的空气层的最大发光度的测量值和计算值的比较

○—平滑管, ⊕—螺纹管。

高强度辐射的一个原因可能是在管壁的边界层得到的动能的衰减引起的,甚至光滑的管壁也是这样。必须强调的是,一个减速的气体容积甚至由于扰动和恢复高速而离开边界层时仍然维持它的温度。如在图5.4.8中用管子开口端直接对着照相机所得到的装药瞬时照相表明,强烈发光系管壁的影响所致。图5.4.9 a表示在图5.4.8 a中的药柱当阵面已经大约移动30毫米(位置1)时的照片。而图5.4.9 b是当阵面前进约60毫米(位置2)的照

片。图 5.4.9 c 表示图 5.4.8 b 中的凸面装药当阵面运动了约 55 厘米时的照片。图 5.4.9 d 用图 5.4.4 的螺纹管子，但其它条件与图 5.4.9 c 相同。在这两个例子中气体发射的强光形成一个圆环，因为装药表面的凸形，它已被管壁朝里边反射。图 5.4.9 c 表示图 5.4.8 c 中的装药照片，这是一个凹面的装药当阵面前进 55 厘米时的情况。在这种情况下爆轰气体的主要部分是会聚的，但是在管壁的气体放出了强光。当在图 5.4.8 c 中的有机玻璃管被去掉而其它条件保持相同时，则不能出现强发光如图 5.4.9 f 所示。

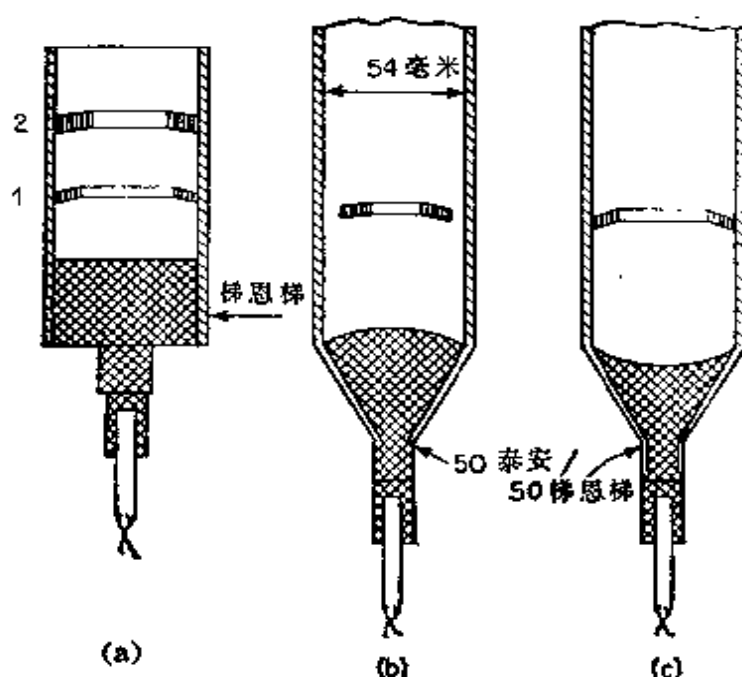


图 5.4.8 具有平的、凸的和凹底面的装药

压缩空气层的位置参看图 5.4.9 中的照片。

当压缩层的温度远低于其临界值以致此层不能发出可见光时，若含有小的质点仍可以强烈地发光。图 5.4.10 表示一个粘土包围的上端置以 2 毫米的玻璃板的梯恩梯药柱，根据条式照相机的记录，药柱爆轰时玻璃板的速度达 2600 米/秒左右。对应的空气温度约 3000K。图 5.4.10 也表示两张敞开式照相机照片。用干净的玻璃板（左）则压缩层无光，而在玻璃板上放少许碳黑（右），就强烈地发光。后者尺寸在 1~10 微米之间的粒子在几微秒内

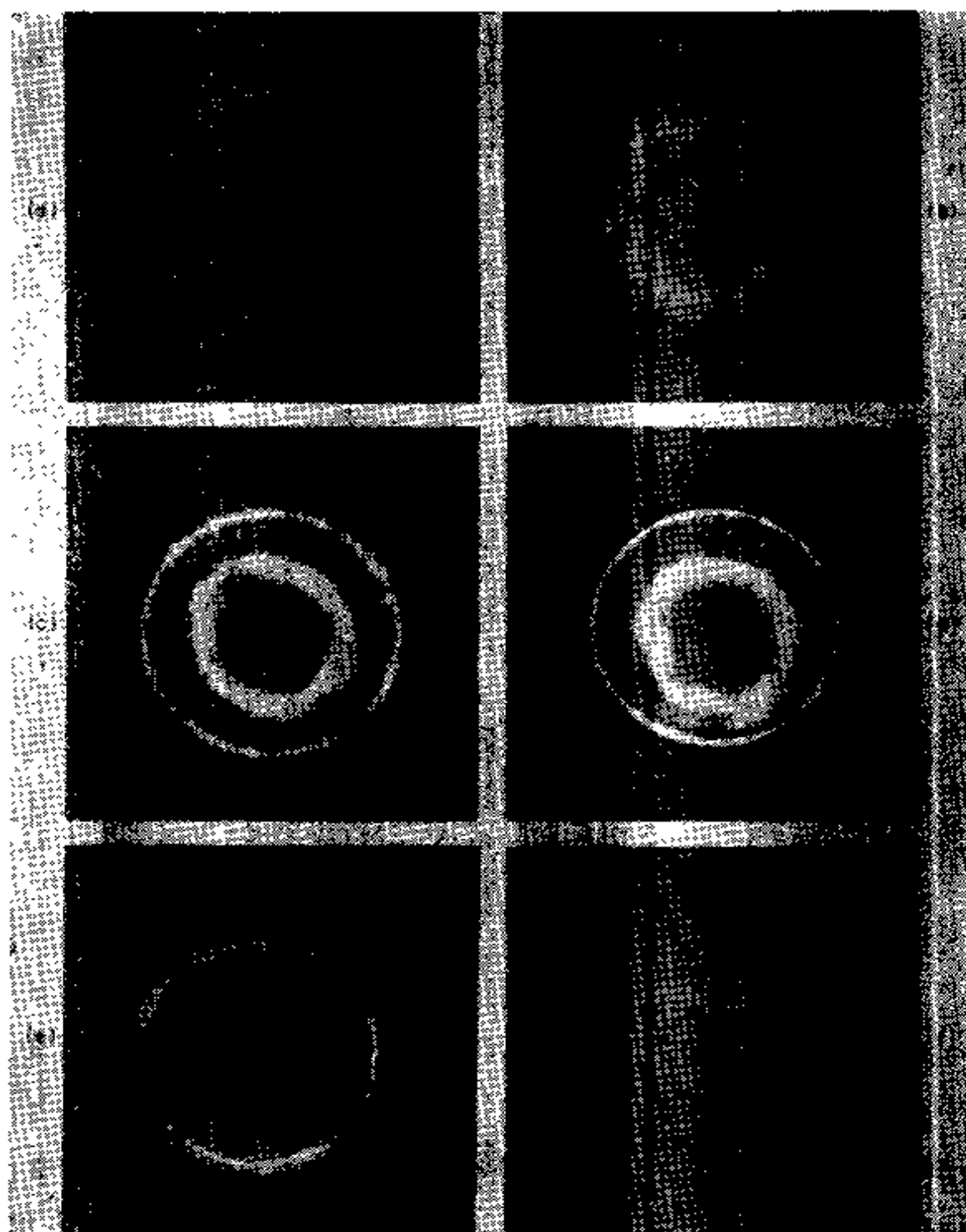


图5.4.9 把图5.4.8中的管子开口端对准照相机得到的
发光压缩层的瞬时照片

(a)图5.4.8a, 位置(1); (b)图5.4.8a, 位置(2); (c)图5.4.8b,
(d)图5.4.8b但管子如图5.4.4的螺旋形; (e)图5.4.8c; (f)装药如
图5.4.8c所示但不带管子。

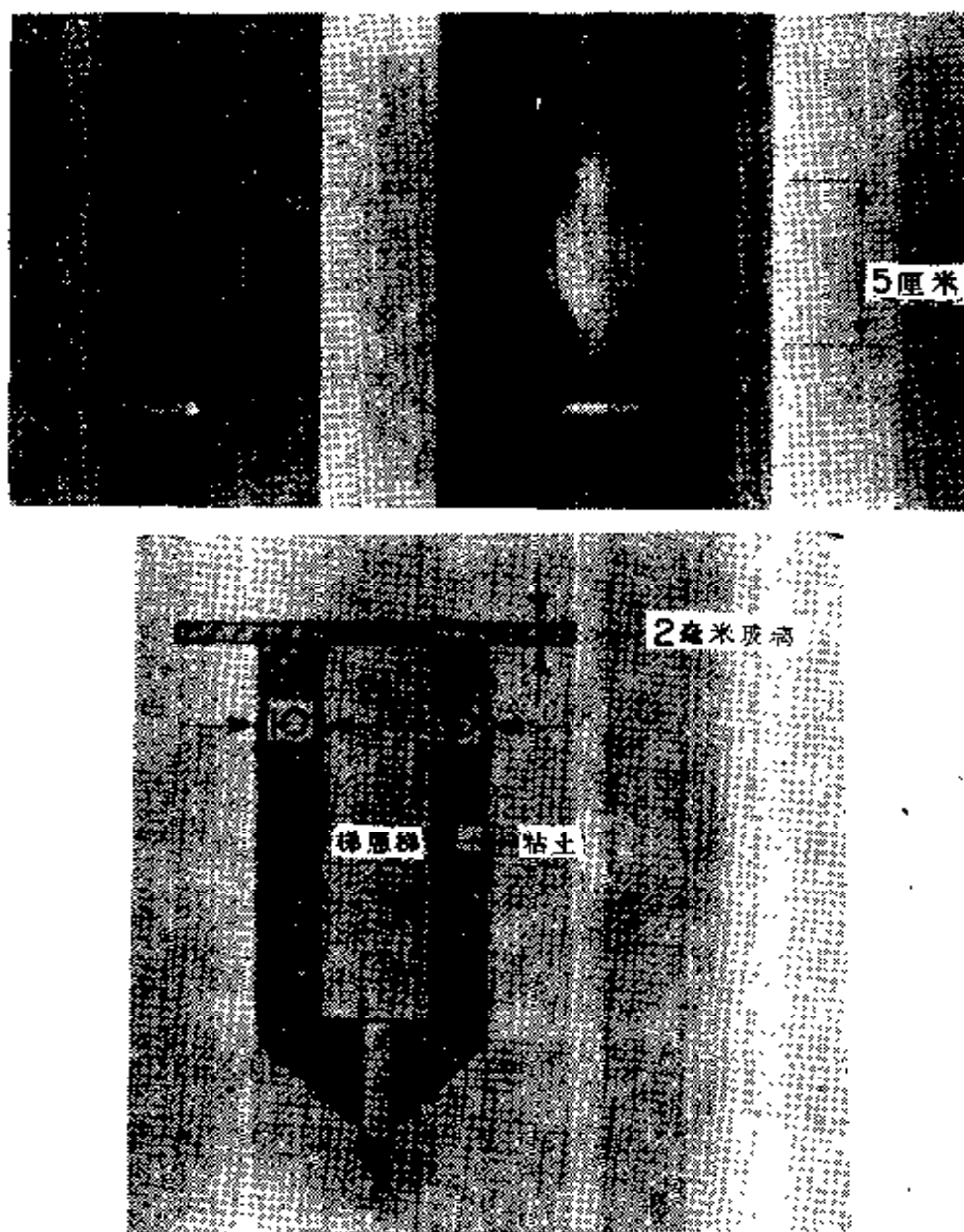


图5.4.10 当下面所示的装药爆轰时从侧面用开式相机得到的照片

左：干净的玻璃表面，右：在玻璃板上撒上少许碳黑。

可升到接近气体的温度。在左图中看到的微光是当爆轰气体穿过由破碎的玻璃板形成的栅栏时得到的。用如图5.4.3中的管子作的可控制试验表明，在管壁上或空气中含有灰尘的管子，与仔细的清理管壁和空气中无尘的管子其发光大致是相同的。

当在管内的初始气体压力减低时，装药表面爆轰气体的膨胀速度就增大。但是对于低压管中的圆柱药柱，测得的速度大约为

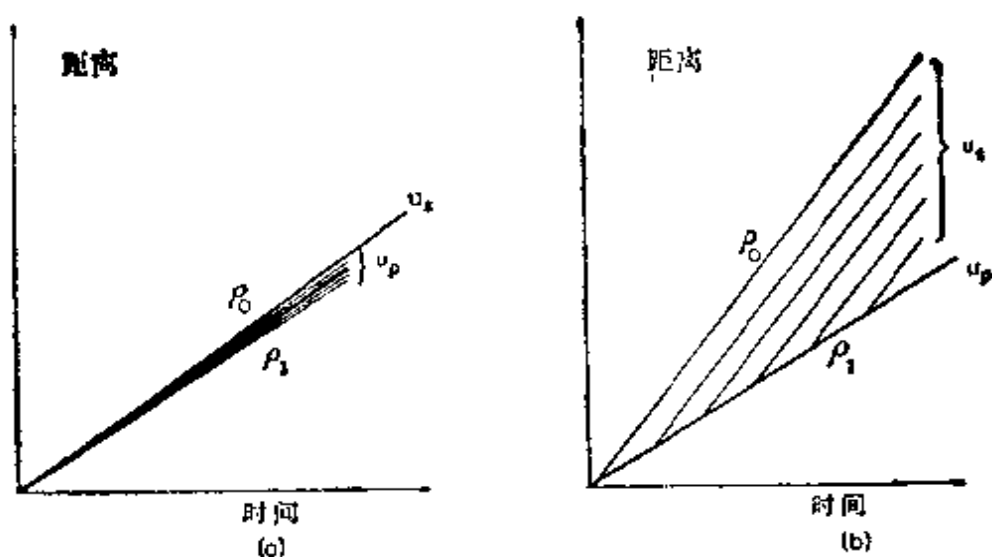


图5.4.11 爆轰气体前面的空气压缩层的距离-时间图

$$(a) p > 1 \text{ 毫米汞柱}, u_s = \frac{u_p}{1 - \rho_0/\rho_1},$$

$$(b) p < 0.01 \text{ 毫米汞柱}, u_s = 2u_p.$$

估计值的二倍。在计算中假定平均自由路程大大小于管子的尺寸，则

$$u_s = u_p / (1 - \rho_0/\rho_1)$$

其中 u_s 为阵面速度， u_p 为粒子速度， ρ_0 为压缩前气体密度， ρ_1 为压缩后管中气体密度。当抽真空到平均自由路程与管子的尺寸在同一数量级的低压时，阵面的速度决定于管内轻的分子的速度，这些分子和重的爆轰气体的分子弹性碰撞它们的速度增到原来二倍，因此 $u_s = 2u_p$ 。这两种情况的过程如图5.4.11所示。

伦伯格的实验研究证明了这个假说。

图5.4.12表示实验的装置。图5.4.13复制了在0.001毫米汞柱时的发光阵面条式摄影。而图5.4.14复制了阵面速度的测量值和计算值与压力之间的函数关系的图。

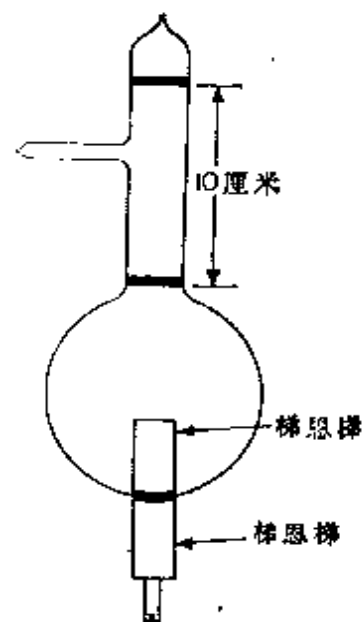


图5.4.12 有梯恩梯药柱的真空玻璃瓶

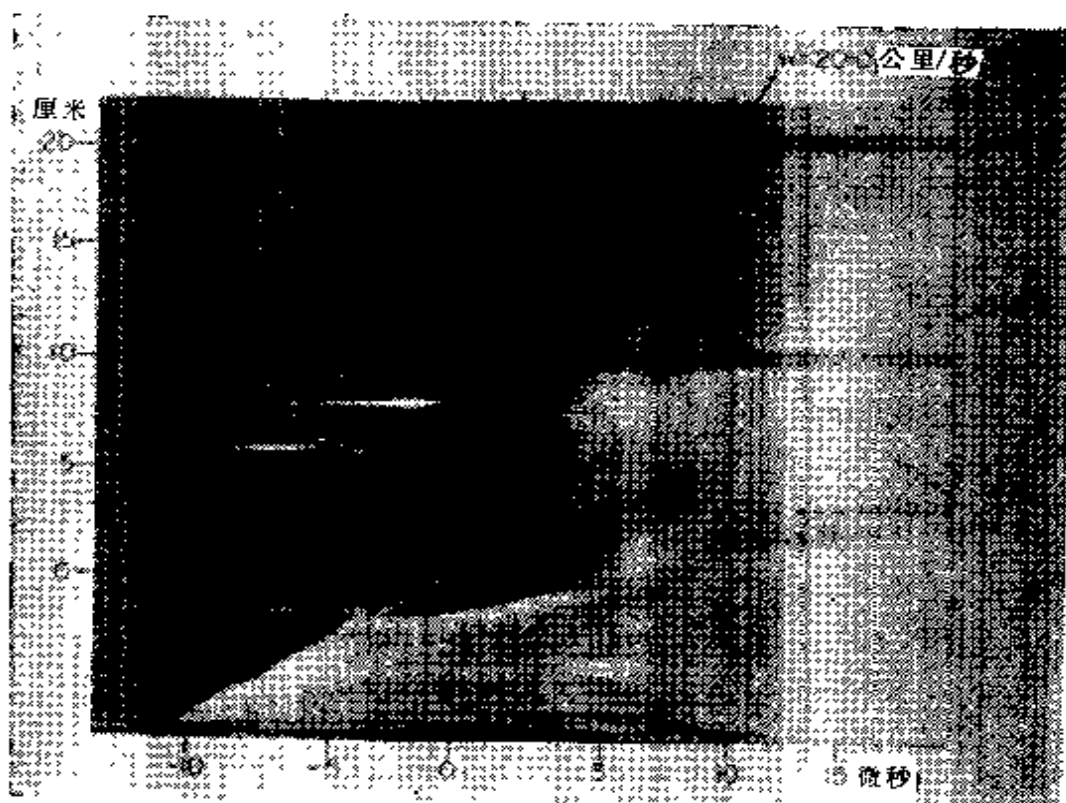


图5.4.13 按照图5.4.12在0.001毫米汞柱时视中
发光阵面的条式照片

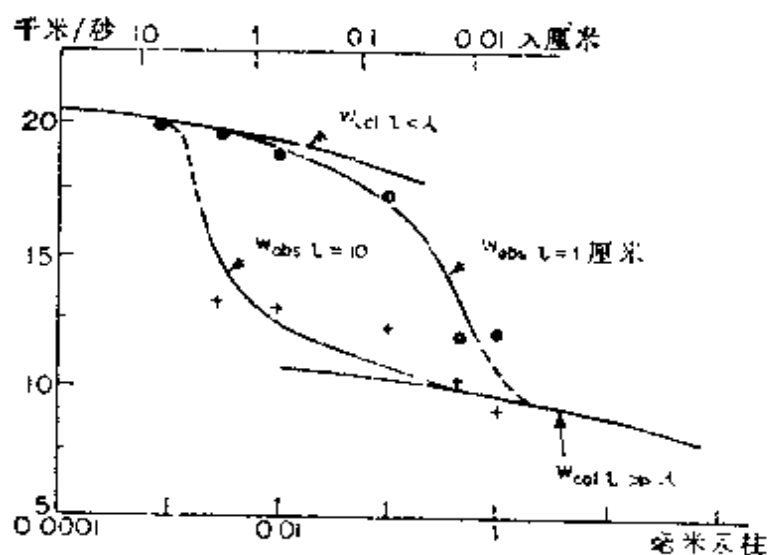


图5.4.14 阵面速度(w)的计算值与观察值与空气压力、离药柱
末端距离(l)和平均自由程长度(λ)的函数关系

第六章 在周围介质中的机械效应

前面几章已经讨论了猛炸药起爆和爆轰的各种机理和现象。这些知识是制造、处理、贮存炸药时的安全性和使用时的可靠性的基础。另外在第五章中还讨论了爆炸装药的发光。

本章将讨论猛炸药在周围介质中的机械效应。对这些效应的有关知识是有效地使用炸药的基础。炸药在岩面爆破上的应用是一个特别重要的领域。近 20 年来在这个领域里取得了很大的发展，但是要我们对岩面爆破的过程有一个满意的详细的了解，还要做许多工作。

因为炸药是非常方便、集中而且重量很轻的机械能源（在高温、高压的气体反应产物中的有效能量适于迅速地转化为机械功），所以猛炸药的应用很广泛。猛炸药的一个明显的特征是它可以在预定的瞬间准确地释放能量，这个特性是经常被利用的，尤其是在岩石爆破中，如短延期爆破，在分离的炮眼中大量装药能按预定的几毫秒的相对时间间隔依次起爆。

在这个意义上讲，物质在高动压下的性质是很重要的。下一章高压物理学我们再着重讨论。

§ 6.1 裸露装药的空气冲击波

当无外壳的球形装药在空气中爆轰时，它产生一个具有特殊间断的压力波阵面并以超音速传播的冲击波。图 6.1.1~5 是复制的格兰斯特洛姆（Granström）对梯恩梯装药的图。图 6.1.1 是在对数座标上表示的梯恩梯装药形成的冲击波阵面和对应的质点速度与对比距离 $R' = R/w^{1/3}$ 之间的函数关系。其中 R 是以米表示的距离， w 是以公斤表示的炸药重量。另外膨胀的爆

衰气体阵面速度也描在图上。图 6.1.2 表示离一公斤梯恩梯 5 米的地方冲击波压力与时间的关系。阵面压力从 $p_f = 0.27$ 巴随着时间的增长呈直线下降, 在 3.2 毫秒时达到零。尔后负压持续时间约 10 毫秒, 并且在阵面大约到达 6 毫秒后达到最小值 $p_- = 0.06$ 巴。

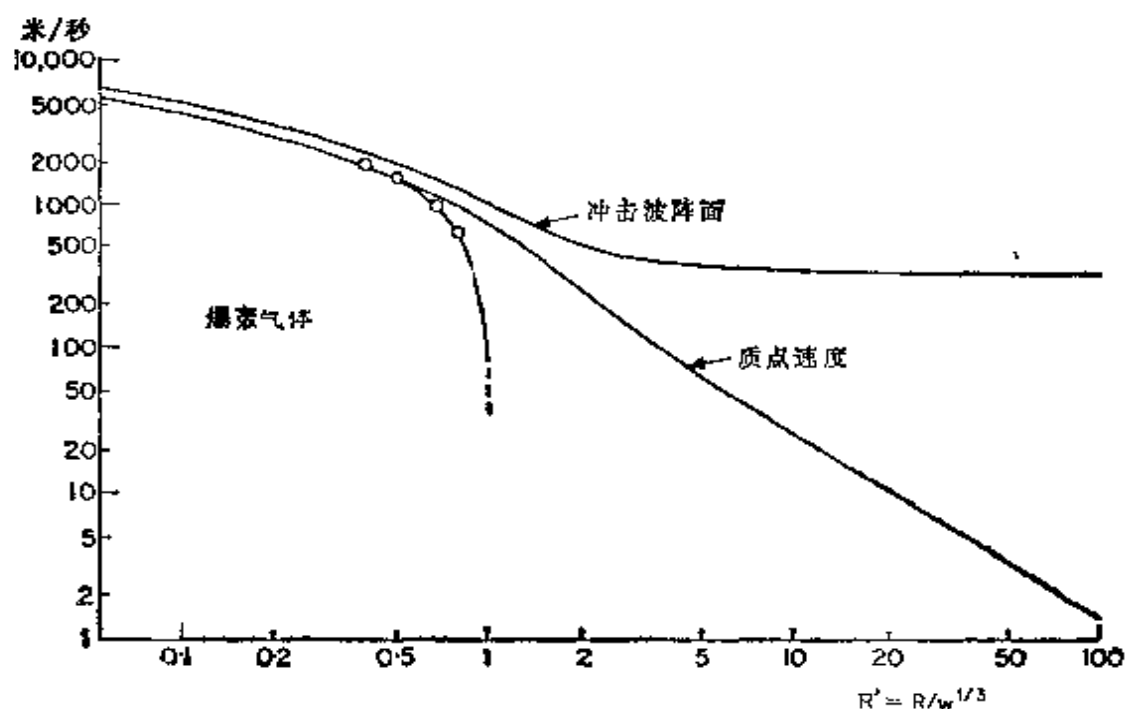


图6.1.1 梯恩梯装药空气中爆炸时, 冲击波阵面速度、质点速度和气体阵面速度与对比距离的关系

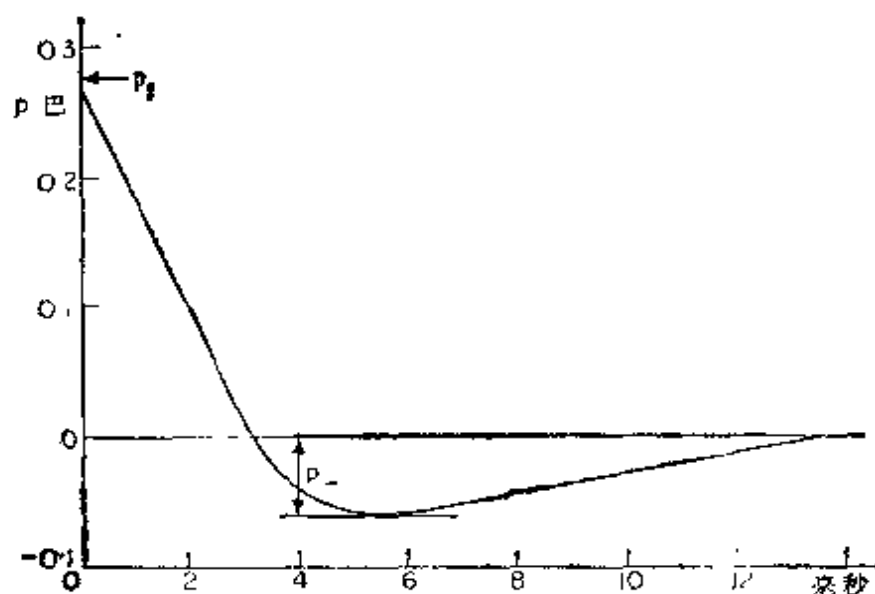


图6.1.2 在空气中离一公斤梯恩梯 5 米处冲击波压力与时间的关系

图 6.1.3 是密度为 1.52 克/厘米^3 的一公斤梯恩梯冲击波波阵面的时间-距离图和等压线。爆轰气体的阵面也描在图中。

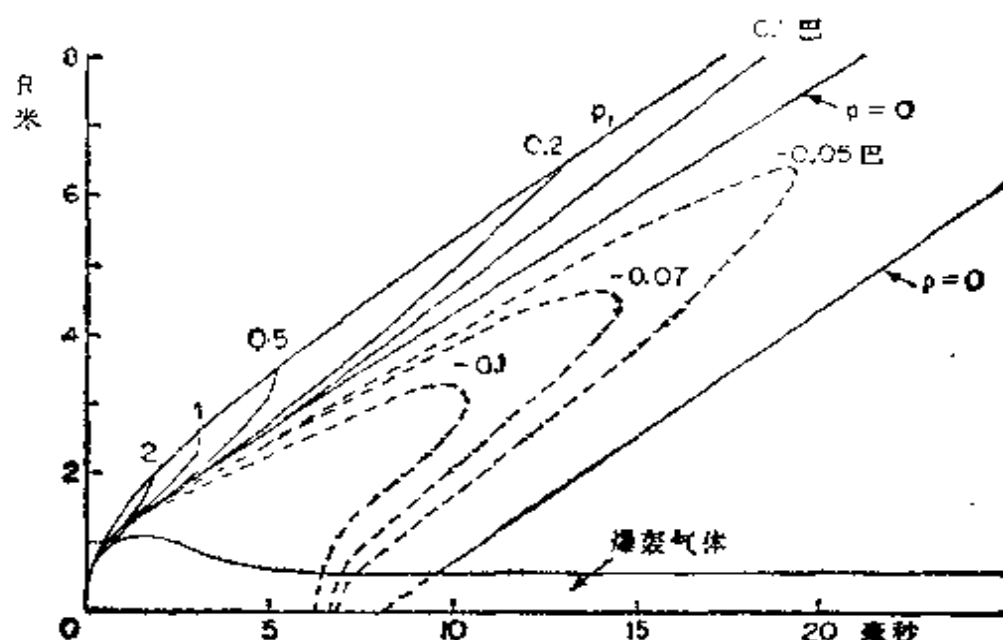


图6.1.3 一公斤梯恩梯空中爆炸时，冲击波波阵面的
距离-时间图和等压线

图 6.1.4 是用对数图表示的冲击波阵面的压力 p_t 和最大负压 p_- 以及从绝对钢壁反射后的冲击波阵面压力 $\bar{p}_t$ 和最大负压 $\bar{p}_-$ 与离梯恩梯装药的对比距离的关系。图 6.1.5 是用对数图表示的以 $\text{巴} \cdot \text{毫秒/公斤}^{1/3}$ 作单位的对比比冲量 $i = \left(-\frac{1}{w^{1/3}} \right) \int p dt$ 和离梯恩梯装药对比距离的关系。 i_+ 和 i_- 分别表示冲击波正压区和负压区的比冲量， $\bar{i}$ 表示总比冲量， $\bar{i}_+$ 和 $\bar{i}_-$ 则分别表示反射后正压区和负压区的比冲量。

对于 $R' \geq 100$ ，用下面的关系式是相当精确的：

$$p_t = 0.7/R' \text{ 巴,}$$

$$\bar{p}_t = 1.4/R' \text{ 巴,}$$

$$\bar{i}_+ = 5/R' \text{ 巴} \cdot \text{毫秒/公斤}^{1/3},$$

$$\bar{i} = 5.5/R'^2 \text{ 巴} \cdot \text{毫秒/公斤}^{1/3}.$$

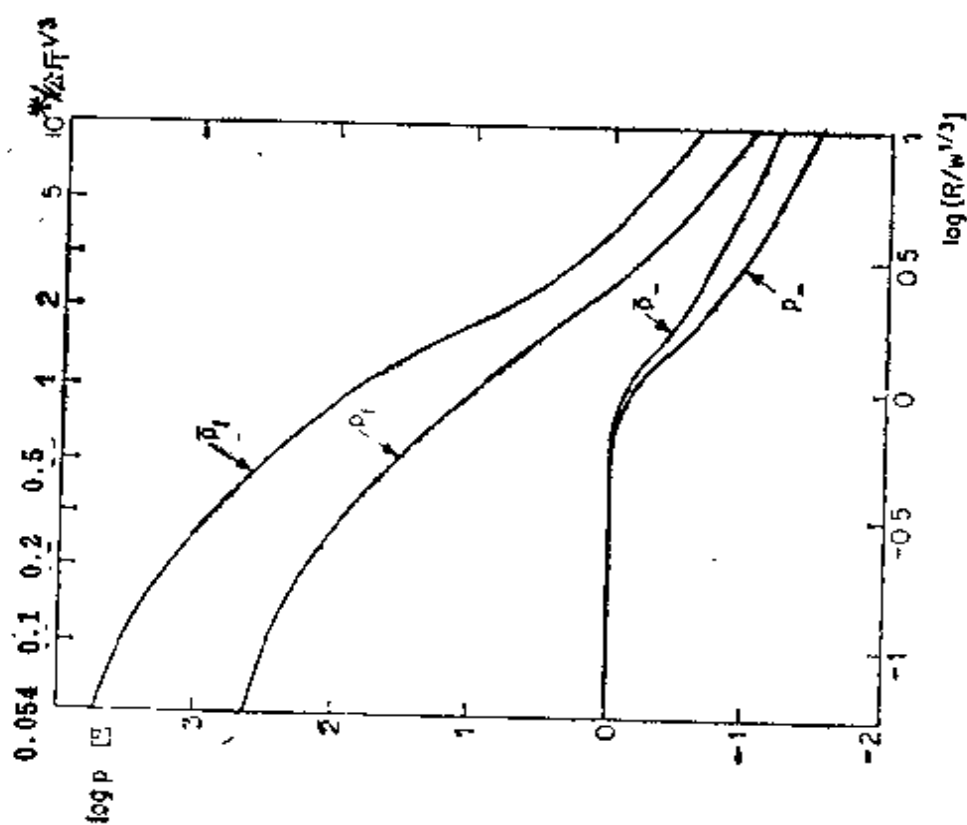


图6.1.4 在空气中的阵面压力和压力最小值与
离梯恩梯装药对比距离的关系
未扰动的波 p_i , p_r 反射波 $\bar{p}_i$, $\bar{p}_r$

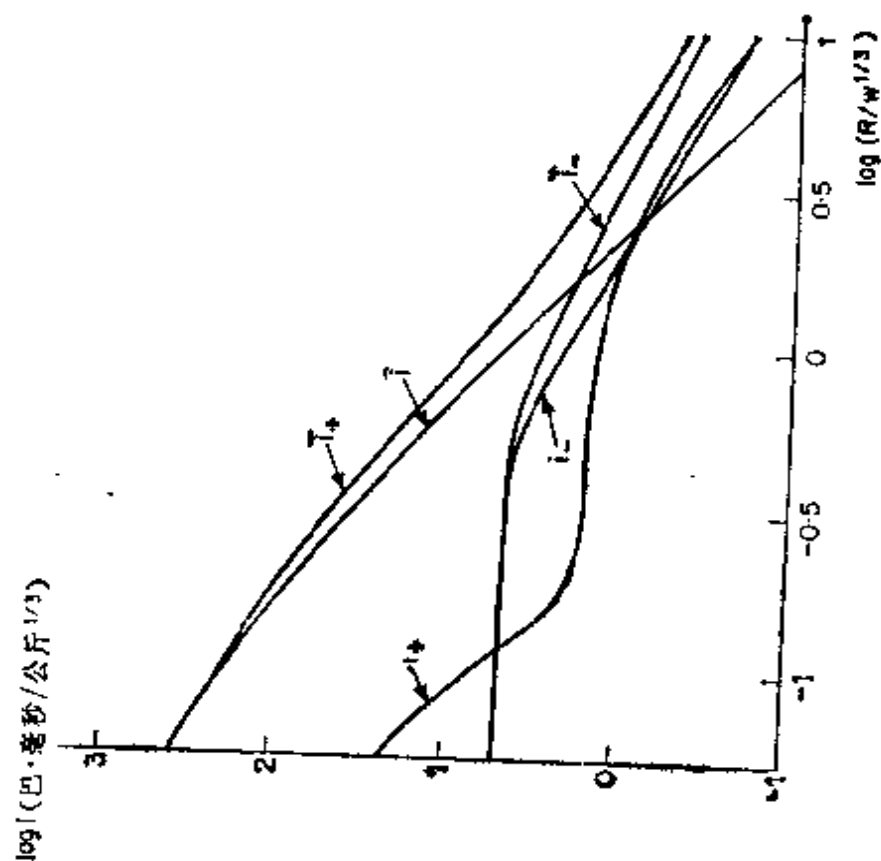


图6.1.5 梯恩梯装药空中爆炸时未扰动波的对比正冲量和负冲量
(i_+ , i_-)和反射波的对比正、负、总冲量(i_+ , i_- , I)与对比距离的关系
 p 以巴, t 以毫秒, w 以公斤和 R 以米作单位。

§ 6.2 弹性固体中的应力波和冲击波

轴向应力波在一个柱形杆中传播说明了应力波是怎样以压缩波和拉伸波在相反的方向上往复运动。帕特森用应变计在一个直径为 25 毫米, 长为 1 米的圆柱钢杆的表面上记录了应力波。钢含 0.35% C、1.2% Cr 和 2.5% Ni, 屈服强度是 9~10 千巴。用两个桥式应变计摆在互成直角的位置上, 直到频率为 10^5 p/s, 使记录的应变近似等于 σ/E , σ 是断面上应力的平均值, E 是钢的杨氏模数。应力波是把直径 25 毫米长 20 毫米含 35% 硝化甘油的胶状硝酸铵代那迈特悬挂在钢棒一端用 8 号雷管起爆产生的。代那迈特的爆速是 2500 米/秒。药柱与钢棒之间的间隙是 10 毫米。

图 6.2.1 表示直到第 80 个振动之前振动过程的断面, 图 6.2.2 表示一个有时间标尺的压缩的一般图像。振幅随时间的衰减部分原因是由于弥散作用, 部分原因是由于钢的内摩擦。

当一个小的装药在一个弹性固体的空腔中爆轰时, 在弹性固体中迅速上升的压力产生一个以冲击波速度传播的冲击波。塞尔别尔格曾提出了对圆柱和球形情况的计算。图 6.2.3 表示当孔内压力突增至 p_0 然后保持定值时在圆柱形的孔周围三个主应力在 $r=r_0$ 处 (即在孔壁处), $r=2r_0$ 和 $r \rightarrow \infty$ 处和时间的函数关系。 σ_r 表示径向应力, σ_t 表示切向应力, σ_z 为轴向应力。纵标是应力对 p_0 的比值再乘以

$$\sqrt{\frac{r}{r_0}}。$$

$$\text{横标是 } t' = \frac{t}{t_0 - \left(-\frac{r}{r_0} - 1 \right)},$$

t 是时间, $t_0=r_0/c$ 和 c 是音速。

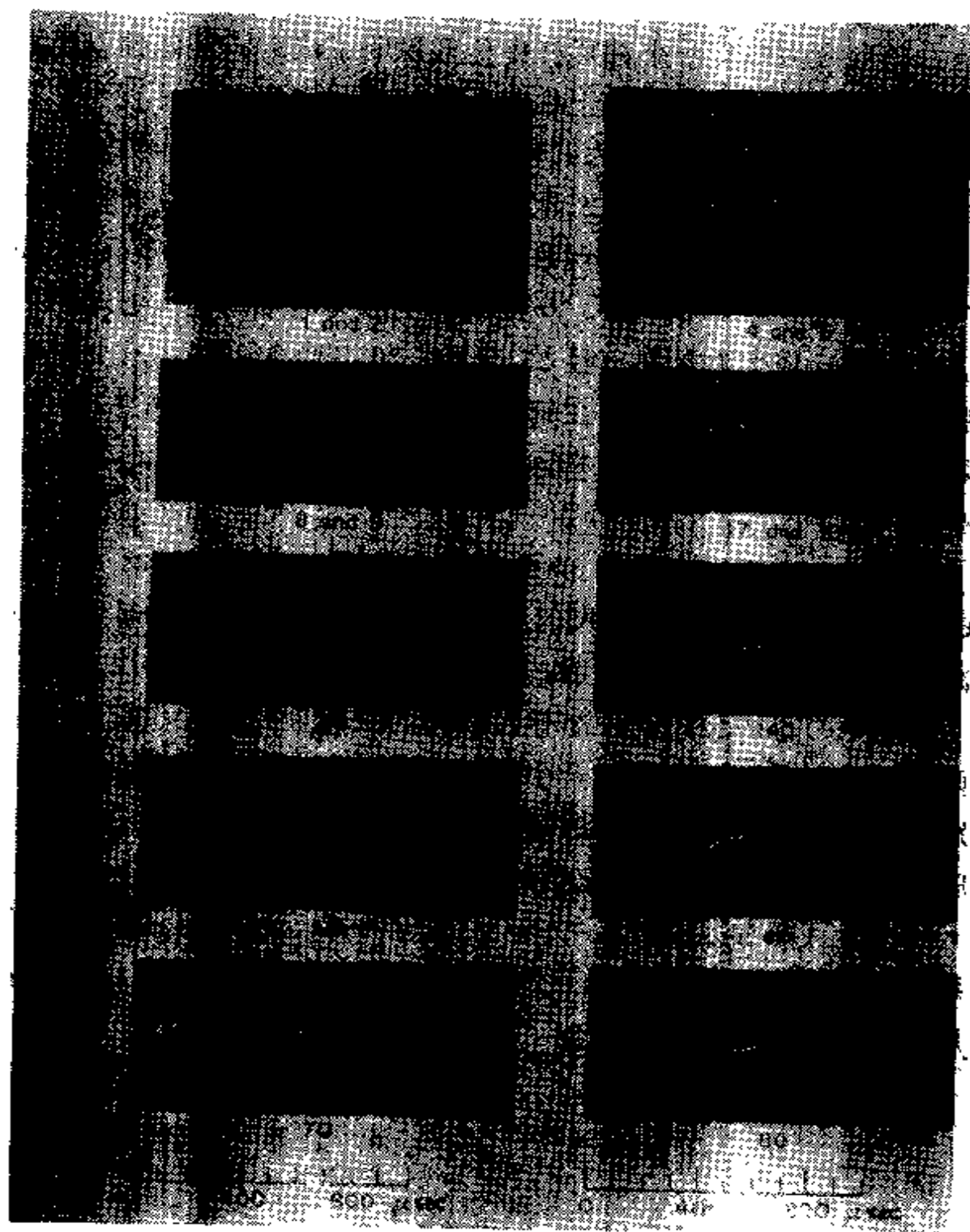


图6.2.1 圆柱形钢棒的纵向振动的记录
在每个照片下面标明周期的数目。

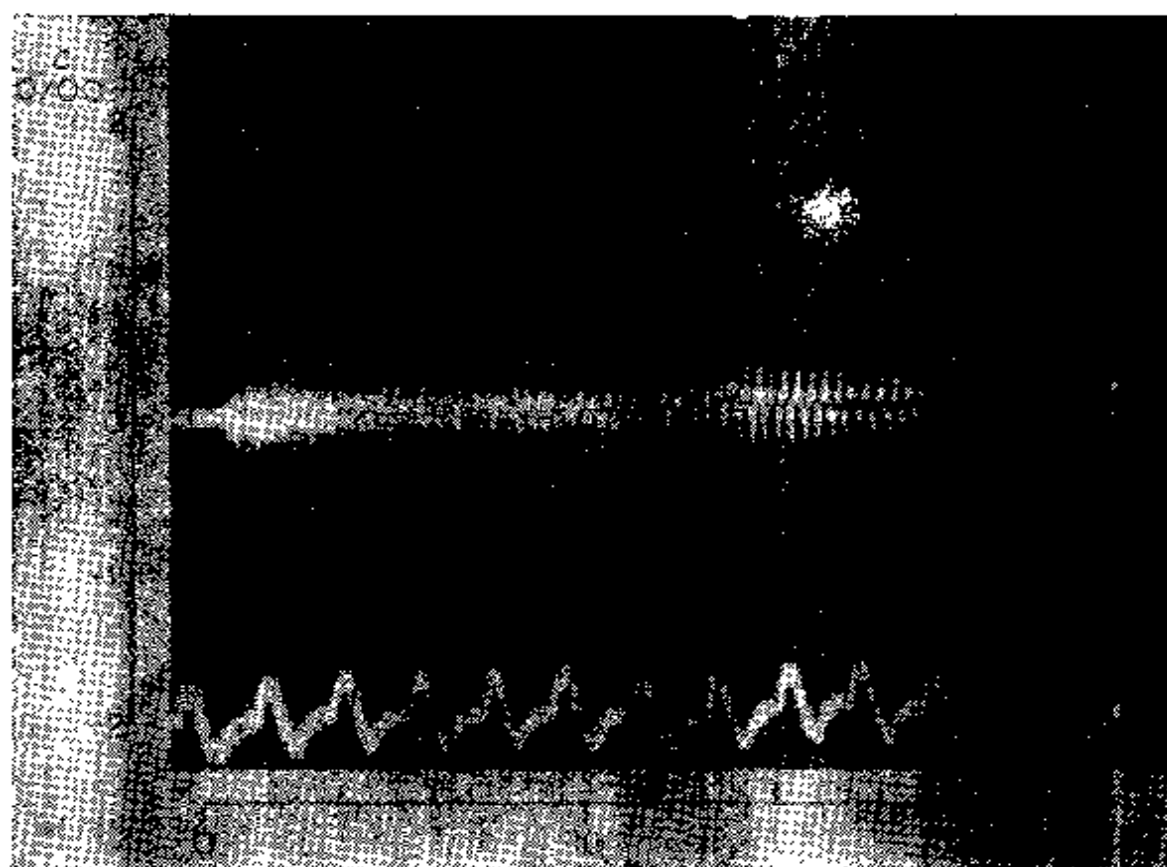


图6.2.2 表示应力波往返传播的示波图

图 6.2.4 a 表示按照图 6.2.3 在不同时间径 向的冲击波应力和半径的函数关系。由于在洞内的压力是定值 p_0 ，当冲击波以音速向外传播时在小洞的周围留下稳定的应力分布。图 6.2.4b 表示当孔内压力突然上升到 p_0 然后按照关系式 $p = p_0 e^{-0.25t}$ 衰减时相应的图。从图解可以清楚地看到冲击波的形状很少受孔内压力衰减的影响。图 6.2.4 c 给出了当 $p = p_0$ 时不同时间的球形冲击波。

如果我们不考虑由于陡峻的冲击波阵面而引起的损失，冲击波能量和半径的函数关系是一个以音速传播的 形状 不变的曲线（在初始阶段以后）。对这种关系的表达式是塞尔别尔格对于球形状状态所作出的结果，即 $r(\sigma, +2\sigma,)$ 不变地以音速传播。

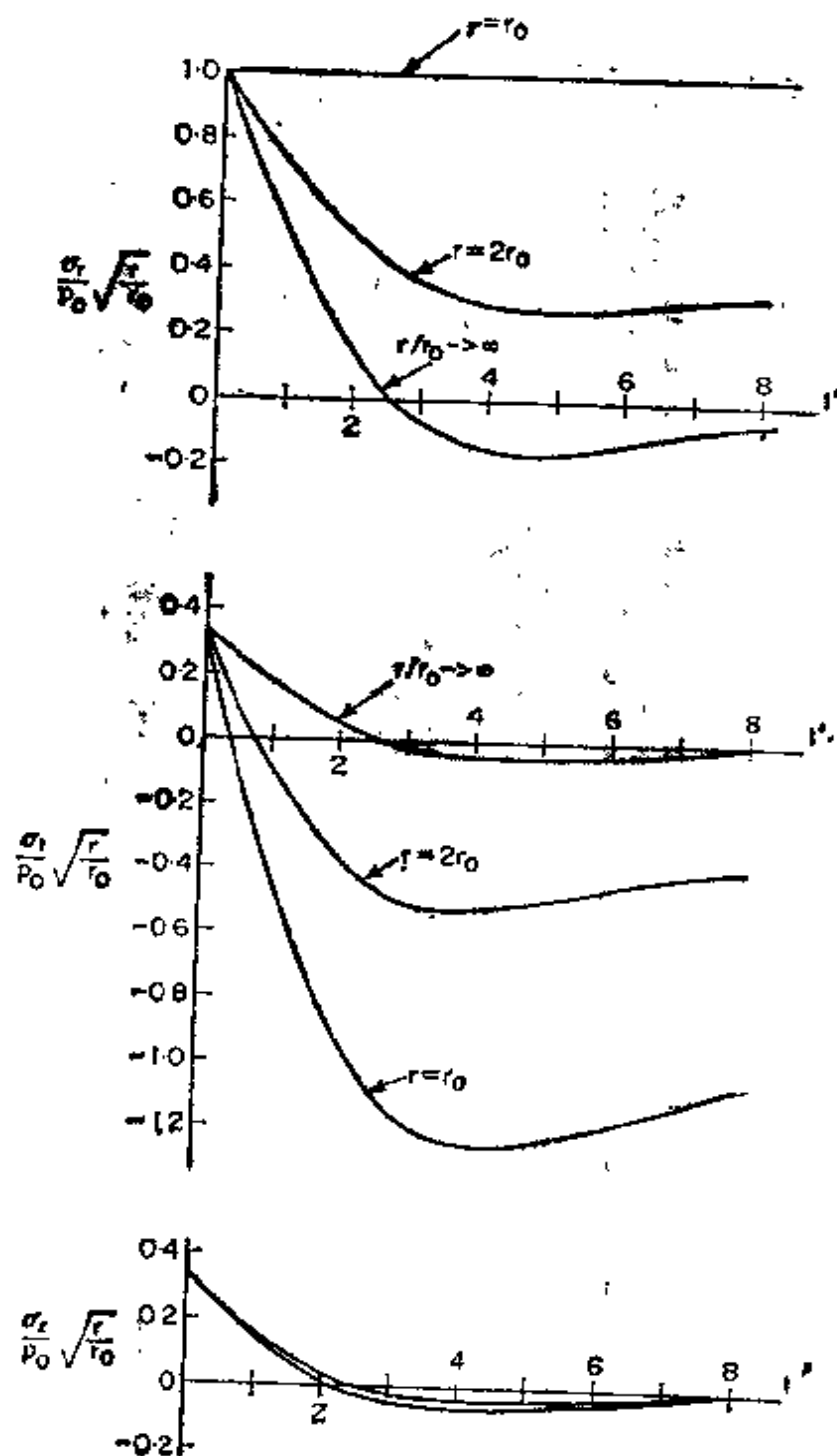


图6.2.3 在圆柱形药柱周围的三个主弹性应力和时间的函数关系

$$t' = t/t_0 - (r - r_0)/r_0; \quad t_0 = r_0/c_p$$

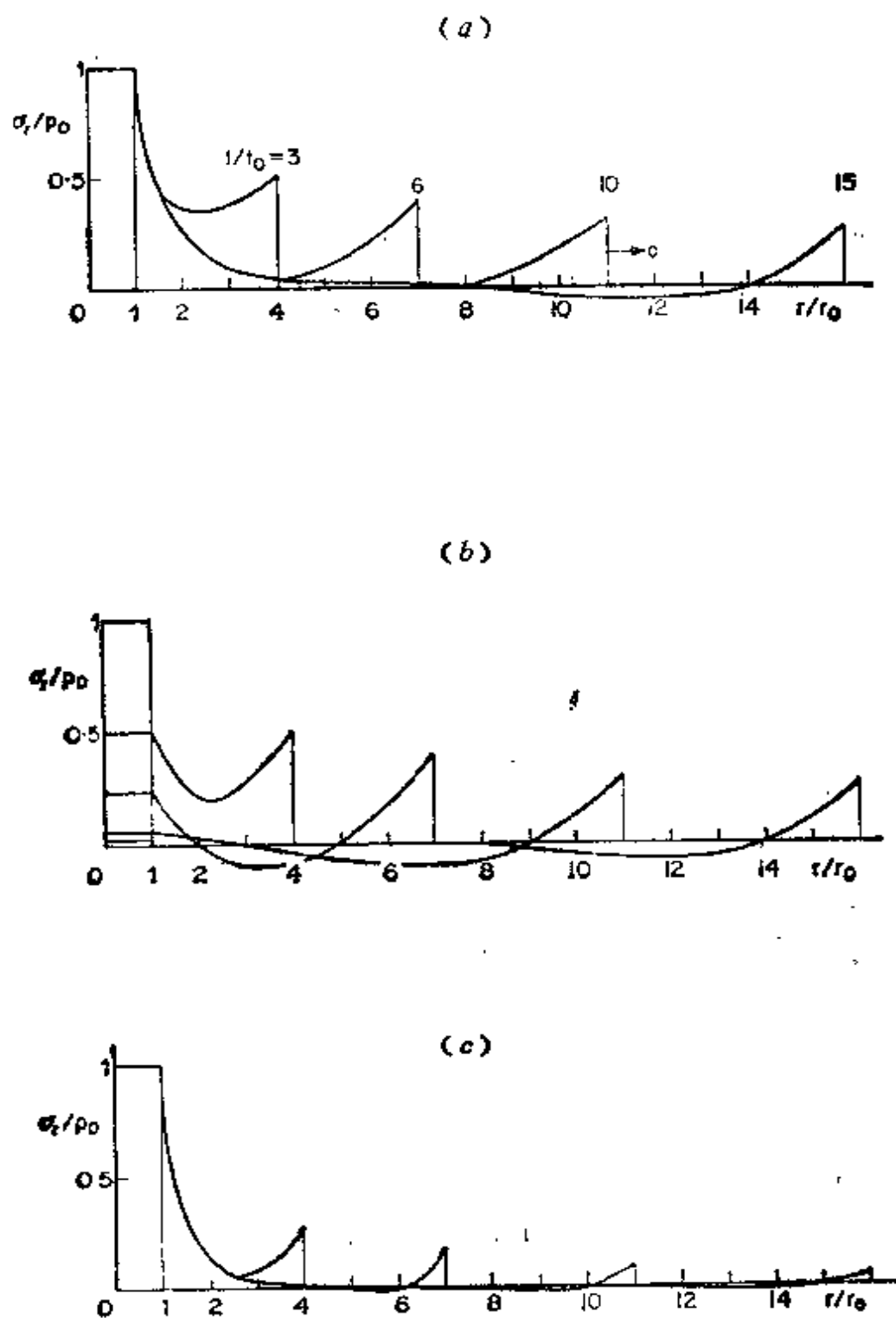


图6.2.4 径向弹性应力在不同时间的侧断面图
 (a)和(b)圆柱形装药; (a) $p = p_0$; (b) $p = p_0 \exp(-t/4)$;
 (c)球形装药, $p = p_0$ 。

§ 6.3 封闭装药所作的功

a. 引言

在岩石爆破中装药是放在炮眼里的，这种外壳比较坚固，因此，甚至当大部分能量是通过后续燃烧释放出来时，炸药的大部分反应能都可以被用来作有用功。例如，经验指出，硝化甘油系炸药既可以作为猛炸药以 $6000 \sim 8000$ 米/秒的速度完全爆轰，又可以作为低级炸药仅以 $2000 \sim 3000$ 米/秒的速度爆轰和后续燃烧，而这两种情况的效果是近似相等的。

炮眼和自由表面垂直的所谓漏斗坑爆破是一个例外。这种爆破要用冲击波松动岩石，因此需要猛炸药。由于漏斗坑爆破每立方米消耗的炸药相当于台阶式爆破的 $5 \sim 10$ 倍，因此这种爆破无关紧要。在别的许多岩石爆破类型中炮眼和自由表面是平行的。在坑道爆破中，许多楔形切割就是具体的例子。考虑到岩石的挖掘容积，炮眼和自由表面平行的爆破始终占优势。

拉德加德-佩德森 (Ladegaard-Pedersen) 和 珀森[●] 所提出的对有机玻璃的模拟爆破指出了炮眼和自由表面的方向非常重要 (见图 6.9.1)。这两种情况都是把相同重量的药柱集中放在炮眼的底部，药柱中心离自由表面的距离相同，但在爆炸效果上有明显的差别。当炮眼和自由表面平行时可以松动大量容积的岩石，而炮眼和自由表面垂直的情况就不是这样，其原因是主要的裂缝呈辐射状扩展，甚至对于集中的装药也是如此。

有许多试验方法来测量炸药对不同物质的爆破能力。如把装药密封在水中，密封在铅块中或弹道臼炮中来研究膨胀的爆轰气体所做的功。约翰逊在一个分析中指出，在这些不同的方法中气体的膨胀过程是很不相同的。而且其中有些和岩石爆破完全不同。在开始分别地讨论每种方法前先作一概述是适宜的。

当一个完全充满爆炸室的装药爆轰时，室壁得到极大的径向

● 未公布的结果。

加速度和受到猛烈的压缩。壁上的压力是装药起爆点的位置和几何形状的复杂的函数并且最初取决于与爆轰过程有关的气体的瞬间运动。其瞬时超压迅速衰减（对 10 克的装药在大约 2 微秒的时间内），因此在不变形的室中爆轰后得到的初始压力和气体容积是近似计算的适当出发点。硝化甘油的平衡气体压力是 100 千巴，平衡温度介于 $3000\sim 4000^{\circ}\text{C}$ 之间，因此在周围介质中形成一个冲击波。在阵面后压力近似地按照指数曲线衰减，而冲击波的主要能量集中在开始以超音速传播而后衰减为音速的适当厚度的球形壳内。在水中，铅铸中和岩石中冲击波的过程是相似的，但在以后的等熵膨胀中，爆轰气体对外功的利用方式是不一样的。

在水中，一旦冲击波分离了，损失就很小，而且等熵膨胀的爆轰气体对外做功主要是给气泡周围的水以动能。由于要对周围的水压做功，水朝外方向运动的径向速度受阻止。如果水的深度足以阻止气泡跑到水面的话，气泡形成一个脉动系统，并且由于水的粘滞性，振幅缓慢地衰减。

在铅铸中等熵膨胀的最初阶段（在冲击波消失以后）能量的主要部分是给铅以动能。但在此情况下，流动消耗了相当多的变形功，而当所有的能量都消耗在铅铸的塑性变形上时，铅铸容积的膨胀也就停止了。在铅铸实验时爆轰气体对周围空气做的功可以忽略不计。

当在炮眼和自由表面平行的岩石中爆破时，在冲击波消失后，由于裂缝中气体剩余压力的作用，在准静态应力场的影响下，径向裂缝向自由表面的延伸起着主导地位。在这种情况下，气体的对外功主要消耗在岩石的变形、压缩和裂缝的形成。在炮眼前面的岩石直到与留下的岩石脱离以前没有获得明显的动能。

如果装药没有填满药室，或者它含有低密度的炸药，就可以设想爆轰气体在爆炸室均匀分布之前是等温膨胀的。在尔后的气体等熵膨胀中，装药量不变则当初始药室的容积增加时在水中径向流的最大动能（ $W_{\kappa_{\max}}$ ）和铅铸的容积都要减小。

但是，随着初始药室容积的增加，冲击波的能量减少，这样使得水中最大动能不断增加并通过最大值，而铅埭容积增加趋于一上限。

在岩石中当装药重量是常数时的临界负荷随着炮眼比容积而增加，并通过最大值，甚致当冲击波的能量是常数时也是这样。而且当爆炸室的容积增大时，由于冲击波能量减少的结果，这个最大值就变得更明显了。

在弹道臼炮中，爆炸室的容积是选定的，因此臼炮和抛射体不因爆轰气体作用而塑性变形。这样可以忽略冲击波。但是，等温膨胀到样品容积的 40 倍说明在抛射体离开臼炮前仅有爆轰气体能量的三分之一给予了臼炮和抛射体。

在阿伦 (Ahren) 的抛射臼炮中和在铅埭中一样，炸药是装满空腔的。为了使臼炮经受爆轰气体的压力而不产生太大的变形，一般限于使用爆速在 2500 米/秒以下的低级炸药。

下面比较详细地讨论各种测量封闭装药释放能量方法的机理。本章其余部分将专门讨论岩石爆破的机理和有关问题。

b. 水中冲击波和气球

本节应用了科尔 (Cole) 和英哈姆雷 (Enhamre) 水下爆炸的精确算法。

如上所述，当一个高密度的猛炸药球形装药在水中爆轰时，迅速增大的压力给水以剧烈的压缩和极大的径向加速度产生一个具有间断面的冲击波。冲击波阵面的径向速度最初超过 5000 米/秒。但是随着直径的增大则迅速地降低到等于水中的音速约为 1500 米/秒。冲击波的能量随着半径增大不断减小而冲击波压缩层厚度则不断增加。在冲击波离开后，气泡继续膨胀使周围的水径向流动。在爆轰气体的压力降低至等于周围的水的静压之前，水流的动能都是增加的。然后，水的径向速度开始衰减而当水流停止时在气体容积内是负压。在它的影响下水开始朝中心反向运动从而得到一个脉动的气球。如果忽略粘滞性和热传导的损失，则

气泡又可以恢复到初始的容积。

下面的计算是对密度为 1.6 克/厘米^3 ，重量一公斤的硝化甘油做的。如果总能量除以 ω 距离和时间除以 $\omega^{1/3}$ ，则这种计算可用于对 ω 公斤装药的计算。

因为冲击波在时间和空间上有限的扩展和它大的径向冲击速度，假定炸药的能量 (Q_e) 的一确定部分 (q) 随着冲击波逸散就可以对此过程有一个满意的解，即

$$W_s = qQ_e \quad (6.3.1)$$

式中 W_s 是冲击波的能量。在等熵膨胀阶段，气球的半径 R_i 从 R_0 增至 R_1 。假定第一阶段截止时冲击波在周围介质中消失从而不影响尔后的过程。其中水的可压性可以忽略并进一步假定由粘性和热传导引起的损失可忽略不计，于是给出条件

$$R^2 u = R_i^2 u_i \quad (6.3.2)$$

式中 u 是在半径 R 处水的速度，脚注 i 表示界面。

如果在起始阶段气泡容积 $V_1 = 4\pi R_1^3/3$ 时水是静止的，于是，当气体体积增大到 $V = 4\pi R^3/3$ 时，其动能是

$$W_k(V) = U(V_1) - U(V) - p_0(V - V_1) \quad (6.3.3)$$

式中 $U(V_1) - U(V)$ 是爆轰气体内能的减量，而 $p_0(V - V_1)$ 是气体对周围压力所做的功。在图 6.3.1 中分别地描出这些量在 p_0 等于 2 巴和 5 巴时与半径的函数关系图，这相当于水深为 10~40 米的情况。再进一步假定 $q = 0.5$ ，这相当于从 $R_0 = 0.053$ 米到 $R_1 = 0.081$ 米的等熵膨胀。在计算 U 时硝化甘油反应产物的状态方程式由式 (1.7.2) 所给出。图 6.3.2 表示对于 $p_0 = 2$ 和 5 巴时脉动球的半径与时间的函数关系。总的动能是

$$W_k = 2\pi\rho R_i^3 u_i^2 \quad (6.3.4)$$

式中 ρ 是水的密度。

图 6.3.3 表示 $p_0 = 2$ 和 5 巴时 u_i 和 R_i 的函数关系和图 6.3.4 表示爆轰气体的压力和 R 的函数关系。当水团的径向运动停止时，若 $p_0 = 5$ 巴则气泡中的压力是 0.2 巴， $p_0 = 2$ 巴气泡

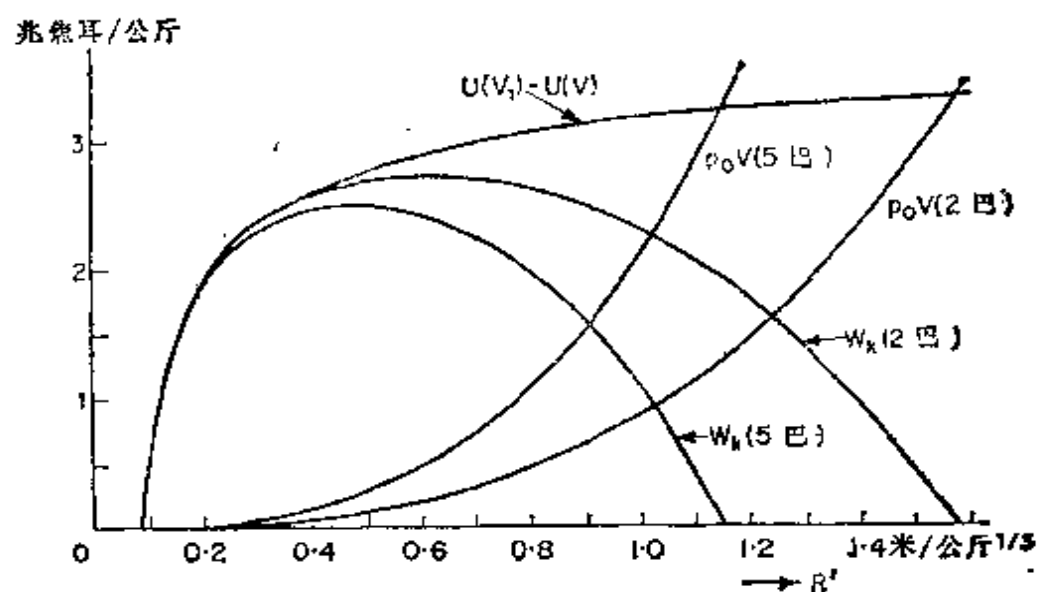


图6.3.1 硝化甘油在水中爆炸时能量与气泡半径的关系

对比变量，相对于2和5巴静水压的深度。 $U(V_1) - U(V)$ 气体内能的减量， $p_0 V$ 对于静水压作的功， W_k 由于径向运动周围水的动能。

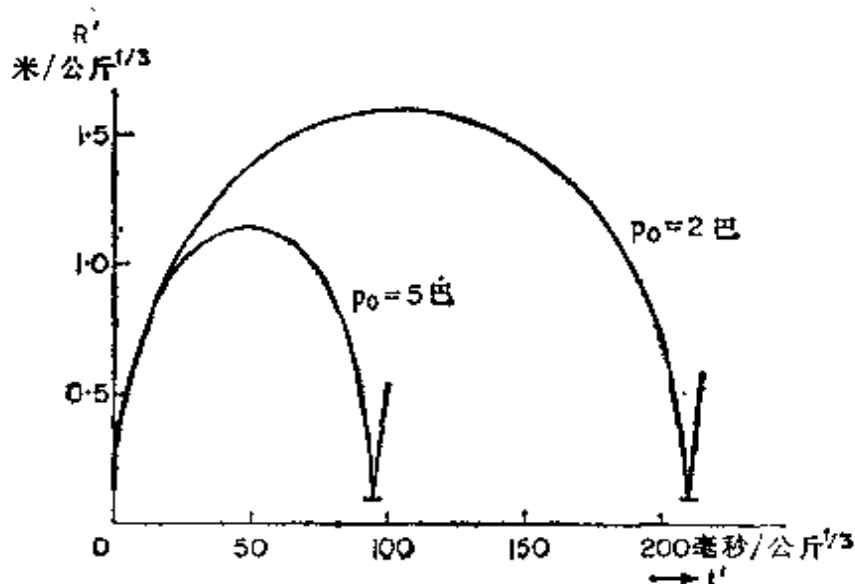


图6.3.2 脉动的气泡半径和时间的函数关系(对比变量)

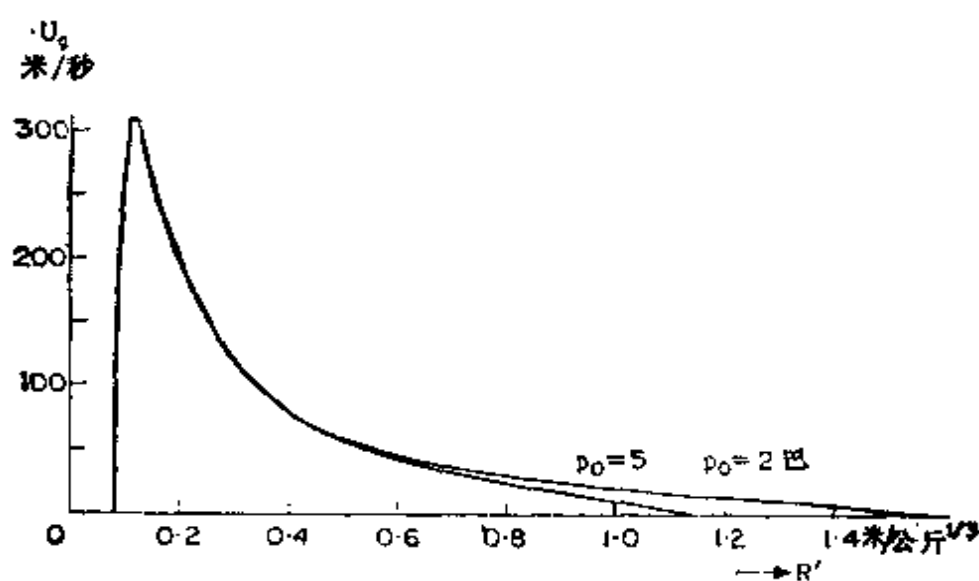


图6.3.3 气泡表面的径向速度和气泡对比半径的函数关系

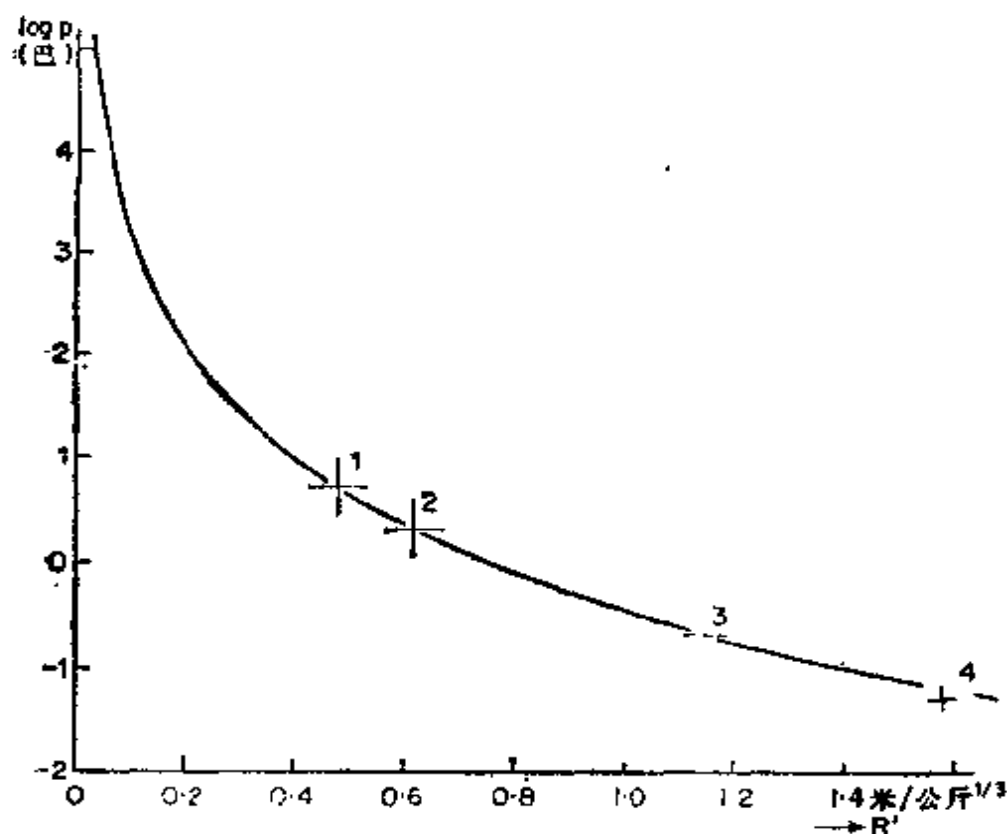


图6.3.4 气泡中气体压力与气泡对比半径的函数关系

数字指示的气泡半径和压力为：

1. $p = p_0 = 5$ 巴； 2. $p = p_0 = 2$ 巴； 3. 对 $p_0 = 5$ 巴的
 $R = R_{\max}$ ； 4. 对 $p_0 = 2$ 巴的 $R = R_{\max}$ 。

中的压力是 0.06 巴。

考虑到方程 6.3.2 能量的径向分布是

$$dW_z/dR = 2\pi\rho R_0^2 u_0^2 (R_0/R)^2 \quad (6.3.5)$$

图 6.3.5 表示在四个不同的时间 $p_0 = 5$ 巴时, dW_z/dR 和半径的函数关系。

图 6.3.6 表示在对数坐标中一定的距离处冲击波压力衰减为波阵面压力的一半时的时间。而图 6.3.7 表示对于 $q = 0.5$ 硝化

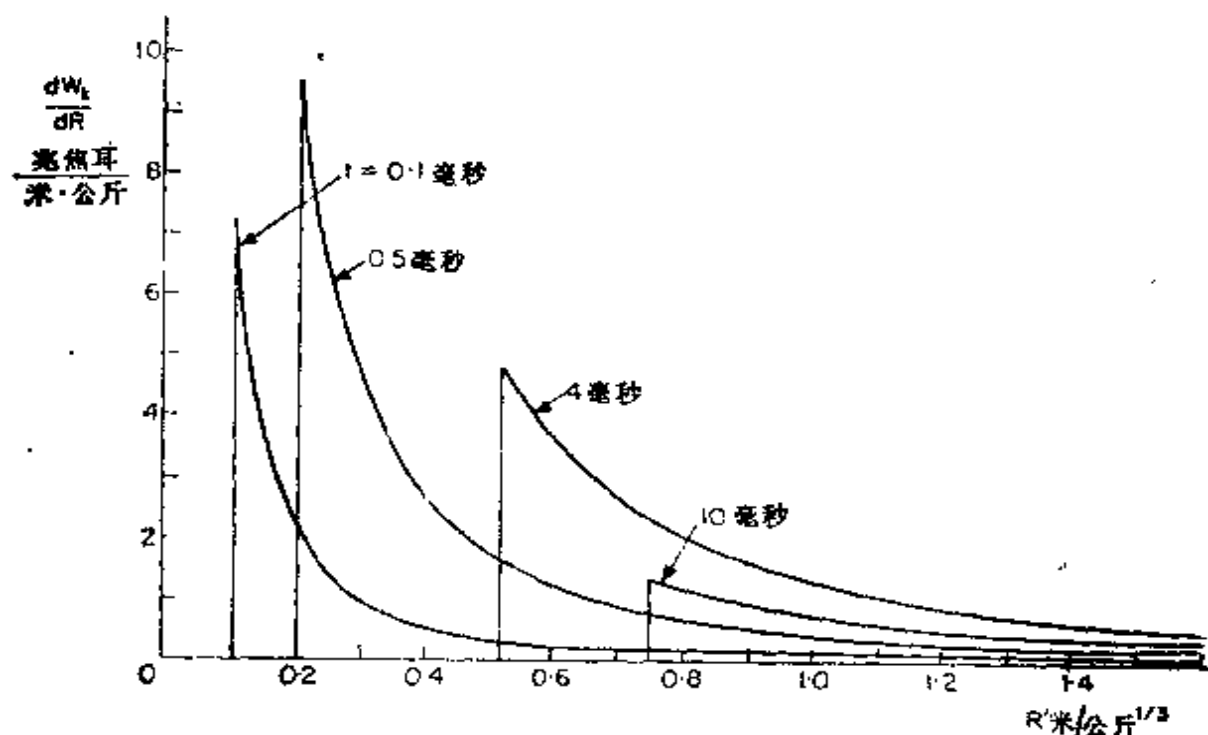


图 6.3.5 $p_0 = 5$ 巴时, 不同时间径向流的能量分布

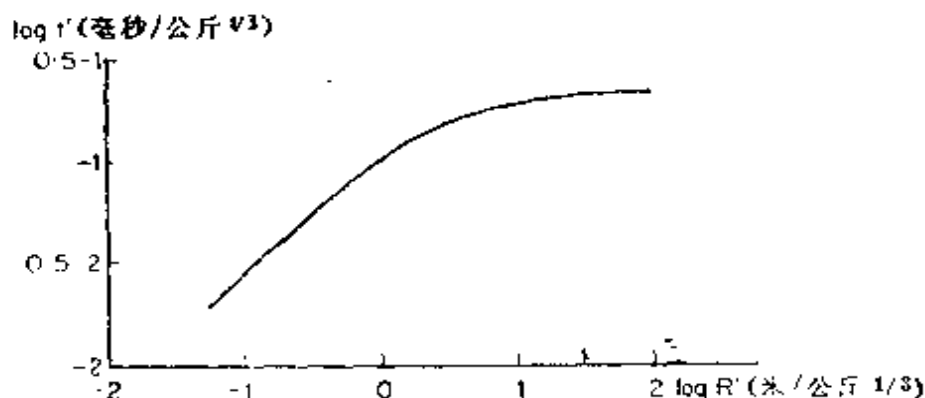


图 6.3.6 在一定对比距离上冲击波压力衰减为波阵面压力一半时的时间

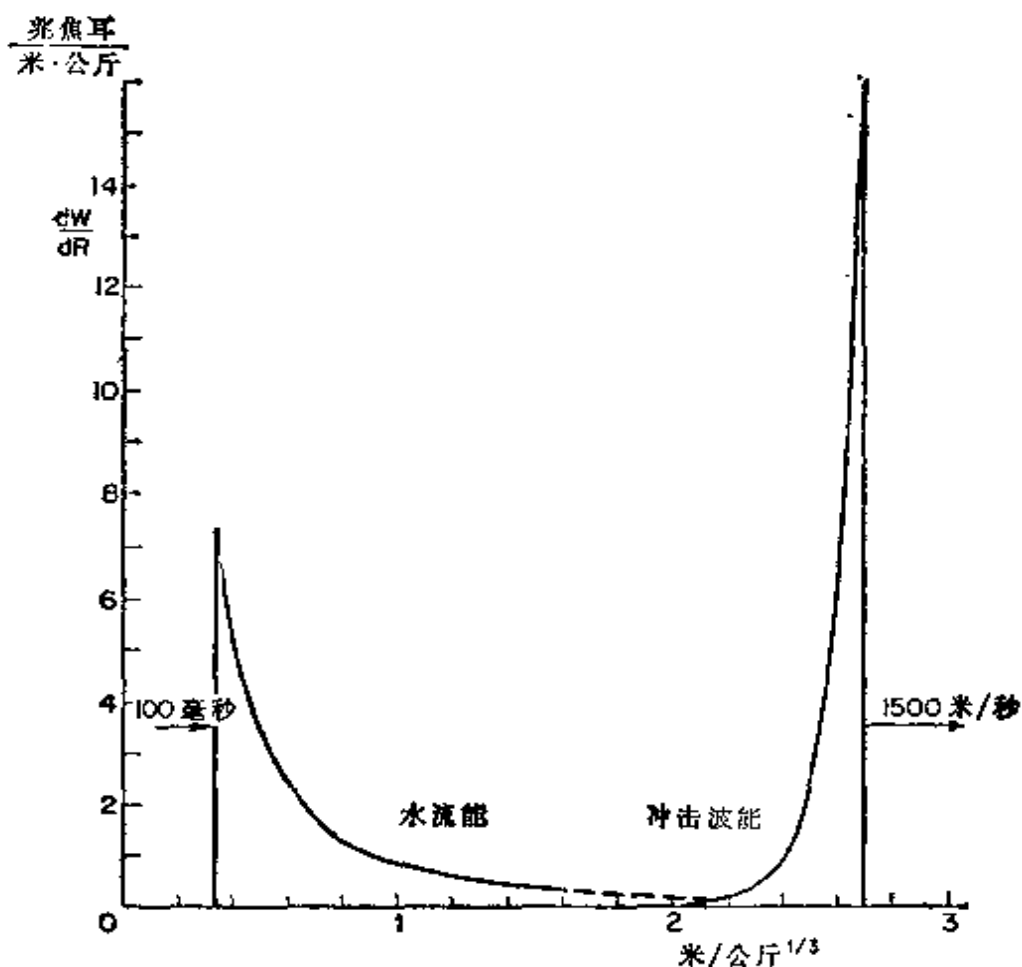


图6.3.7 在冲击波和径向水流中的能量分布

(爆裂后1.5毫秒 $p_0 = 5$ 巴)

甘油的球形装药在水深 40 米处 ($p_0 = 5$ 巴) 爆裂 1.5 毫秒后计算的能量分布和半径的函数关系。图的右边表示以 1500 米/秒传播而形状只是缓慢变化的冲击波的能量分布。左边表示缓慢地跟在陡峻的界面后而朝着气体的径向流的能量分布，此曲线在整个时间里改变形状，而它的积分面积，即总能量经过一个最大值然后下降为零。

图 6.3.8 表示在对数坐标中冲击波是如何与气泡分开的。图 6.3.9 按照柯克伍德 (Kirkwood) 和布林克利 (Brinkley) 理论，表示作为爆热的百分数的冲击波能量是冲击波阵面半径和装药半径之比的函数关系，装药为梯恩梯密度为 1.5 克/厘米³。由图知，冲击波带走了 53% 的炸药能量，但在起始阶段，由于冲击波能

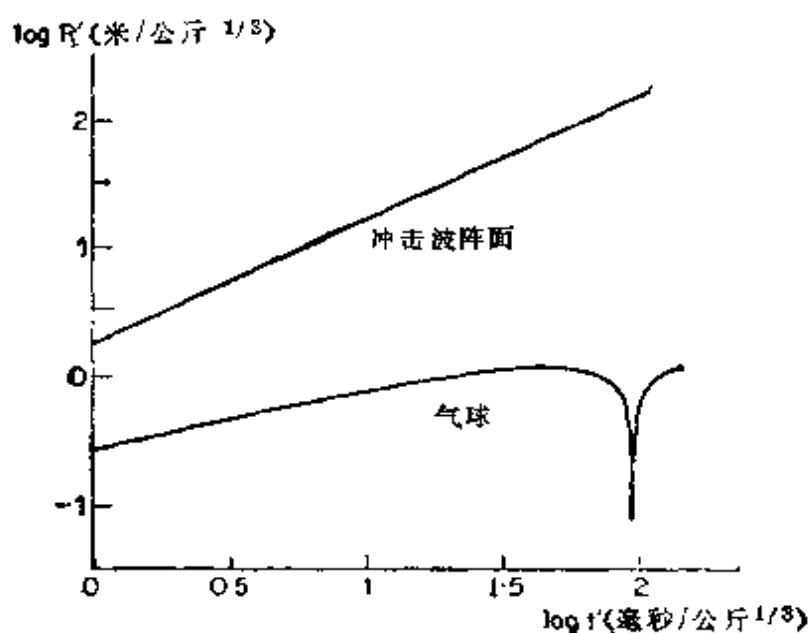


图6.3.8 在 $R - t$ 对数坐标中冲击波阵面和气泡的半径
 $P_0 = 5$ 巴

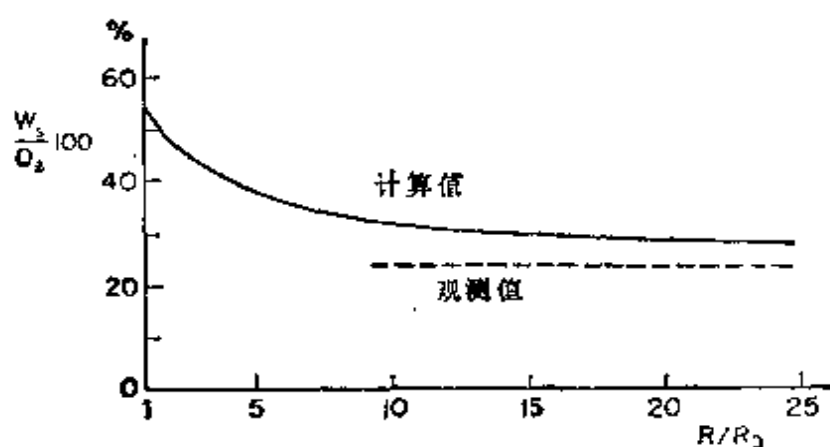


图6.3.9 冲击波能量与爆炸能量之比与冲击波阵面的半径和装药半径之比的函数关系

实线：由柯克伍德和布林克利计算结果；虚线：用压力测量结果。

量转化为热，它的能量散失得很迅速。随着直径增加，衰减逐渐减慢，而在 1.5 毫秒后，此时 $R=2.7$ 米， $R/R_0=51$ ，冲击波的能量接近常数。图 6.3.9 中的虚线是在 $R/R_0 \geq 10$ 时从测量得到的压力计算的，它比理论值低相当多。这说明图 6.3.1~5 和图 6.3.7 对密度为 1.6 克/厘米³ 的硝化甘油计算采用的 q 值太高了，它比较接近 0.4 而不是 0.5。

当炸药含有均匀分布的空气和空隙时，可以假定在整个容积被充满具有均匀压力的静止气体以前，爆轰气体的膨胀不做任何外功而且温度是不变化的。图 6.3.10 表示最大动能即在图 6.3.1 中的 W_k 的最大值与 q 从零到 0.5 之间与空隙容积 (V_1) 的函数关系。随着 V_1 增加， q 可能下降。如果这样，则 V_1 的函数 W_k 将如虚线所示达到一个极大值。

图 6.3.11 表示在对数-对数图上以巴表示的梯恩梯冲击波阵

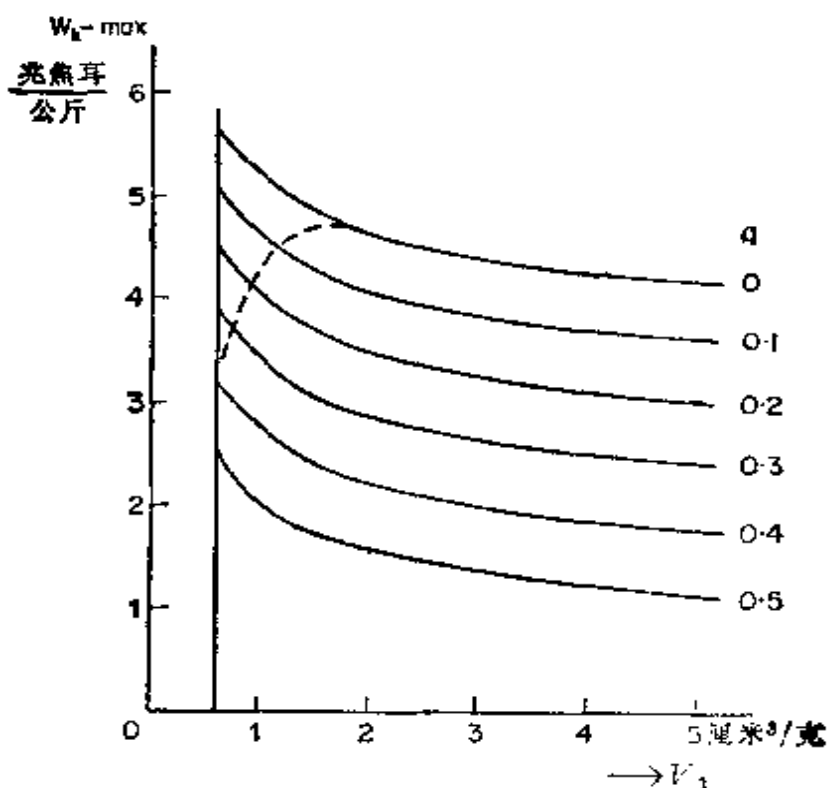


图 6.3.10 径向流的峰值动能和最初空穴容积的函数关系

q 爆炸能交给冲击波的份数， $p_0 = 5$ 巴。

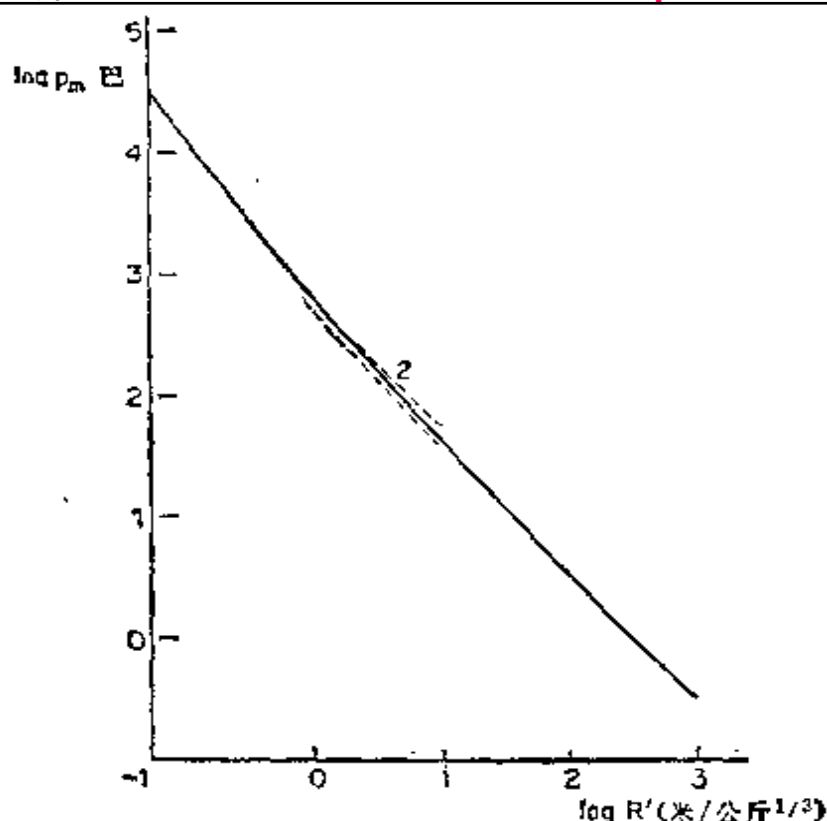


图6.3.11 水中冲击波阵面压力和梯恩梯对比半径函数关系对数图

实线：按照柯克伍德和贝蒂的理论值；虚线：1—按照伍德霍尔 (Woods hole) 的实验；2—按照基尔 (Keil) 的实验值。

面压力 p_m 与对比距离 $R' = R/w^{1/3}$ 之间的函数关系。 R 是离装药中心的径向距离， w 是以公斤表示的装药重量。图 6.3.12 表示梯恩梯的对比冲量 $i = w^{-1/3} \int p dV$ 与 R' 的函数关系。单位是巴毫秒。

c. 铅铸中的流动和塑性变形

铅铸试验在欧洲大陆被用来评定炸药在岩石爆破中作机械功的能力。

在铅铸实验中，炸药被放在铅铸的圆柱形轴向孔中。铅铸的直径和高是 200 毫米，孔径 25 毫米深 125 毫米在炸药试样上的孔隙填满干燥的石英砂，按照不同的标准，试验样品的重量为 10 到 15 克。

为了和戈登等人的假设相一致，以后假定铅铸是一个直径 204 毫米 (8 吋) 的球。面炸药样品放在球中心一个直径 25 毫

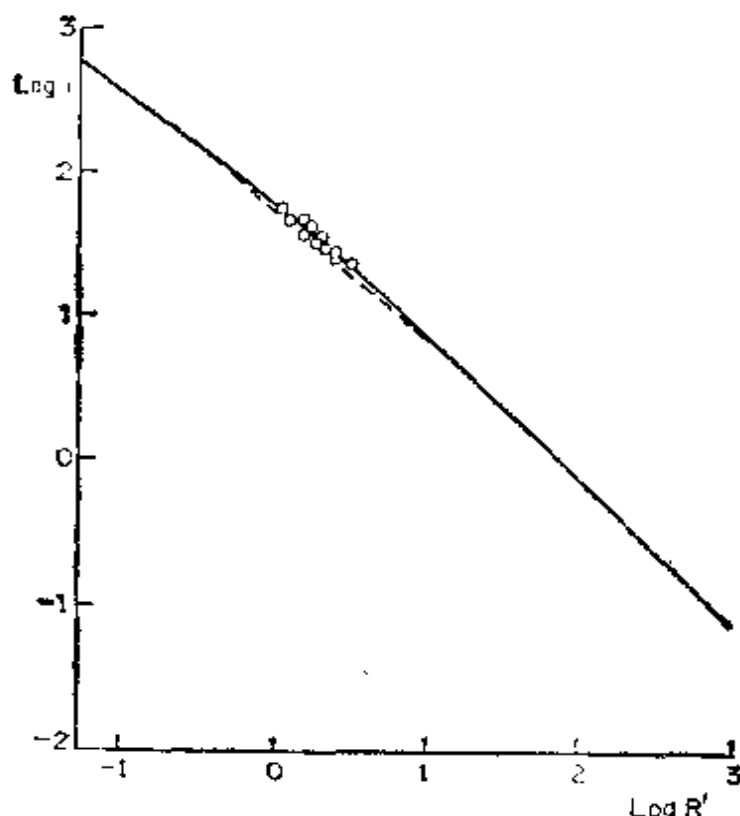


图6.3.12 以对数表示的梯恩梯水中对比冲量和对比半径之间的函数关系

实线：按照柯克伍德和贝蒂的理论值；虚线：按照伍德霍尔的实验值；点：按照韦布尔(Weibull)。

米深 115 毫米的径向孔内 $\left(4 - \frac{1}{2}\right)$ 吋，孔内填满干砂子。

若炸药样品为高密度的猛炸药，则最初得到与水下爆炸几乎一样的效应。由于压力的迅速增长产生一个剧烈的径向加速度，并在铅中伴随着以冲击波形式传递的压缩。与水下的爆炸情况一样，假定一部分炸药能量(q)传给了冲击波。爆轰气体从 $v_0 = 4\pi r_0^3/3$ 等熵膨胀到 $v_1 = 4\pi r_1^3/3$ 。对于给定的炸药样品 v_1 决定于 v_0 和 q 。假定冲击波的能量消失在周围的铅中，则对以后铅球的变形过程没有影响。

和在水下爆炸的情况一样，假定在后来的气体等熵膨胀中可以忽略铅的压缩，于是得到条件

$$r^2 u = r_1^2 u_1 \quad (6.3.6)$$

$$4\pi(R^3 - r_i^3)/3 = A \quad (6.3.7)$$

式中 u 是在半径 r 处铅的质点径向速度。而脚注 i 表示在爆轰气体-铅交界面的值。 R 是铅球外表面的半径而 A 是铅球中铅的容积, 其值不变。对此应用了 $A = 4\pi(R_0^3 - r_{i0}^3)/3$ 。脚注 0 表示初始值。

当爆轰气体膨胀时, 使铅球塑性变形而做功。铅的动能是

$$W_k = \Delta U - W_{pl} \quad (6.3.8)$$

$\Delta U = U(v_1) - U(v)$ 是爆轰气体由于从 v_1 等熵膨胀到 v 引起内能的减量而 W_{pl} 是铅变形所需的功。

$$W_{pl} = -\frac{4}{3}\tau_c [v(\ln A/v + 1 + v/2A) - v_1(\ln A/v_1 + 1)] \quad (6.3.9)$$

图 6.3.13 是在假定 $q = 0.2$ ($v_1 = 8.2$ 厘米³) 时密度为 1.6 克/厘米³、重为 10 克 ($v_0 = 6.25$ 厘米³ 硝化甘油) 的 ΔU 和 W_k 与 $v = v - v_0$ 的函数关系。

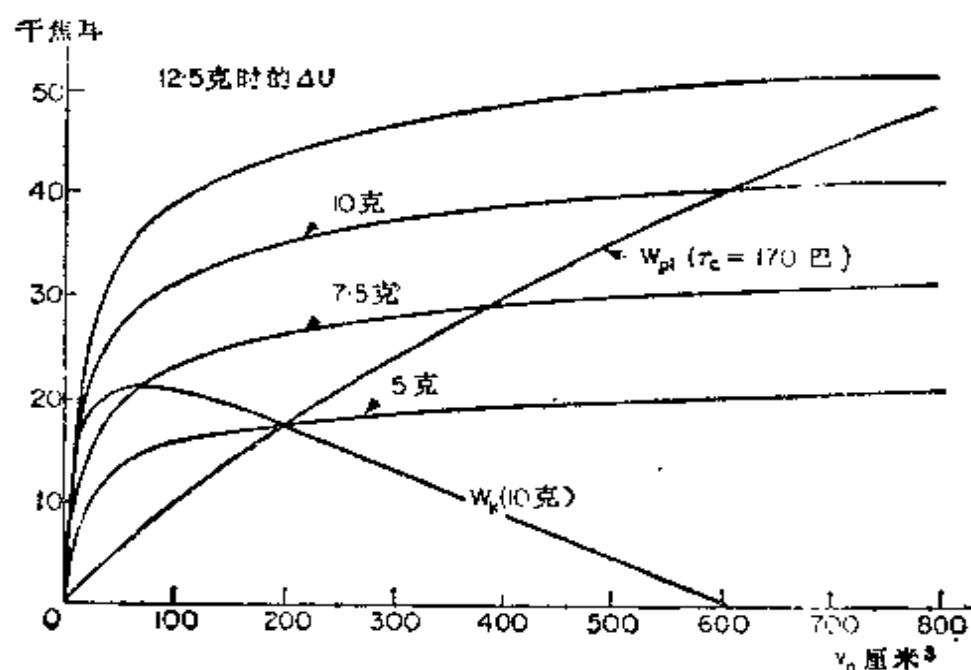


图6.3.13 假定20%的爆炸能给冲击波 ($q = 0.2$), 在铅球中当爆轰气体膨胀时能量和容积的函数关系

ΔU —气体内能的减量; W_{pl} —塑性变形的能量; W_k —铅球的动能。

炸药: 硝化甘油。

爆轰气体的状态方程式和它的内能按照 § 1.7 计算。图也表示了对于 $\tau_c = 170$ 巴计算的 W_{pl} ，这是通过比较计算的铅铸容积和测得的铅铸容积得到的一个物质常数（见后面）。

从图上我们得到当 $v = 4\pi r_g^3/3 = 70$ 厘米³ 时最大动能 (W_{kmax}) 是 21.5 千焦耳。其动能是

$$W_k = -\frac{3}{2} \rho v u^2 [1 - (A/v - 1)^{-1/3}] \quad (6.3.10)$$

以 $A = 4184$ 厘米³ 和 $\rho = 11.34$ 克/厘米³ 和 $W_k = 21.5$ 千焦耳代入上式得最大速度 u 是 156 米/秒。在达到最大值后动能用来产生连续的塑性变形，而当运动停止时按照方程 6.3.8 从关系式

$$U(v_1) - U(v_2) - W_{pl}(v_2) = 0 \quad (6.3.11)$$

得到最终容积 (v_2)。借助于戈登、里德和莱珀在球形铅铸内测得的一系列炸药从 6 ~ 18 克的铅铸容积 (v_g) 确定物质常数 τ_c 。他们的实验值集中在 $v_g w/k$ 图上的共同曲线上，其中 k 是炸药的特征常数。

图 6.3.14 给了黑索金 $k = 1$ ，奥托金 $k = 1.02$ ，麦地那

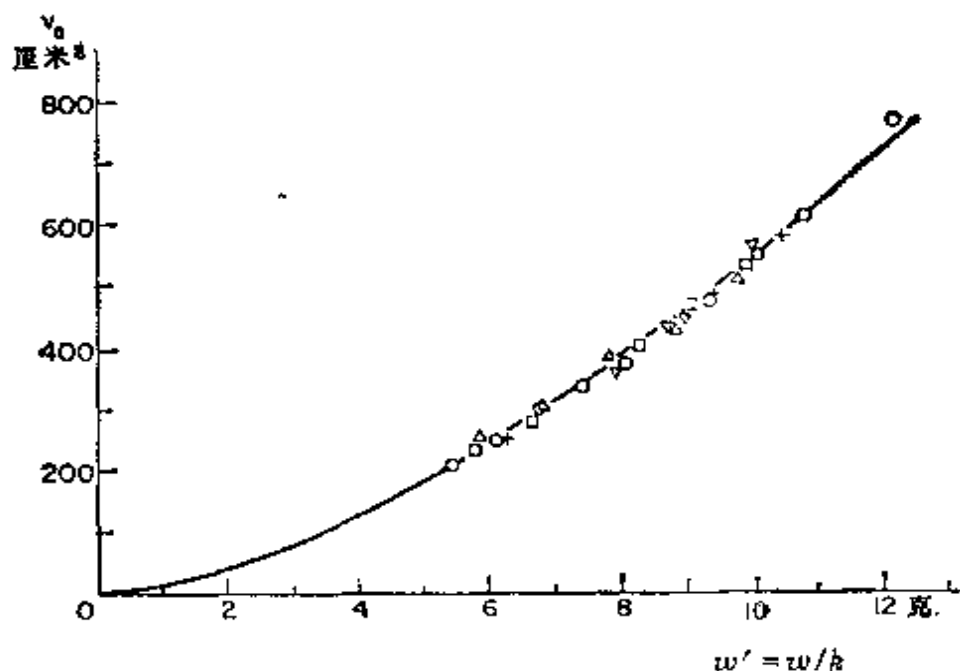


图 6.3.14 铅铸容积和对比装药重量的函数关系

实验值：▲—黑索金， $k = 1$ ；▼—奥托金， $k = 1.02$ ；+—麦地那 (Medina)， $k = 0.95$ ；□—特屈儿， $k = 1.20$ ；○—梯恩梯， $k = 1.5$ ；实线，计算值。

$k=0.95$, 特屈儿 1.20, 梯恩梯 1.5 的实验点。应用兰格福斯-基斯特洛姆提出的炸药在岩石中的相对破裂能力的公式

$$s = \frac{5}{6} e + \frac{1}{6} g \quad (6.3.12)$$

得到了硝化甘油的常数, 其中 s 是相对破裂容积, e 相对于黑索金的爆炸能量(Q_e), g 相对于黑索金的气体容积(V_g)。以黑索金的 $Q_e=5460$ 千瓦/秒/公斤和硝化甘油的 6280, 和黑索金的 $V_g=908$ 公升/公斤硝化甘油的 725 代入上式则得出 $s=1.08$ 。

按照图 6.3.14, 假定 $k=s=1.08$, 当 $w=10$ 克我们得到 $v_n=610$ 厘米³。这个值在图 6.3.13 内对 10 克的 ΔU 曲线上给出 $\tau_c=170$ 巴。在图 6.3.13 中同时还有 5, 7.5 和 12.5 克炸药的 ΔU 曲线。这些曲线和 $\tau_c=170$ 巴的 W_n 的交点给出 v_n 和 w 的函数关系。

图 6.3.14 中的实线就是这样计算的。它和戈登等人推导的关系式

$$w/k = (0.0638 - 0.165 \log v_n) v_n \quad (6.3.13)$$

是一致的。戈登在推导上式时假定塑性变形功和炸药量成正比。常数 k 的含义是 k 克炸药所产生的铅铸容积和一克黑索金所产生的相等。

按照图 6.3.13 和 6.3.14 计算铅铸容积时假定 $q=0.2$ 。同样对于 $q=0.1$, $\tau_c=185$ 巴, 或 $q=0.3$, $\tau_c=155$ 巴, 和测量的值是符合的。

如果装药的密度 $1/v_0$ 比固体炸药的结晶密度或液体炸药密度 ($1/v_c$) 低的话, 可以假设爆轰气体没有完成任何功就充满钻孔容积。连续地膨胀可以设想是等熵过程。图 6.3.15 中的虚线是复制 10 克硝化甘油 q 介于 0 到 0.3 之间 v_n 与 v_0/v_c 关系的计算值。

圆圈是 10 克泰安的测量值 (马达德的修正值是用 10.3 克

药)。按照图 6.3.15 这个结果与当容积增加时 q 值减少的假设是一致的。

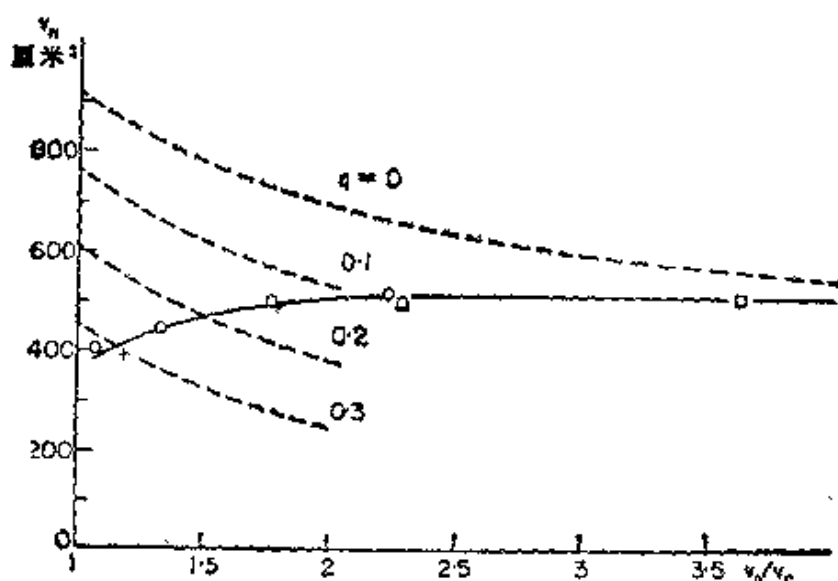


图6.3.15 铅埭容积与爆炸室和炸药结晶密度容积比的函数关系

10克泰安的实验值：○—海德和凯南；□—内奥姆(Naoum)；+—马达德。

虚线：10克硝化甘油的计算值。 q 爆炸能通过冲击波传出的比值。

d. 岩石破裂的模型

在台阶爆破中，当使用仅能使岩石松动的装药量时，冲击波的能量太小，以致不能在自由表面反射而产生裂纹。在炮眼附近冲击波形成一个相当短的径向裂缝系。在爆轰气体的压力影响下，在有利的位置上裂缝可以延伸到自由表面。约翰逊等人对这种岩石爆破过程的基本形态进行了概括的说明。这对于兰格福斯和基斯特洛姆的测定提供了一个解释，即按照方程 (6.9.1) 炸药爆破岩石的能力主要是它的能量的函数，气体的容积也起一个很小的附加作用。

在漏斗坑爆破中，当装药到自由表面的距离相同时，其重量相当于台阶爆破的极限装药量的 5~10 倍。此时岩石的破裂确系强烈的冲击波的作用。当它的自由表面反射时形成拉伸破裂或者裂纹。

漏斗坑爆破和台阶爆破的根本区别将要在 § 6.9 中关于岩石

爆破的机理中讨论。现在我们的讨论只限于台阶方法机理（见图6.8.4）。即使如此，这也是一个非常简化的叙述。只考虑了实际上非常复杂的岩石爆破的某些方面。

但是我们认为，这样提出了在岩石爆破中实验发现的非常重要的效应。这图像是由兰格福斯所发展的在实际岩石爆破中非常广泛和成功地计算装药和炮眼模型的基础。同时是今后预期的更精密方法的起点。

在假设从炮眼到自由表面的主要裂缝角是直角的基础上计算脱离的岩石块运动。选择方法是把裂缝的容积等于受裂缝中气体压力的压缩而使岩石减少的容积，并且把气体的压力和气体所做的功作为裂缝容积的函数来计算。

这结果和诺林（Noren）对岩石运动的实验结果相当一致。当单位炮眼长度装药尺寸一定时，对于临界抵抗限与炮眼直径的关系的计算指出，炮眼部分地装填炸药时，临界抵抗限有一个最大值，这结果和珀森等人提出的实验是一致的。

假设岩石是按照图6.3.16发生崩裂的。如果岩石多少具有

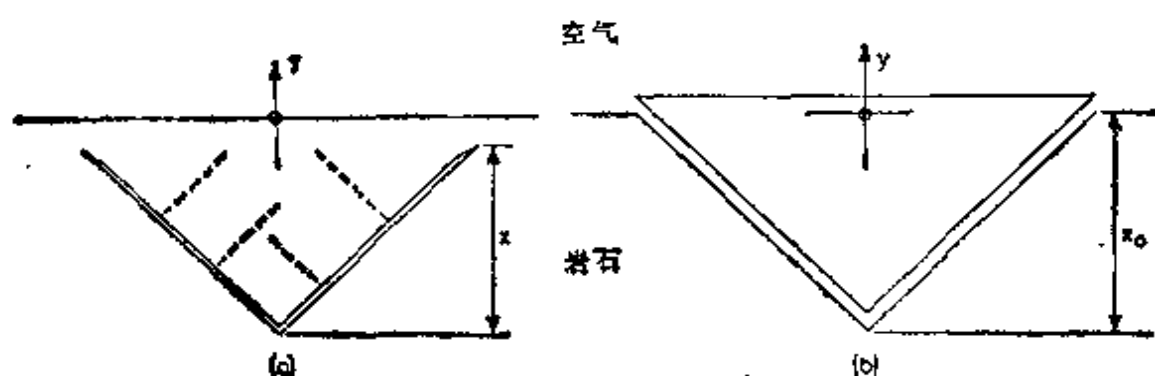


图6.3.16 岩石的松动和抛掷

如在图中虚线所表示的连结内裂缝系，活动的岩石多少受着四周压缩，形成了对弯曲有很大阻抗的梁，这解释了在诺林实验中直到裂缝达到自由表面时没有观察到移动的原因。

由于压缩引起岩石容积的减量和由此单位长度炮眼产生的裂

缝容积可以写作

$$\Delta V = \alpha x^2 k p \quad (6.3.14)$$

为了给 ΔV 一个正确的数量级可以假设 $\alpha = 1$ 。 k 是压缩性系数，而 p 是在裂缝中的气体压力。在裂缝到达自由表面前通过瞬时应力分布的分析，可以有一个较好的估算。而且尽管常数 α 的变化很大也可以得到满意的结果（见后面）。

如果把炮眼的容积记作 V_d ，炮眼和裂缝的气体总容积是

$$V = V_d + \Delta V \quad (6.3.15)$$

知道了炸药的能量和爆轰气体的状态方程式，压力就是气体容积的已知函数

$$p = p(V) \quad (6.3.16)$$

对于一个给定的 x 值， p 和 V 的相关数值是由 $p = p(V)$ 和直线 $V = V_d + \alpha x^2 k p$ 的交点图解确定。

当裂缝达到自由表面时（ $x = x_0$ ， $V = V_0$ 和 $p = p_0$ ），在气体压力的影响下不连续的岩石块开始沿 y 轴运动。气体通过裂缝流出而使压力降低。这样以数值的方法计算在裂缝中流动气体的压力与 y 值的函数关系就是可能的了。裂缝的容积是

$$V = V_0 + 2x_0 y \quad (6.3.17)$$

我们把 (6.3.17) 式求出的容积代入 (6.3.16) 式估算压力值，并引进了一个常数 s^2 以计算由于流出和估算裂缝容积 ΔV_0 的误差引起的压力减量值。于是自由表面速度为

$$-\frac{1}{2} x_0^2 \rho u^2 = s^2 2x_0 \int_{y=0}^y p(y) dy \quad (6.3.18)$$

对方程 (6.3.18) 进行图解积分得到

$$u/s = f(y)$$

同样按照关系式

$$t = \frac{1}{s} \int_{y_0}^y \frac{dy}{f(y)} \quad (6.3.19)$$

用图解积分可以得到岩石表面位移和时间 t 的函数关系。从炸药的爆轰到裂缝到达自由表面的时间 (t_0) 由裂缝的速度 (u_r) 确

定。对于 90° 的破裂角：

$$t_0 = \sqrt{2} x_0 / u_f \quad (6.3.20)$$

对于接近氧平衡的炸药，在膨胀过程中爆轰气体的组份可以假定是不变的。

对于硝化甘油，爆轰气体的等熵膨胀可以按照 § 1.7 的方法计算。

如果炮眼不是完全填满的，在充满整个炮眼容积以前假定气体膨胀不作任何外功。在这种过程中气体的温度和内能是不变化的。图 1.7.3 表示对于不同的 V_0/V_c 值 $\log p$ 和 $\log V$ 的函数关系，其中 V_0 是炮眼的容积， V_c 是单位长度炮眼炸药的装填容积。

诺林测定了在不同的抵抗限时与炮眼成直角的自由表面运动。炮眼直径是 38 毫米。装药是 32 毫米的代那迈药卷。抵抗限在 0.18 米到 0.54 米之间变化。表 6.3.1 给出了在装药爆轰以后不同时间 ($t_0 + t$) 岩石表面移动的距离数。对于所有的 y 值此时间和 x_0 接近成比例。表的最后一行是用所有的抵抗限实验资料计算的 $x_0 = 0.54$ 的时间平均值。

表 6.3.1

y (毫米)	不同 x_0 值时的 $t_0 + t$ (毫秒)				对于 $x_0 = 0.54$ 米时 计算的平均值	
	0.18	0.23	0.28	0.54(米)	$t_0 + t$	t
0	0.25	0.31	0.42	0.83	0.77	0
12.7	0.46	0.67	0.79	1.55	1.48	0.71
25.5	0.64	0.95	1.05	2.03	2.02	1.25
38.2	0.79	1.22	1.32	2.47	2.54	1.77
51.0	0.93	1.44	1.57	2.86	2.97	2.20
63.7	1.04	1.63	1.82	3.25	3.37	2.60
76.5	1.16	1.80	2.07	3.64	3.77	3.00

● 原书误为 $\log$ 。——译者

在这些实验中, 由于冲击波反射引起的自由表面运动是没有测量的。冲击波的速度大约是 5000 米/秒, 而对于 $x_0=0.54$ 米在 0.11 毫秒后冲击波到达自由表面。而直到 0.83 毫秒后记录到的运动还没有开始。假定到开始运动的时间是裂缝从炮眼延伸到自由表面所需要的时间, (6.3.20) 式给出的计算速度对所有抵抗限大约是 1000 米/秒 (表 6.3.2)。

表 6.3.2 平均值

x_0 (米)	0.18	0.23	0.28	0.54	0.54(平均值)(a)
t_0 (毫秒)	0.25	0.31	0.42	0.83	0.77(平均值)
$\sqrt{2} x_0/t_0$ (米/秒)	1000	1040	940	910	1000

炮眼容积是 1130 厘米³/米, 代那迈特的容积是 800 厘米³/米, 这样得到 $V_0/V_c = \sqrt{2}$ 。对于密度是 1.45 克/厘米³ 的炸药重量是 1.16 公斤/米。这相当于 0.93 公斤硝化甘油/米的能量。以 $x_0=0.54$ 米和 $k = 2 \times 10^{-81}$ /巴 代入式 (6.3.14) 和 (6.3.15), p 以巴表示, V 以厘米³/米表示, 则得

$$V = 1130 + 1080ap \quad (6.3.21) \bullet$$

图 6.3.17 表示爆轰气体的 $V = V(p)$ 而直线是按照方程 (6.3.21) 当 $a = 0.5, 1$ 和 2 的情况。从交点得到:

对于 $a = 2$, $V_0 = 3860$ 厘米³/米 和 $p_0 = 2.35$ 千巴,

对于 $a = 1$, $V_0 = 3080$ 厘米³/米 和 $p_0 = 3.32$ 千巴,

对于 $a = 0.5$, $V_0 = 2500$ 厘米³/米 和 $p_0 = 4.65$ 千巴。

以 $x_0=0.54$ 米和 $\rho = 2700$ 公斤/米³ 代入 (6.3.18) 式得到

$$u^2 = s^2 \times 2.74 \times 10^{-3} \int_{y_0}^y p(y) dy \quad (6.3.22)$$

图 6.3.18 表示 $p = p(y)$; $a = 0.5, 1$ 和 2 。

按照方程 (6.3.22) 图解积分给出 s/u 和 y 的函数关系, 而按照方程 (6.3.19) 图解积分得到 $(ts)_{calc}$ 和 y 的函数关系。

● 原文将 (6.3.21~26) 误为 (6.3.25~30)。——译者

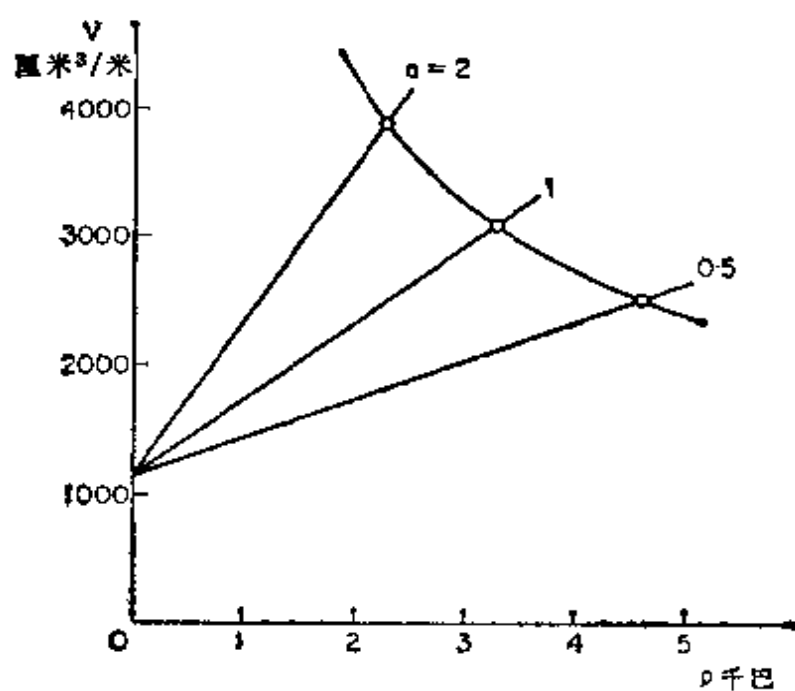


图6.3.17 $x_0 = 0.54$ 米和 $\alpha = 0.5, 1$ 和 2 时的 p_0 和 V_0

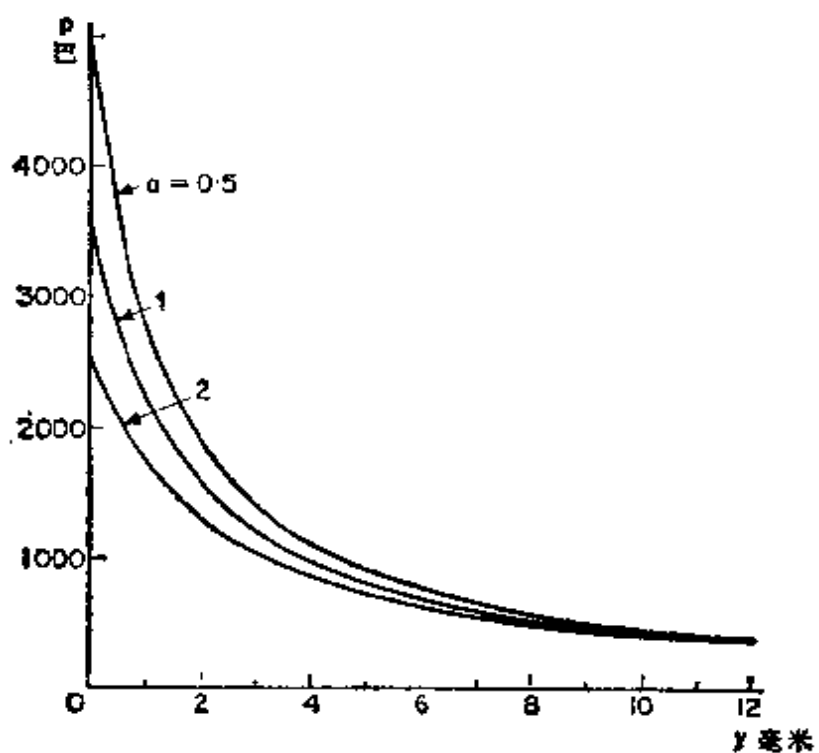


图6.3.18 按照方程(6.3.22)裂缝中气体压力和裂缝开裂的函数关系

表 6.3.3 分别提供了 $\alpha = 1$ 和 $x_0 = 0.54$ 和 0.18 米的 (ts) 和 y 的函数关系, 在表中后面的两行表示从表 6.3.1 观察的 t 值除以 $(ts)_{calc}$ 得到的 s 值。对于 $x_0 = 0.54$ 米, $s = 0.414 \pm 0.01$; 和 $x_0 = 0.18$ 米, $s = 0.434 \pm 0.02$ 。以后, 对于这两个 x_0 值, 用 $s = 0.42$ 。

表 6.3.3

y (毫米)	$(ts)_{calc}$ (微秒)		s	
	$x_0 = 0.54$ 米	0.18 米	$x_0 = 0.54$ 米	0.18 米
0	0	0	—	—
12.7	300	97	0.422	0.462
25.5	520	165	0.417	0.424
38.2	710	225	0.402	0.417
51.0	900	288	0.408	0.425
63.7	1080	345	0.415	0.437
76.5	1268	402	0.423	0.440
			0.414 (平均值)	0.434 (平均值)

表 6.3.4 分别给出当 $\alpha = 1$ 和 $x_0 = 0.51$ 与 0.18 米时 p , u , $t_0 + t$ 和 y 的函数关系。图 6.3.19 给出抵抗限为 0.54 和 0.18 米的岩石阵面的运动和时间的函数关系。实线是以 $\alpha = 1$ 和 $s = 0.42$ 计算的。点是按照诺林的测量结果描出的。图解表示了非常满意的一致性。甚至当系数 α 变动很大时这也是确实的。这样以 $\alpha = 0.5$, $s = 0.39$ 和 $\alpha = 2$, $s = 0.45$ 也可以得到接近相同的结果。

爆轰气体在等熵膨胀中对外作功并且减少了内能。在裂缝到达岩石的表面气体泄漏之前整个的能量被周围的岩石所吸收。在爆轰结束的瞬间炮眼中压力的迅速增长产生一个具有陡峻阵面的冲击波。它以超音速传播并且压力迅速地降低。冲击波使炮眼周围产生径向裂缝, 但是大部分能量传给周围的岩石。

假定爆轰气体钻进了径向裂缝, 岩石受裂缝中气体压力的作用而变形和压缩。在裂缝前端的应力集中影响裂缝不断扩大。这

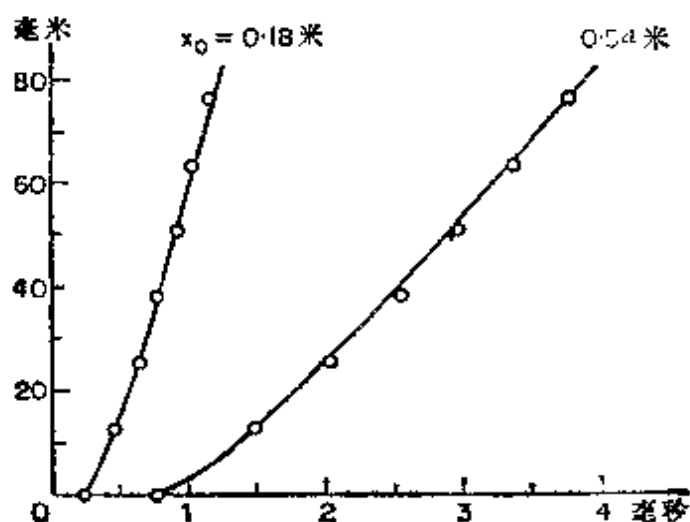


图6.3.19 松散的岩石阵面距离-时间图

实线：计算的；点：按照诺林的测量值。

表 6.3.4

y (毫米)	p (巴)		u (米/秒)		$t_0 + t$ (微秒)	
	$x_0 = 0.54$ 米	0.18 米	$x_0 = 0.54$ 米	0.18 米	$x_0 = 0.54$ 米	0.18 米
0	3350	9000	0	0	0.77	0.25
0.5	2650	7600	8.5	24.7	0.83	0.265
1	2140	6500	11.4	33.5	0.88	0.285
2	1530	4900	14.2	43.9	0.96	0.31
4	1000	3200	18.4	55.7	1.10	0.35
6	690	2350	20.4	62.2	1.18	0.38
8	540	1850	21.8	67.2	1.28	0.415
10	430	1500	22.8	70.5	1.37	0.44
15	280	1020	24.5	76.8	1.58	0.51
20	210	750	25.7	80.7	1.78	0.57
30	131	500	27.2	86.1	2.16	0.68
40	100	370	28.2	89.5	2.59	0.81
50	80	280	29.0	92.0	2.88	0.92
60	60	220	29.6	94.1	3.22	1.03
80	45	150	30.3	96.6	3.89	1.24

样所需要的功几乎与裂缝系几何形状无关而和岩石移动的容积成比例。它和兰格福斯在台阶式爆破中计算炸药重量的公式里的容积项相对应的。

图 6.3.20 表示当 $x_0 = 0.54$ 米时硝化甘油爆轰气体的内能变

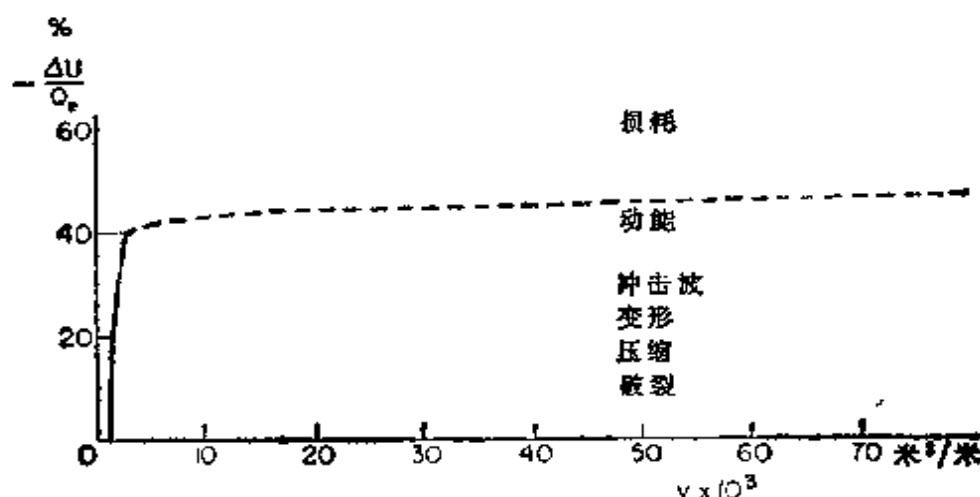


图6.3.20 根据图6.3.16岩石爆破中爆轰气体所完成的功

化与爆轰气体容积的函数关系。当裂缝到达自由表面时，气体大约放出了炸药能量的 40% ($\alpha = 1$)。这些能量用来建立冲击波和使岩石变形和压缩。使单位长度炮眼的岩石容积 x_0^2 等熵压缩到压力 p_0 时的能量是

$$W_k = x_0^2 \kappa p_0^2 / 2 \quad (6.3.23)$$

对于 $x_0 = 0.54$ 米， $\kappa = 2 \times 10^{-6} \text{ 1/巴}$ 和 $p_0 = 1000$ 巴， $W_k = 30$ 千焦耳/米。它不到炸药能量的百分之一（0.93 公斤硝化甘油/米）。但是因为压缩是在压力从一个很高的初始值衰减时发生的，所以由爆轰气体做的压缩功是相当大的。一旦岩石裂开了就有大约 10% 的气体剩余内能用来加速岩石。

如果炸药量太小以致不足以使裂缝达到岩石的自由表面，则可以假定压力下降到一个临界值 p_1 时裂缝的扩展就停止。如果相应的气体容积以 V_1 表示，则

$$x_1 = \sqrt{(V_1 - V_d) / \alpha \kappa p_1}$$

可以作为松动岩石临界抵抗限的值。

图 6.3.21 给出了前面讨论过的（0.93 公斤硝化甘油/米）对

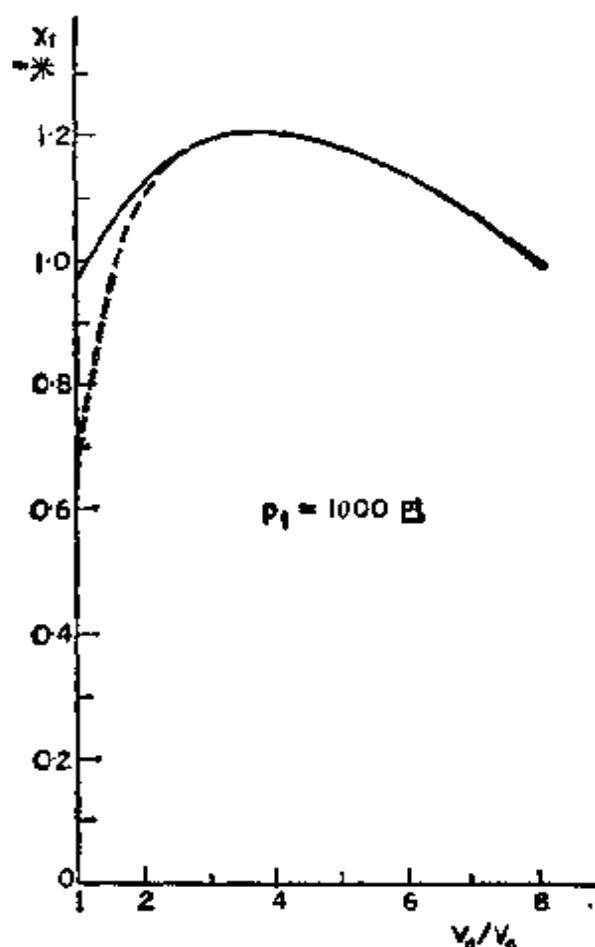


图6.3.21 临界抵抗限与炮眼容积和炸药容积比值的函数关系

实线：不考虑冲击波；虚线：定性地表示冲击波的影响。

于 $p_1 = 1$ 千巴的 x_1 和 V_d/V_e 之间的函数关系。当 $V_d/V_e = 4$ 时曲线有一个最大值 $x_1 = 1.2$ 米。一部分压缩能通过冲击波传到周围岩石中去，对于裂缝的容积没有什么作用。这意味着 x_1 的值将比计算值要小。冲击波的能量随着 V_d/V_e 减小而虚线表示考虑冲击波时的过程。图 6.3.21 和珀森等人作的对不同孔径的花岗岩爆破的实验是定性地一致的(图 6.3.22)。

e. 弹道臼炮

长期以来，许多国家用弹道臼炮测定炸药的“强度”和“威力”的相对值以与标准炸药比较。

最近约翰逊等人研究了影响臼炮能量的因素。把普通臼炮重新较简单地设计了一下，使同样重量炸药的臼炮能量提高了大约 30%。

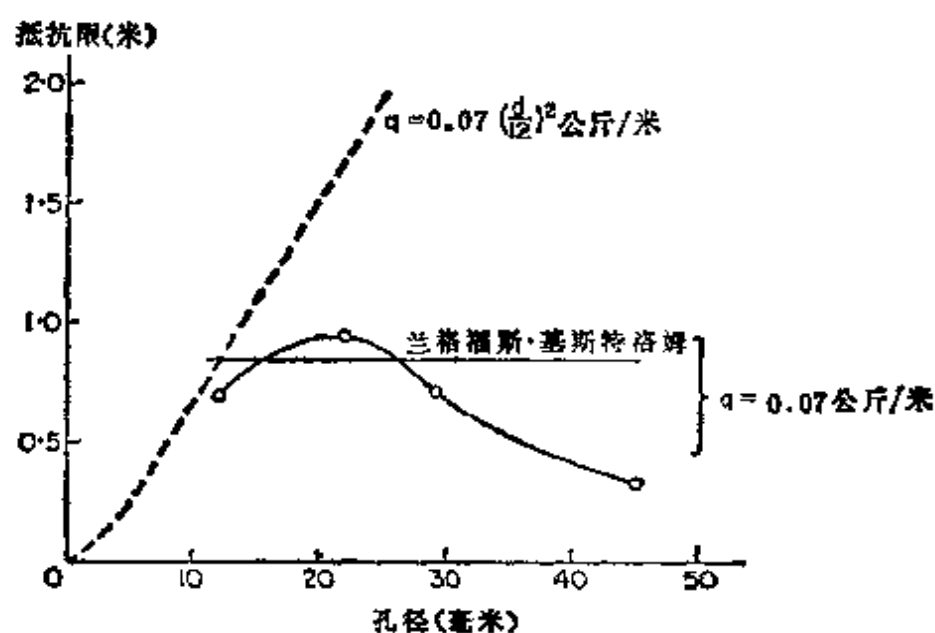


图6.3.22 在单位炮眼直径的装药量和负荷密度一定时，
临界抵抗限和炮眼直径的函数关系
前者为实线，后者为虚线。炸药：斯塔特克斯(Startex)， $\rho_0 = 1.42$ ，
装药直径10.4毫米。

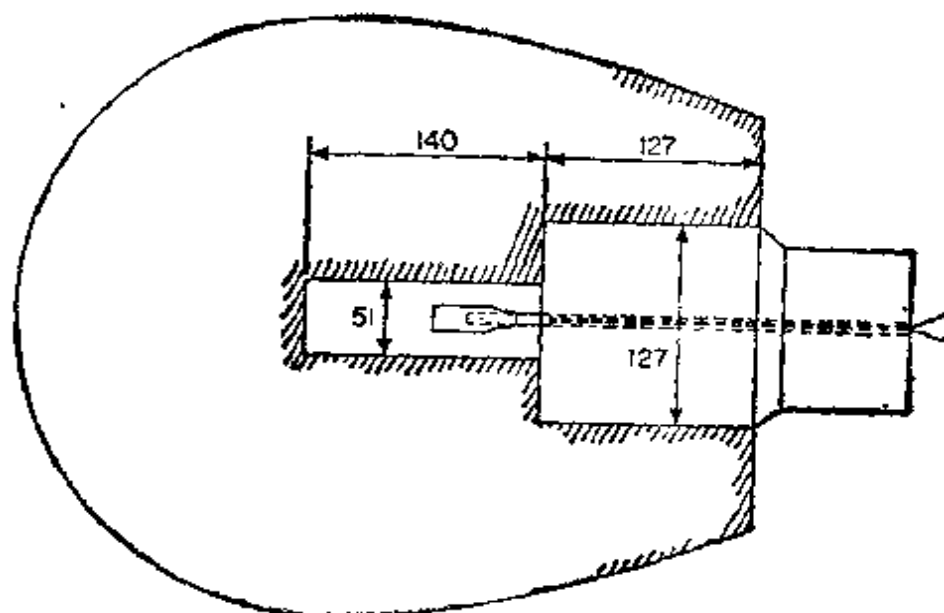


图6.3.23 白炮和抛射体

弹道臼炮是一个重约 360 公斤的钢体，挂在 3 米高的铝结构上。臼炮孔内塞一个 18 公斤重的钢抛射体。燃烧室的封闭容积 295 厘米³。当抛射体离开臼炮孔时，臼炮总容积是 1913 厘米³ (图 6.3.23)。

臼炮的能量可以从下面的关系得到

$$W_{\text{摆}} = Gg \left(1 + \frac{GgT^2}{mr^2\pi^2} \right) (1 - \cos \alpha) \quad (6.3.24)$$

其中 $G = 1160$ 千克米是摆的质量和其重心到转动中心的距离的乘积； $g = 9.81$ 米/秒² 是重力加速度； $T = 1.71$ 秒是摆的振动周期； $m = 17.78$ 公斤是抛射体的质量； $r = 3.05$ 米是炮弹的轴线和旋转中心的距离； α 是最大的抛射角。代入式 (6.3.24) 中，臼炮的能量单位是千焦耳，则得到

$$W_{\text{摆}} = 243(1 - \cos \alpha) \quad (6.3.24a)$$

若不考虑对壁的热损失，则可以假定爆炸气体膨胀充满燃烧室不做任何外功和没有温度的变化。在尔后的膨胀时这气体可以看做是理想气体，它接近等熵膨胀并放出能量

$$W_{\text{膨胀}} = \frac{wRT_1}{M(\gamma-1)} [1 - (V_1/V_2)^{\gamma-1}] \quad (6.3.25)$$

式中 w 是炸药样品的质量， M 是爆炸气体的分子量， R 是气体常数， T_1 是爆炸气体没有做任何功时的温度， V_1 燃烧室的容积， V_2 当抛射体离开空腔时臼炮的容积， $\gamma = C_p/C_v$ ， $C_p = C_v + R$ ， $C_v = dE/dT$ ， E 为气体的内能。能量 $W_{\text{膨胀}}$ 使抛射体和臼炮获得动能，其数值近似等于方程 (6.3.24a) 中的臼炮能量。

图 6.3.24 是以千焦耳/克表示的硝化甘油内能与温度 t °C 的函数关系。将图 6.3.24 中的值代入方程 (6.3.25) 得到 $W_{\text{膨胀}}/Q_{\text{爆}} = 0.33$ 。考虑到能量的损失，测得的值还要更小一些。

图 6.3.25 表示，当用 5 克硝化甘油推送抛射体时被抛射体所密闭的容积和时间、气体压力以及温度的函数关系。从温度曲线可以看出，当抛射体离开孔时，只有一小部分的内能给了抛射体。

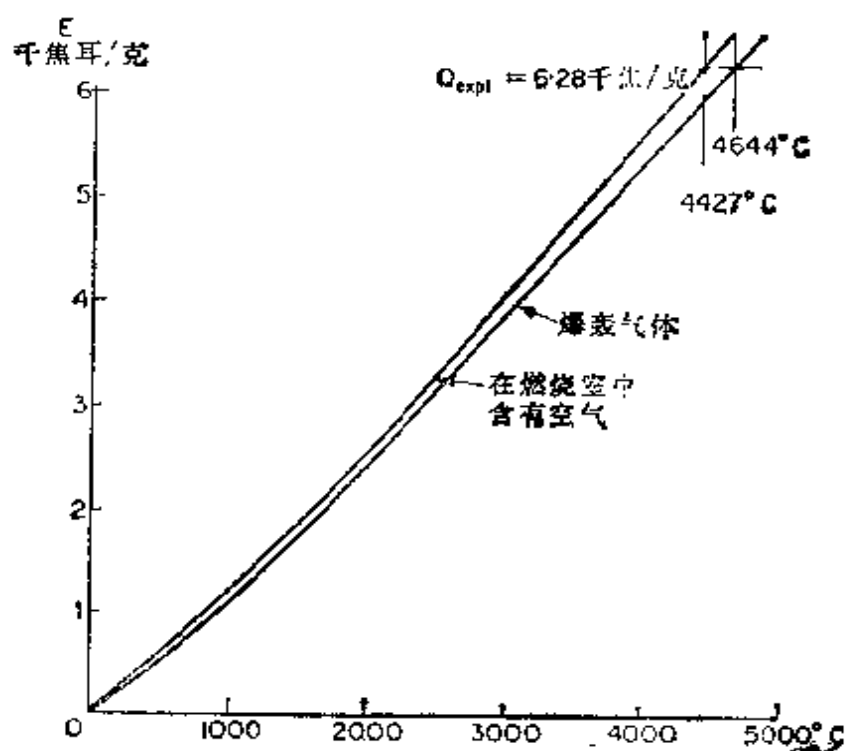


图6.3.24 爆炸气体的内能

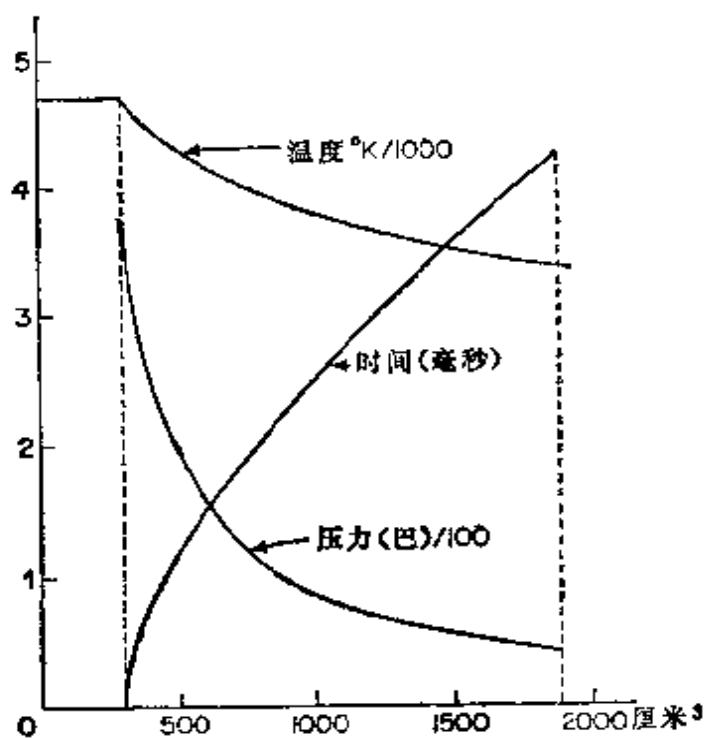


图6.3.25 时间气体的压力和温度与被抛射体封闭的容积的函数关系

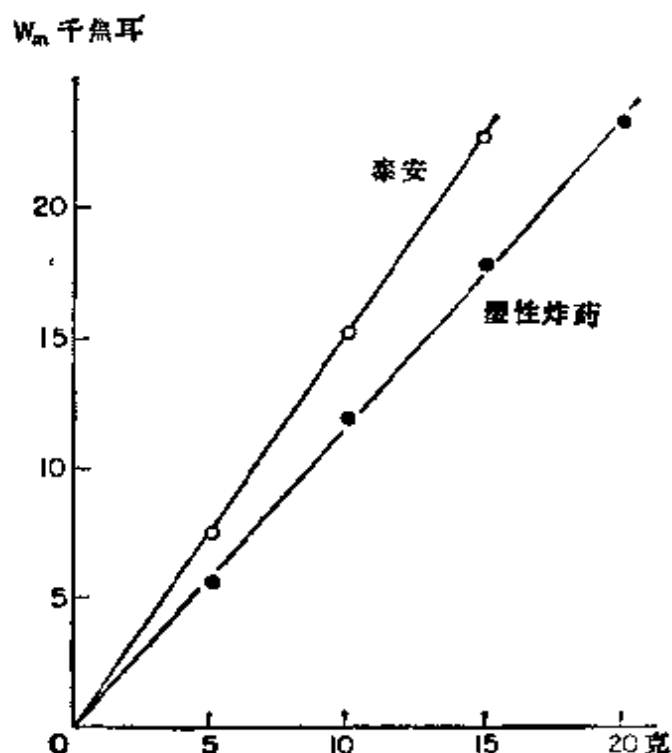


图6.3.26 白炮能量是炸药样品重量的函数

为了研究影响白炮能量的各种因素和怎样用不同的测量方法提高白炮的效率，曾经用5克各种军用、民用炸药和8号铝壳雷管作实验。用改进的白炮测量10克样品和8号铜壳雷管。在表或图中的数据除了特别注明以外都是6发或12发试验的平均值。所有的实验都是用电雷管做的。在每组实验中都从测得的白炮能量 $W_{\text{雷管}}$ 中扣除了雷管的值，这就是以后所谓的 W_m 。

按照式(6.3.25)，白炮能量和炸药样品的重量成正比。这已经被实验所证实。图6.3.26表示粉状泰安到15克以下和塑性炸药到20克以下的结果。塑性炸药包含60%的双三硝基苯甲硝胺在内径为20毫米的有机玻璃管中的爆速是7100米/秒。图6.3.27表示样品形状和雷管位置的影响。

白炮能量的差别是由于部分装药的不完全爆轰引起的。如果固体质点被抛出和粘到周围器壁上，则它们的动能必将增加因减少反应热而造成的能量损失。

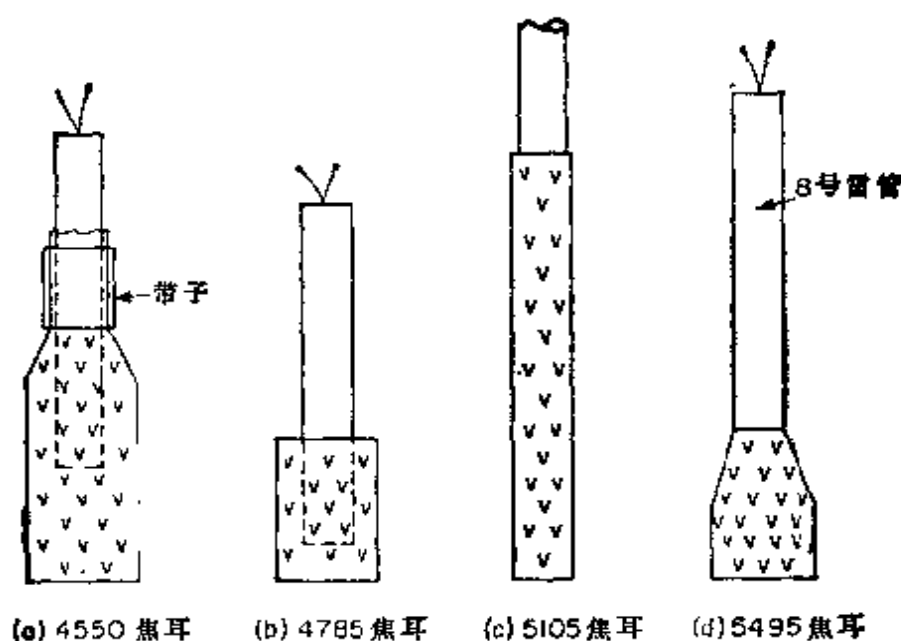


图6.3.27 5克样品的白炮能(焦耳)

(a)在0.02毫米塑性膜内的颗粒状梯恩梯, (b~d)压装的梯恩梯
($\rho_0 = 1.5$ 克/厘米³)。

表 6.3.5 综合了研究外壳对白炮能量影响的试验。

表6.3.5 外壳的影响

试样: 5克炸药

炸 药	材 料	外壳厚度 (毫米)	重 (克)	W_m (焦耳)	试验发数
泰安+10%蜡压装	无	—	—	6550	6
泰安+10%蜡压装	塑料膜	0.02	0.22	6510	6
纯泰安 粉状	塑料膜	0.02	0.22	7680	6
纯泰安 粉状	铝 膜	0.009	0.22	7730	6
纯泰安 粉状	黄铜管	0.5	11.1	5330①	1
纯泰安 粉状	塑料膜	0.02	0.22	6810①	1
纳毕特(Nabit) 粉状	塑料膜	0.02	0.22	6800	12
纳毕特(Nabit) 粉状	塑料膜	2×0.02	0.44	6840	12

① 有黄铜衬里的燃烧室。

一两层 0.02 毫米的塑料薄膜或一层 0.009 毫米的铝膜影响可以忽略不计。

当炸药封闭在一个壁厚 0.5 毫米的铜管中时，结果就完全不同了。包以塑料膜的 5 克粉状泰安的白炮值是 6810 焦耳，而在铜管中则是 5330 焦耳。为了保护燃烧室不受壳体破片的损坏，在两次实验中燃烧室都衬以黄铜板。这就是前面的数值低于标准值的原因。

铜管使白炮能量的损失很大（22%）其原因是铜管的塑性变形，破裂和破片加速到高速需要爆轰气体对其做功。多数碎片侵入到衬板内并把能量传给气体。

泰勒等曾经测量了在不同的燃烧室容积 V_1 和白炮容积 V_2 时 10 克炸药的弹道白炮的抛射角 (α)。图 6.3.28 复制了他们关于 $V_1=588, 270$ 和 115 厘米³ 时 ($1 - \cos \alpha$) 的实验值和 V_2 的函数关系。这些值和白炮能量成比例。图中实线是按照 (6.3.25) 式以 $\gamma = 1.18$ 计算出来的，在选择常系数时尽可能地使曲线和对 $V_1=588$ 厘米³ 的测量点接近。结果表明 (6.3.25) 式得到的曲线与观察值是相适应的。当燃烧室的容积减到 270 厘米³ 时，同

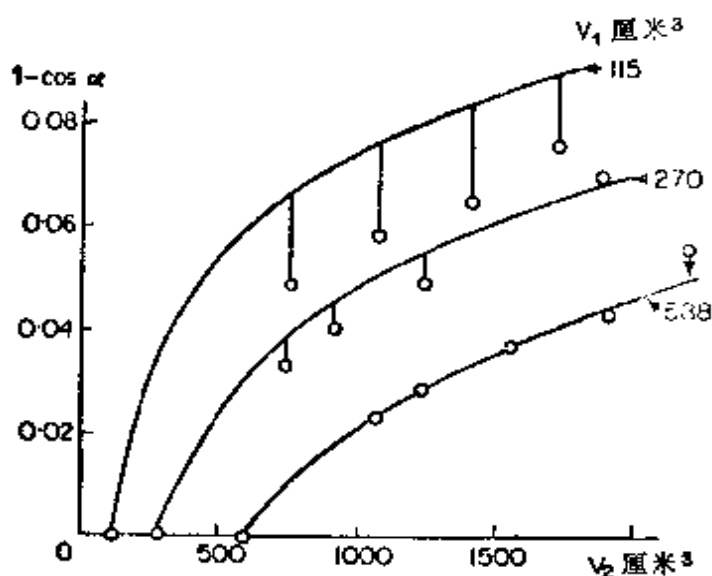


图6.3.28 相对白炮能量和 V_2 的函数关系

样得到一个白炮能量的增值。它和测量值很符合。但是进一步减少 V_1 时测量值比计算值小很多。这很可能是由于作用于燃烧室壁的压力超过材料的强度，以致一部分燃烧室的能量消耗于燃烧室壁的塑性变形。

表 6.3.6 表示当介于孔和抛射体的缝隙面积是 $e = 76 \text{ 毫米}^2$ 和 116 毫米^2 或用凡士林填满或 O 形环密封 ($e = 0$) 时气体流出的影响。

表 6.3.6 气体流失的影响

样品: 5 克纯泰安粉

试 验 条 件	试验次数	W_m (焦耳)
A. 间隙 $e = 76 \text{ 毫米}^2$		
中心孔敞开	4	6970
以雷管封住中心孔	12	7680
B. 中心孔封闭		
间隙 $e = 116 \text{ 毫米}^2$	6	6560
间隙 $e = 76 \text{ 毫米}^2$	12	7680
间隙充以凡士林 ($e = 0$)	6	8560
间隙用 O 形环密封 ($e = 0$)	6	8560

由于抛射体和孔之间的磨损，没有特殊的密封时测得的能量随着实验的发数而减少。

留在燃烧室壁上的碳渣、氧化物和雷管的残渣影响爆轰气体给出热量。因此在每发实验后都应进行有效地清洗。若在燃烧室的底部有 3 克 Al_2O_3 则 5 克泰安的白炮值要低 11% (六发平均值)。

如果在燃烧室壁上的冲击波压力超过材料的强度并且产生塑性变形，则爆轰气体要损失能量。如果燃烧室内局部地充以易变形的材料，这种作用就会大大地加强。

表 6.3.7 表示这些损失类型举例，在图 6.3.29 是能量和 V_2/V_1 的函数关系的图解，它是以 $V_2/V_1 = 6.5$ 时作为标准值 100% 的。在一个内衬有铜网穿孔的薄壁铜管内 ($V_2/V_1 = 8.7$) 放 635.4 克

表6.3.7 在燃烧室内塑性变形的影响

样品: 5克纯奈安粉末

试 入 物	V_1 (厘米 ³)	V_2/V_1	W_m (克)	W_m/Q_d (%)
无	295	6.5	5080	24.9
50毫米黄铜柱	221	8.7	7590	24.8
50毫米黄铜柱	177	10.8	7780	25.4
50毫米钢柱	177	10.8	8170	26.7
50毫米钢容器	177	10.8	8500	27.8
50毫米开口铝容器	177	10.8	8190	26.7
约25000铅弹 $d = 1.5$ 毫米				
盛于黄铜管中	177	10.8	5180	16.9
在钢管中	177	10.8	3130	21.6
约134000铜球, $d = 0.7$ 毫米				
在钢管中	177	10.8	3910	22.7

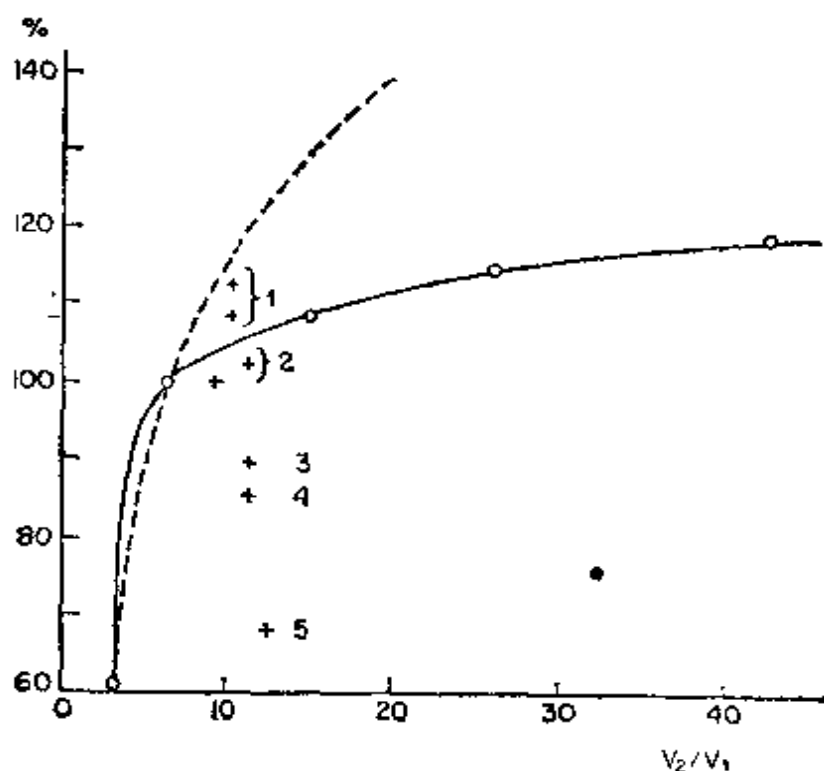


图6.3.29 在燃烧室中有变形体的白炮能量

○—泰勒和莫里斯(1932), --- (6.3.25)式, +—约翰逊和斯爵林;

1—铜柱; 2—黄铜柱; 3—134000黄铜球放在钢管中; 4—约25000铅

弹放在钢管中; 5—约25000铅弹放在黄铜管中。

1.5 毫米的铅弹（近 25000 个）可以看出塑性变形的重大影响。在这种情况下，铅弹被爆轰气体压缩成一团，通过塑性变形放出的热量将其局部烧结，因而总的白炮能量降低 32%。若以大约 134000 个烧结的黄铜球放在敞口的钢管容器中，在容器中看不到球的变形，则其能量比标准值低 9%。比用式（6.3.25）计算的值低 18%。球面积大约是 24 立方分米，相当于标准燃烧室面积的 5 倍，在这种情况下大部分能量损失可能是由于热传导引起的。

萨库利（Sakurai）在一个有趣的研究中建议白炮试验在装药试样周围空隙被充满的燃烧室里进行，但这样白炮能量的损失很复杂和模糊不清，因此难于解释实验结果。

为了便于弄清和减少由于热传导和塑性变形引起的热损失，如图 6.3.30 所示在燃烧室内装以厚 15 毫米的硬钢衬圈。有的用一个压配合的衬圈，有的用一个可以取下来在车床上修理的衬圈。

抛射体用前面提到的，以 O 形环密闭以防止气体的流失。

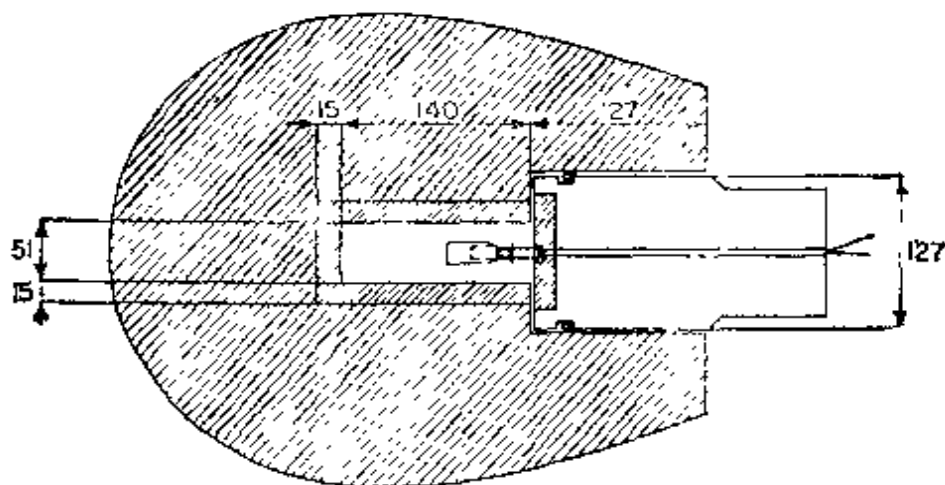


图6.3.30 衬有硬钢的燃烧室，抛射体有 O 形圈和密闭中心孔的改进白炮

表 6.3.8 指出，改进后的白炮能量增加约 30%，在 22% 到 43% 之间变动。

图 6.3.31 和表 6.3.9 表示用 10 克炸药和铜雷管测得的每克

表6.3.8 结构改进前后的白炮能量

炸 药	Q_m (焦耳/克)		增量(%)
	改 进 前	改 进 后	
阿莫尼特	1300	1674	29
泰 安	1540	2030	32
苦 味 酸	990	1415	43
黑 索 金	1580	2040	29
梯 恩 梯	915	1162	22

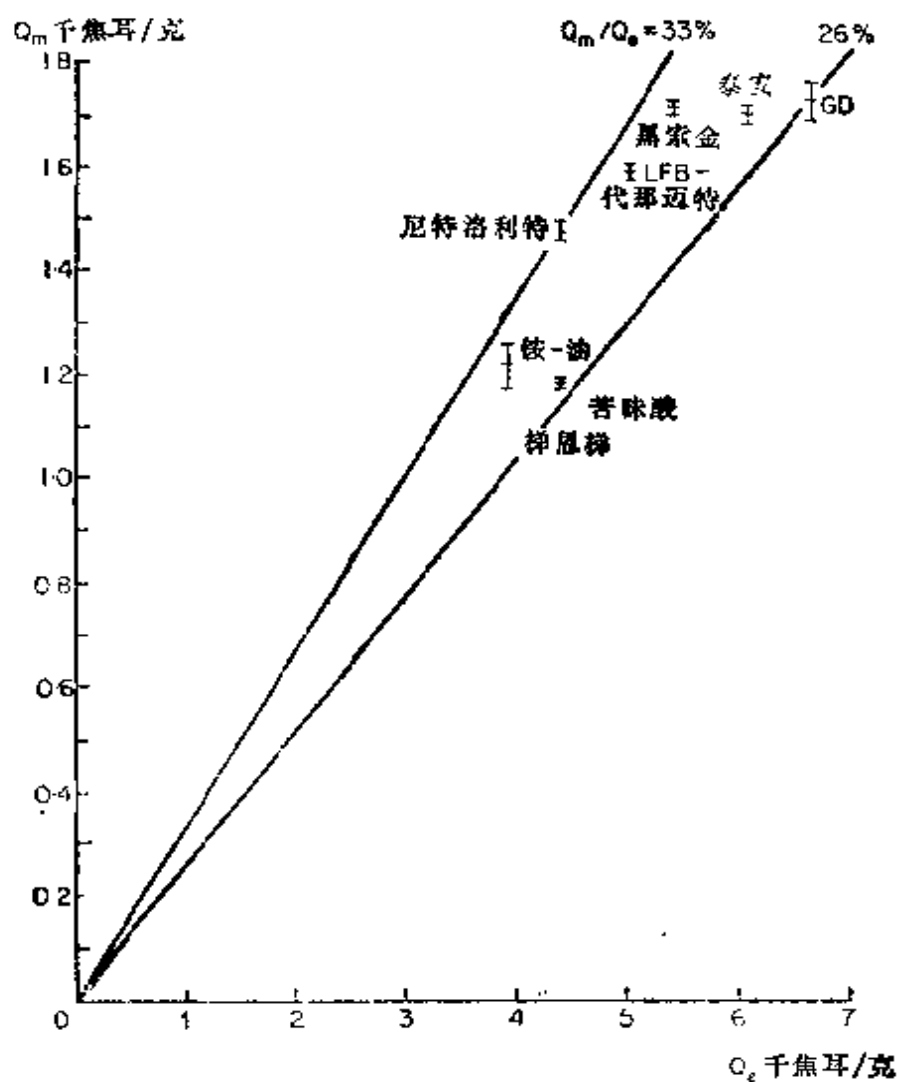


图6.3.31 每克白炮能量和爆炸能的函数关系 (改进的白炮, 用铜雷管起爆)

表6.3.9 改进后的臼炮能量——10克炸药

铜雷管

炸 药	状 态	Q_e (焦耳/克)	V_g (厘米 ³)	Q_m		$\frac{850}{V_g} Q_m$ (焦耳/克)
				(焦耳/克)	($\pm$ %)	
爆胶	塑态	6700	723	1720	2.14	2030
奥托金	粉状	5460	908	726	0.93	1605
黑索金	粉状	5460	908	1116	0.82	1605
泰安	粉状	6120	780	1704	0.88	1854
Dynalot ^① 35硝化甘油	塑态	5050	806	1512	0.88	1680
LFH ^① 35硝化甘油	塑态	5020	855	1511	0.63	1577
代那迈特23硝化甘油	塑态	4440	873	1546	0.45	1505
Nabit, 6 硝化甘油/ 86硝酸铵/3铝	粉状	4420	904	1173	1.02	1385
Nitrolit, 6 硝化甘油/ 76硝酸铵/12梯恩梯	粉状	4180	866	1007	0.41	1440
60黑索金/40梯恩梯	粉状	4840	841	1454	2.13	1470
Startex, 60DiTeU	塑态	4210	936	1306	2.17	1213
阿莫尼特, 92硝酸铵	粉状	3950	890	1210	3.29	1162
苦味酸	粉状	4400	675	1181	0.68	1490
梯恩梯	粉状	4100	690	1002	0.94	1308
硝酸铵	粉状	1580	980	818	+ 6.0 - 23.1	710
Gühr代那迈特50硝化 甘油	粉状	3280	363	692	2.46	

① 胶化的硝酸铵代那迈特。

炸药的臼炮能量 (Q_m) 和炸药能量 Q_e 之间的函数关系。这些数值在 $Q_m = (0.295 \pm 0.04)Q_e$ 的范围里。如上面所指出的, 硝化甘油的计算值是 0.33。含有 95% 硝化甘油/硝化乙二醇爆胶的测量值在臼炮没有改进以前铝雷管是 0.22, 改进以后用铜雷管是 0.26。从图 6.3.32 可以看出来, 在这种情况下, 数值 $Q'_m = (850/V_g)Q_m$ 是 Q_e 的函数, 其数值聚集在通过原点具有方程

$$(850/V_g)Q_m = 0.31Q_e \quad (6.3.26)$$

的直线附近。用改进的臼炮和铜雷管试验比没有改进的铝雷管做的散布要小得多。所有炸药的平均值改进前是 $\pm 1.2\%$ 改进后只有 1.45%。

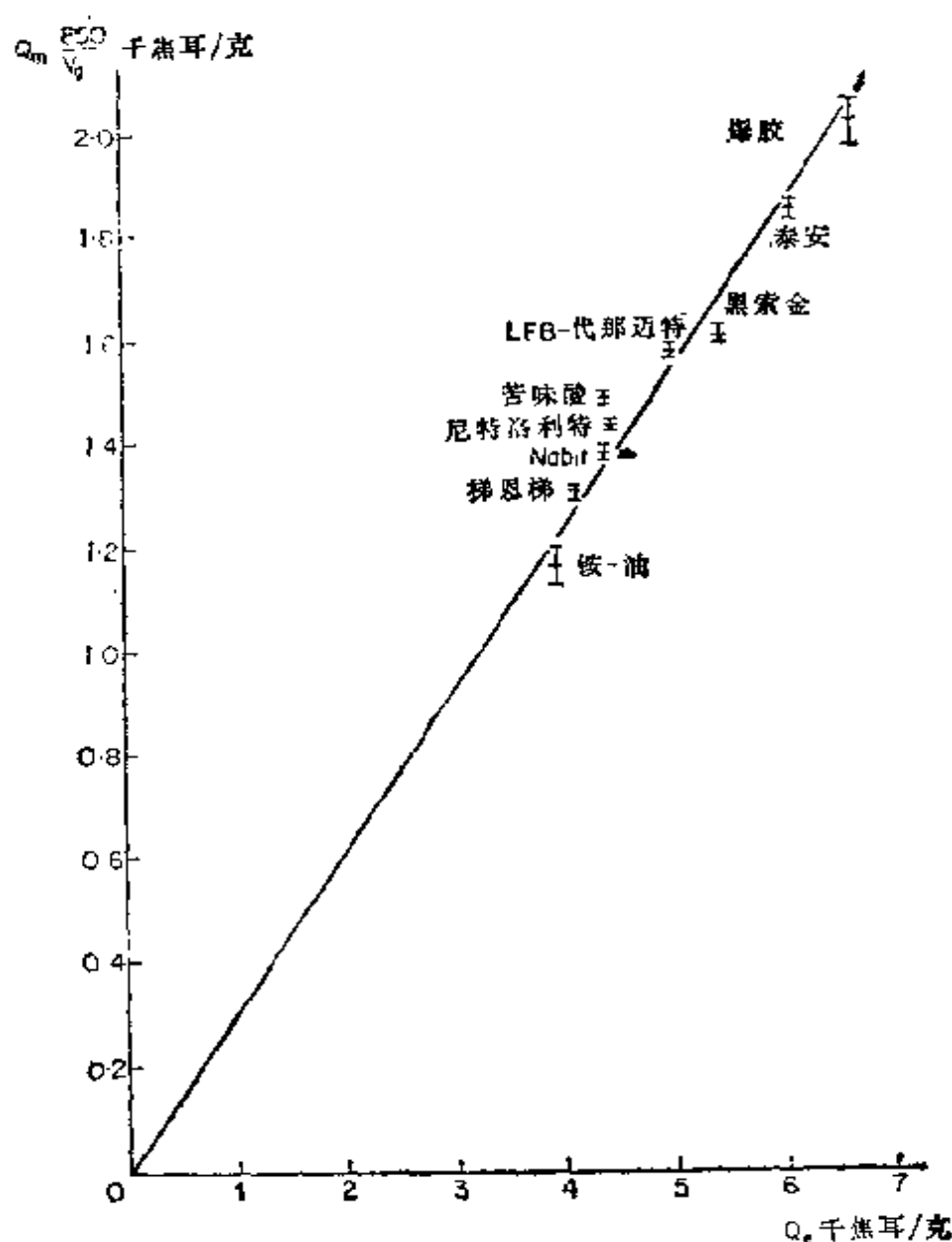


图6.3.32 化为1标准气体容积的每克白炮能量与爆炸能的函数关系

改进的白炮，以铜雷管起爆。

图6.3.33表示在所研究的三种情况下数值 Q'_m 和 Q_e 的函数关系。由图可知用铝雷管的白炮能比铜雷管大15~20%。这表示铝和爆轰气体有反应。所以白炮实验要用铜雷管去做。这和当前的实践相一致。

在测定由55%硝酸铵+硝酸钠，25%梯恩梯和14%水组成的里奥利特的浆状炸药的白炮能时，用铜雷管起爆其数值发生很大

的变化,从 380 到 1160 千焦耳/克。这表明用一个铜雷管不足以完全起爆。用猛炸药传爆药来加强起爆能力是一个办法,但这给估计装药和传爆药爆轰气体之间的反应给白炮能量带来的影响增加了困难。铝的雷管可以满意地起爆,可以使白炮值离平均值的偏差在标准误差以内。

当炸药含有低的爆炸能和大量过氧的纯硝酸铵时,其白炮能量和爆炸能量的比对于铝雷管是 80%,而对于铜雷管是 52%。这说明硝酸铵不仅和铝壳反应,而且和雷管中的炸药反应,产生相当多的附加能量。

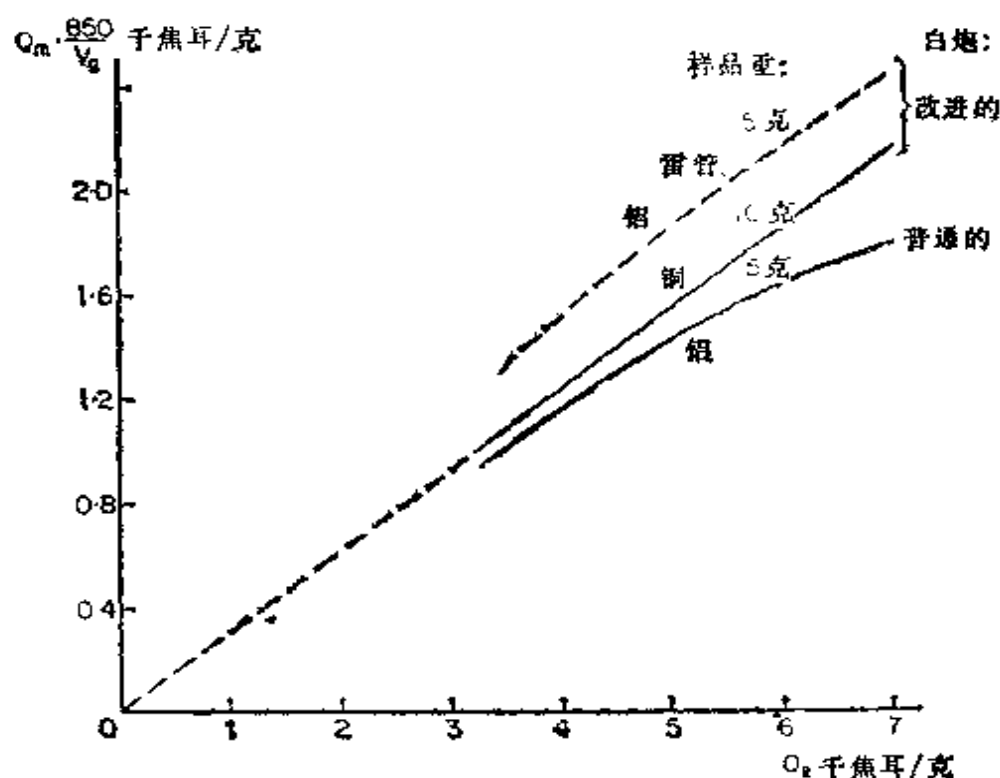


图6.3.33 铝和铜雷管与普通的和改进的白炮能量的比较

§ 6.4 在炮眼附近的岩石中冲击波和应力场的数值计算

在 § 6.2 里已经描述了在理想弹性介质中装药周围弱冲击波的特征。这是建立在对运动方程和应力-应变关系明确的解的基

基础上。由于简单地假设岩石是理想弹性体, 小的冲击波振幅和小的变形才可能有解。但是除了在非常低的装填密度下上面的假定都是不准确的。硝化甘油在一定容积中分解后的平衡压力是 100 千巴, 而在炮眼附近的花岗岩中冲击波的初始压力在这种情况下约为 50 千巴。为了得到一个更精确的方法, 阿斯克劳夫(Asklöf)等人用一元流体动力学的程序来建立固体的应力应变方程式, 这是用电子计算机计算液体中的高振幅的冲击波过程而发展起来的方法。在伦伯格(见 § 6.5)静态测量的基础建立了破裂准则, 其中假定强度和中间主应力无关。

为了使一维平面、圆柱形和球形的情況可以计算把此程序写成通用的形式。把炮眼或孔穴在时间为零和初始容积时被静止的炸药的反应产物所充满的理想情况作为初始条件。这样做的必要性部分原因是由于有效的计算机容量(IBM7090)和时间作详细的二维处理是不可能的, 部分原因是因为根据岩石爆破的经验爆速对炸药岩石爆破的能力无明显的影响。第一章中的 1.2.5 式用来作为炸药的反应产物的状态方程。

对于物质在破碎后的行为必须作一个补充的简化假定。因为一维程序不能用来处理分离的裂缝影响, 在破裂准则要求的应力影响下, 材料均匀地膨胀, 甚至在开口裂缝出现时也是如此。这意味着如果裂缝明显地影响运动时计算是不准确的。对于圆柱情况在冲击波传播的不同阶段三种主应力的断面图如图 6.4.1 所示。假定在炮眼中充以硝化甘油。用有限差分算法处理冲击波阵面的问题是纽曼-里希特迈耶(Neumann-Richtmeyer)q-方法, 其中用了一个人工粘性项以在足够多的单元格子消除冲击波阵面。尽管这样消除弹性波的前锋仍然可以清楚地区别开(见 § 7.6)。

主应力始终是径向应力, 而次要的是切向应力。在冲击波阵面附近由于向外的径向流动忽略了物质的切向膨胀, 则切向和轴向应力是相等的。进一步回向炮眼时, 由于物质的塑性流动, 中

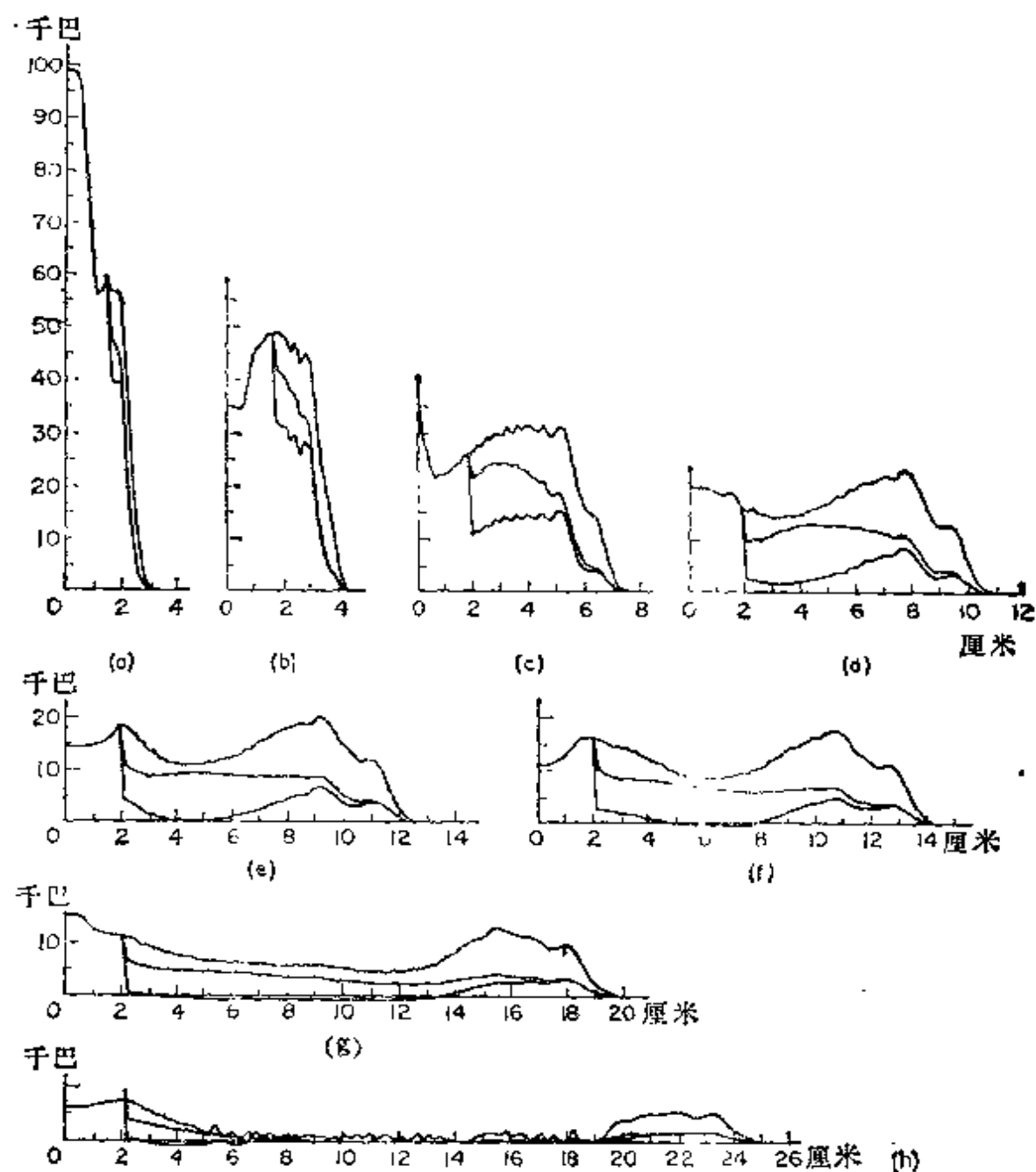


图6.4.1 在炮眼中反应产物压力和花岗岩中主应力和半径的函数关系

在炮眼中初压力100千巴。上面的曲线，径向应力；中间的曲线，轴向应力；下面的曲线，切向应力。(a)1微秒，(b)2微秒，(c)7微秒，(d)13.9微秒，(e)15.4微秒，(f)20微秒，(g)28微秒，(h)39微秒。上述时间是开始运动后的时间。

间（轴向）应力介于切向和径向应力的中间。

这结果指出，由于切向应力变为负值，在离中心 3~4 倍孔半径的距离上将首先出现包括开口裂缝在内的破裂。由于高的径向和轴向应力，在离炮眼壁 1 到 2 倍炮眼半径的区域塑性流可能出现在中间区域里，首先破裂模型可以被和半径方向有一个角度的开口裂缝所剪开。这结果和在玻璃或有机玻璃中的模拟爆炸（图 6.4.4）是一致的。其中径向裂缝经常不是出现在钻孔壁上而

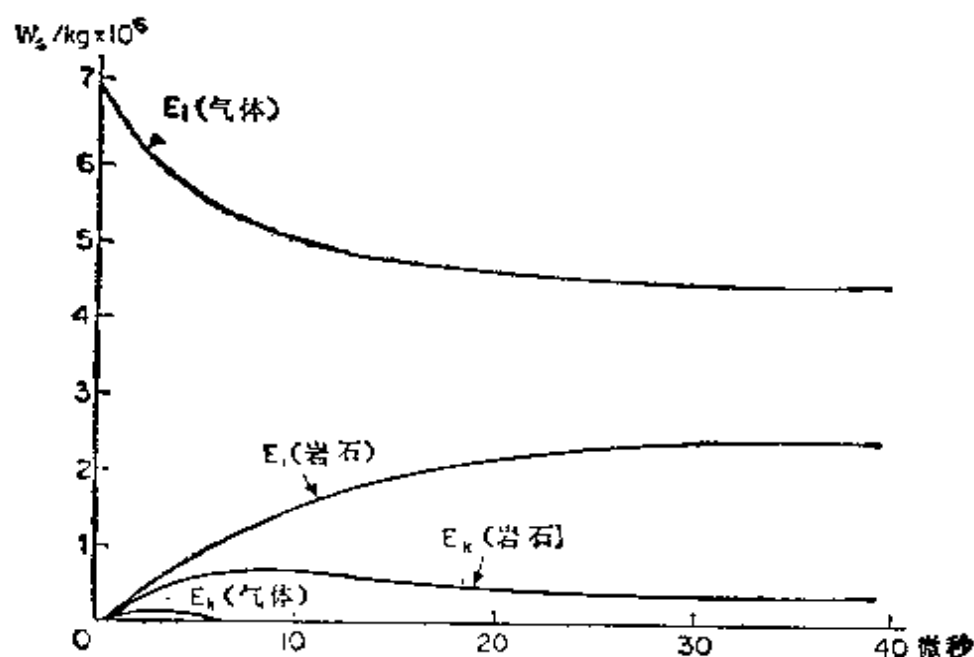


图 6.4.2 能量分布和时间的函数关系

E_1 表示内能； E_k 表示动能。

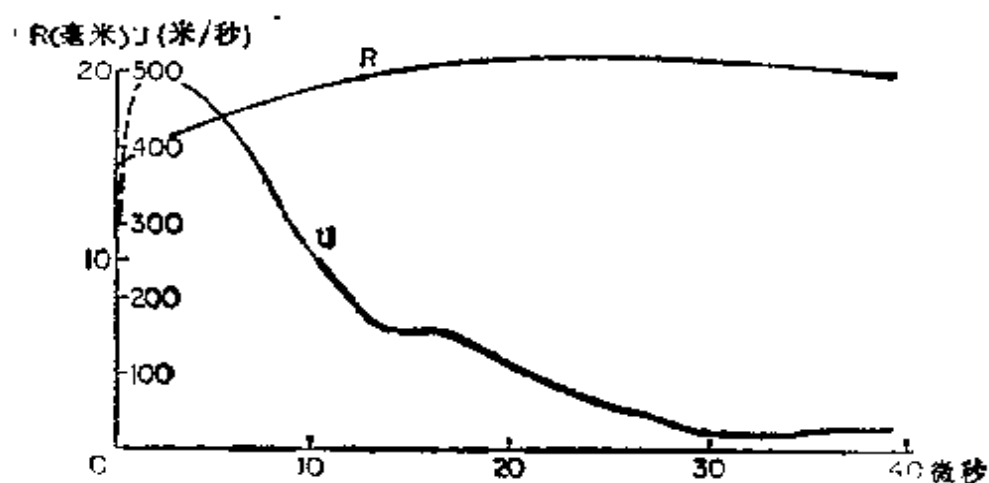


图 6.4.3 炮眼壁的径向速度 U 和位置 R 与时间的函数关系

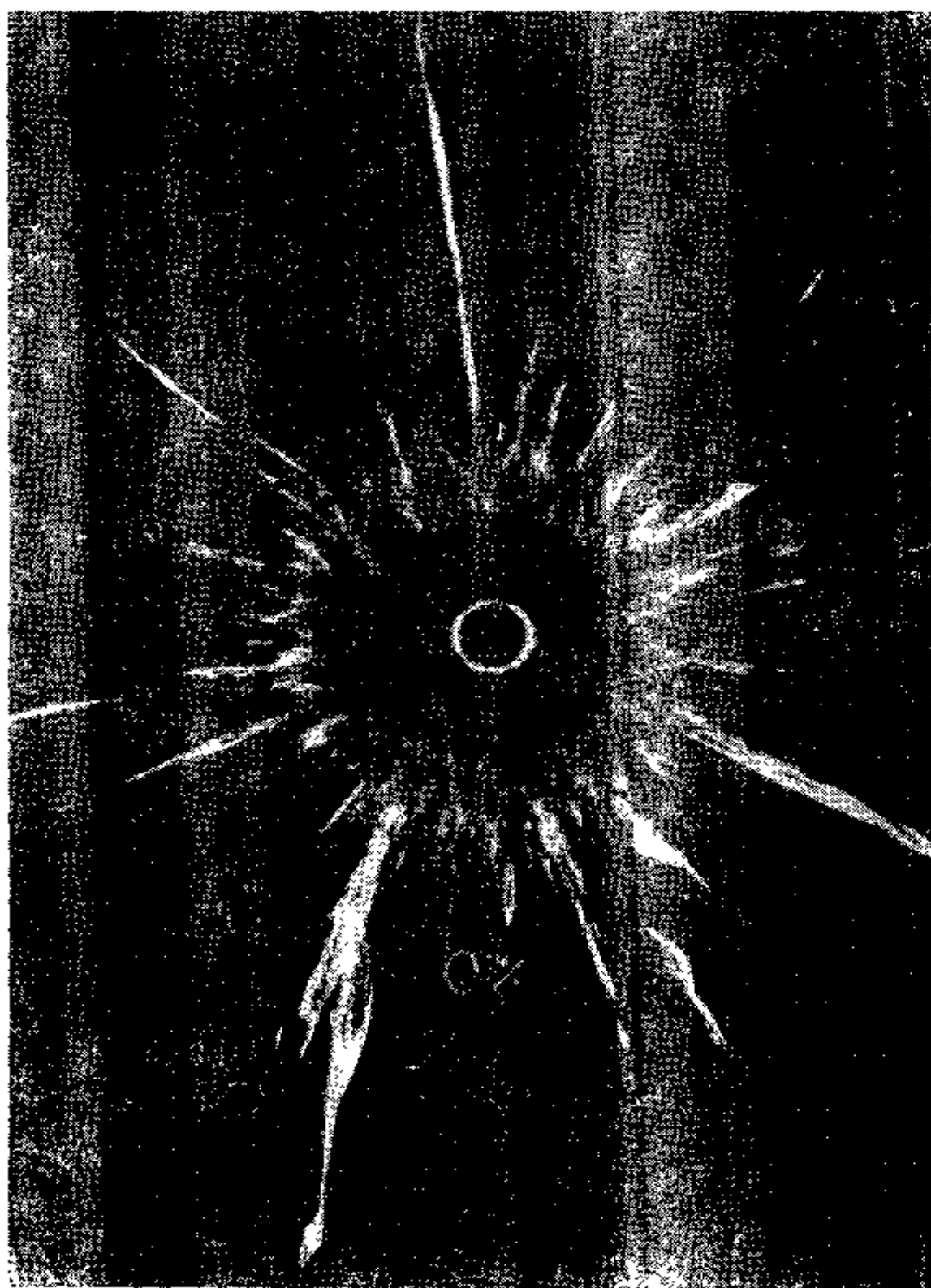


图6.1.1 很大的有机玻璃块中的2.7毫米炮眼内空密度为 1.0克/厘米^3 的泰安药柱爆轰后产生的径向裂缝、剪切裂缝和塑性流动区
照片为通过炮眼的薄板截面有机玻璃试件。

是出现在介质中的某些距离外。可以清楚地区别剪切裂缝的中间区,因为塞尔别尔格的纯弹性计算中(图 6.2.4)做了简化的假定,这些效应没有被那种计算所预示出来。

另一个重要的结论是在冲击压力脉冲离开孔的附近以后,炮眼内有明显的剩余气压。

图 6.4.2 表示气体的初始内能在岩石内能和动能之间的分配和剩余气体的内能与时间的函数关系。图 6.4.3 表示炮眼壁的速度与半径和时间的函数关系。

可以断定在 40 微秒以后当炮眼的膨胀实际上等于零时,在其中气体保留了大约 60% 的初始内能。这结果证实了 § 6.3. d 的论述,其中着重强调了炮眼中剩余气压在岩石破裂机理中的重要性。

彻里 (Cherry) 最近提出了一种用来计算地下核爆炸强冲击波的类似方法。在他的方法中用了一个不十分复杂的、其中包括了类似于哥伦布 (Coulombs) 屈服限的破裂准则。

§ 6.5 岩石材料的强度

炮眼中爆轰装药附近,岩石材料在下面几种情况下受到反常的应力作用。首先,由于爆炸气体的瞬时高压,由岩石的可压缩性和与其相联系的冲击波传播在岩石中产生一个应力系统,最初它非常接近一维压缩。因此了解在高流体静压力下岩石的强度和压缩性是很重要的。

其次,因为应变的速率很快,压缩的时间很短,以至材料的强度特性变化相当大。各种岩石材料高压下的可压缩性或冲击波传播的数据现在可以由实验得到,如第七章中所述。但是因为岩石材料的结构很复杂,而且通常在高压下伴随着容积的变化发生相态的变化,因而增加了复杂性。

伦伯格曾经广泛地研究了岩石材料在高静压下静剪切和压缩强度。图 6.5.1 和 6.5.2 表示在他们的测量中所使用的两种仪器。

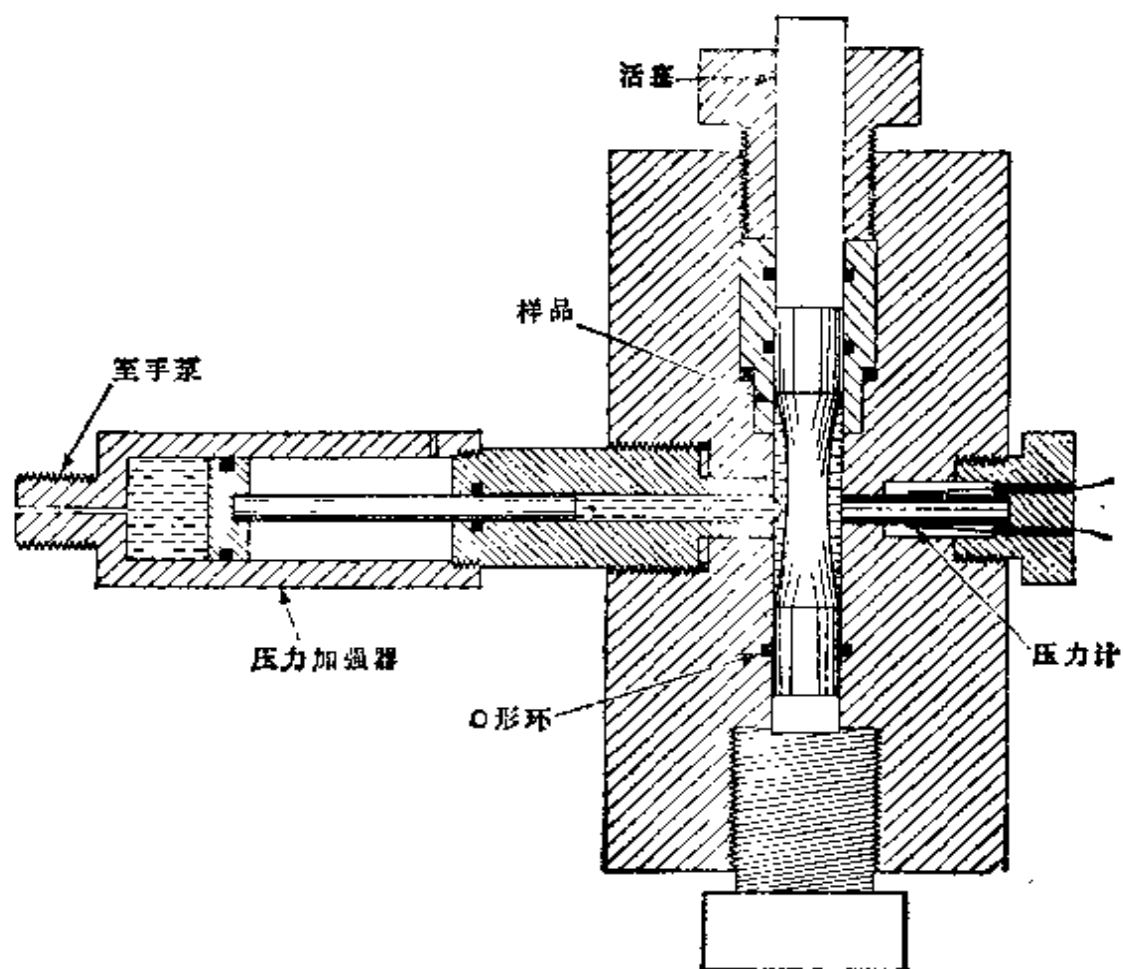


图6.5.1 测定岩石三维强度的压力室

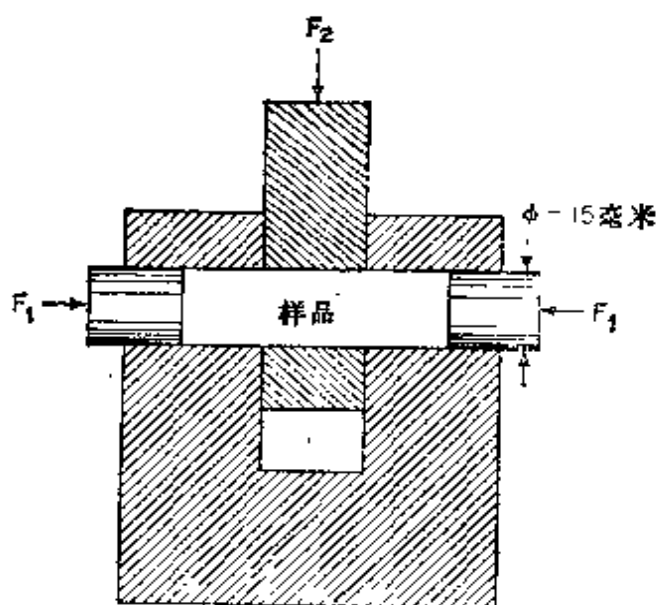


图6.5.2 限制的双剪切试验

它们的实验结果很一致，用限制的双剪切试验给出的剪切强度的值一般比用三维压力室试验的结果高10%。这可能是因为前一种情况破裂平面是由设计者预先确定的，而后一种情况在实验容积内断裂在最弱的点发生。

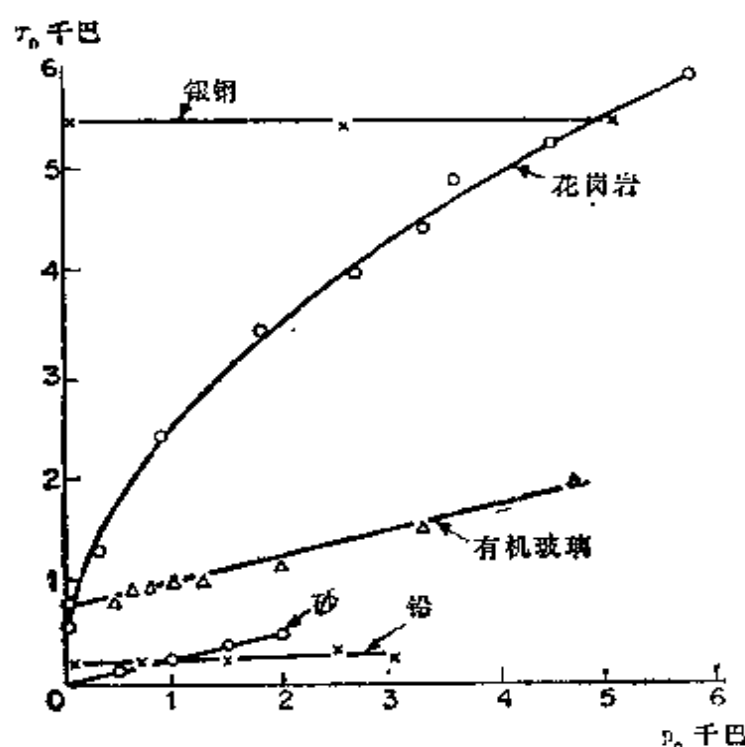


图6.5.3 剪切强度 τ_n 和正压力 p_n 的函数关系
(由限制的双剪仪器测量)

图 6.5.3 表示花岗岩、银钢、有机玻璃、铅和砂子限制的双剪切强度。花岗岩的强度随着正压力而增加得最多，这是许多脆性材料的典型。伦伯格假定在非常高的正压力时许多脆性材料达到一个上限值 τ_i ，并且建议用下面的表达式表示剪切强度 τ_n 和正压力 p_n 的函数关系：

$$\tau_n = \tau_0 + \frac{\mu p_n}{1 + \mu p_n / (\tau_i - \tau_0)} \quad (6.5.1)$$

式中 τ_0 是在大气压下的剪切强度，由实验确定， μ 可以看成是一个内摩擦的系数。此式对许多岩石材料都和实验结果相当一致。

表 6.5.1 是瑞典的一些岩石和矿物的 μ 、 τ_0 和 τ_i 值。数值表明这些材料中的大多数在足够高的压力时可以达到比淬火钢还要

表6.5.1 各种岩石和矿石的常数 μ 、 τ_0 和 τ_1

序号	材 料	产 地	μ	τ_0 (千巴)	τ_1 (千巴)
1	花岗岩 I	博赫尔西兰(Bohuslän)	2.0	0.6	9.7
2	伟晶石-片马岩	瓦尔德马斯维克(Valdemarsvik)	2.5	0.5	11.7
3	花岗岩 II	布雷德塞里福森(Bredseleforsen)	2.0	0.4	10.2
4	片马岩-花岗岩	瓦尔德马斯维克(Valdemarsvik)	2.5	0.6	6.8
5	石英	高陶介利(Gautojaure)	2.0	0.6	6.1
6	灰石板	格兰布福森(Granboforsen)	1.8	0.3	5.7
7	Skarnbreccia	马姆毕盖特(Malmberget)	1.5	0.4	20.4
8	云母片马岩	维迪福森(Videlforsen)	1.2	0.5	7.6
9	灰石 I	格兰布福森(Granboforsen)	1.2	0.3	8.7
10	黑板石	高蒂介利(Gautojaure)	1.0	0.6	4.8
11	铅矿	莱斯瓦尔 Laisvall	2.5	0.6	8.1
12	磁石	格兰吉斯布格(Grängesberg)	1.8	0.3	8.3
13	Leplite	格兰吉斯布格(Grängesberg)	2.4	0.3	6.3
14	黄铁矿	拉特吉伯肯(Rutjebäcken)	1.7	0.2	5.5
15	花岗岩 III	拉特吉伯肯(Rutjebäcken)	1.8	0.3	11.9
16	灰石 II	里克肖(Rixö)	1.0	0.2	10.2
17	砂石	戈特兰(Gotland)	0.7	0.2	9.0
18	Flintstone	斯科尼(Skåne)	1.5	1.4	21.4
19	玻璃		2.5	0.5	12.0

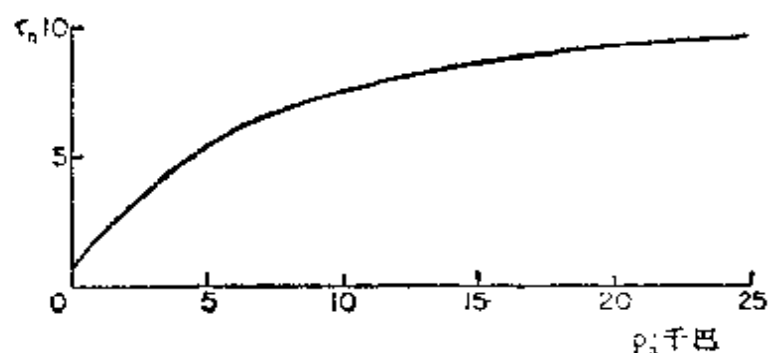


图6.5.4 外推得到的花岗岩静剪切强度和正压力的关系

高的强度。

在这两种实验中正压力（轴向）等于主要的主应力而两个次要的主应力是相等的。在化为三维的破裂限的结果时，由于没有发现和这相反的充分的实验证据，我们假定中间主应力的数值不影响裂缝，于是裂缝仅决定于主要主应力值和它与次要主应力的差值。图 6.5.4 表示按照 6.5.1 式花岗岩的剪切强度与正压力的关系。而图 6.5.5 表示从这些假定出发导出的裂缝时主要主应力和次要主应力之间的关系。

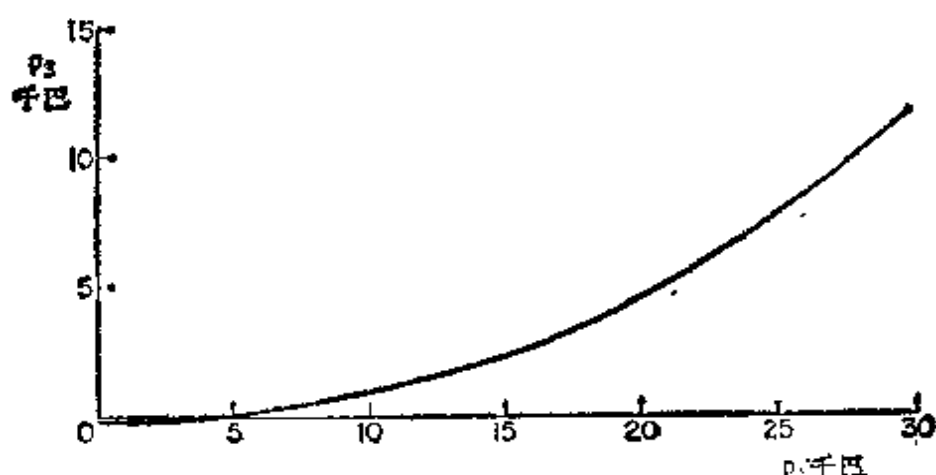


图6.5.5 从图6.5.4导出的在静态破裂时花岗岩的最小主应力 P_3 和最大主应力 P_1 的关系

伦伯格进一步用实验测量了岩石的压缩强度和温度与加载时间的函数关系，在每次实验中应力的增加与时间成线性关系。图 6.5.6 a 表示在室温时应力周期从一个月减少到 0.3 毫秒时花岗岩破裂应力增加近两倍的情况。

估计在冲击波中，冲击波阵面的压力在 $10^{-11} \sim 10^{-12}$ 秒的时间内上升的。但是由于应力的松弛，在波阵面后面的压力降将很快地影响阵面的压力。因此弹性先行波的阵面压力将受到任何时间变量强度效应的影响，它是在先行波通过材料的一部分时所表现出来的。在冲击波数据的测定实验中测量的距离是 1 厘米或更小的数值，在这个移动的距离内弹性先行波和其后的塑性冲击波之间的时间间隔是 0.2 微秒的数值。这样，假定在下面伦伯格的测

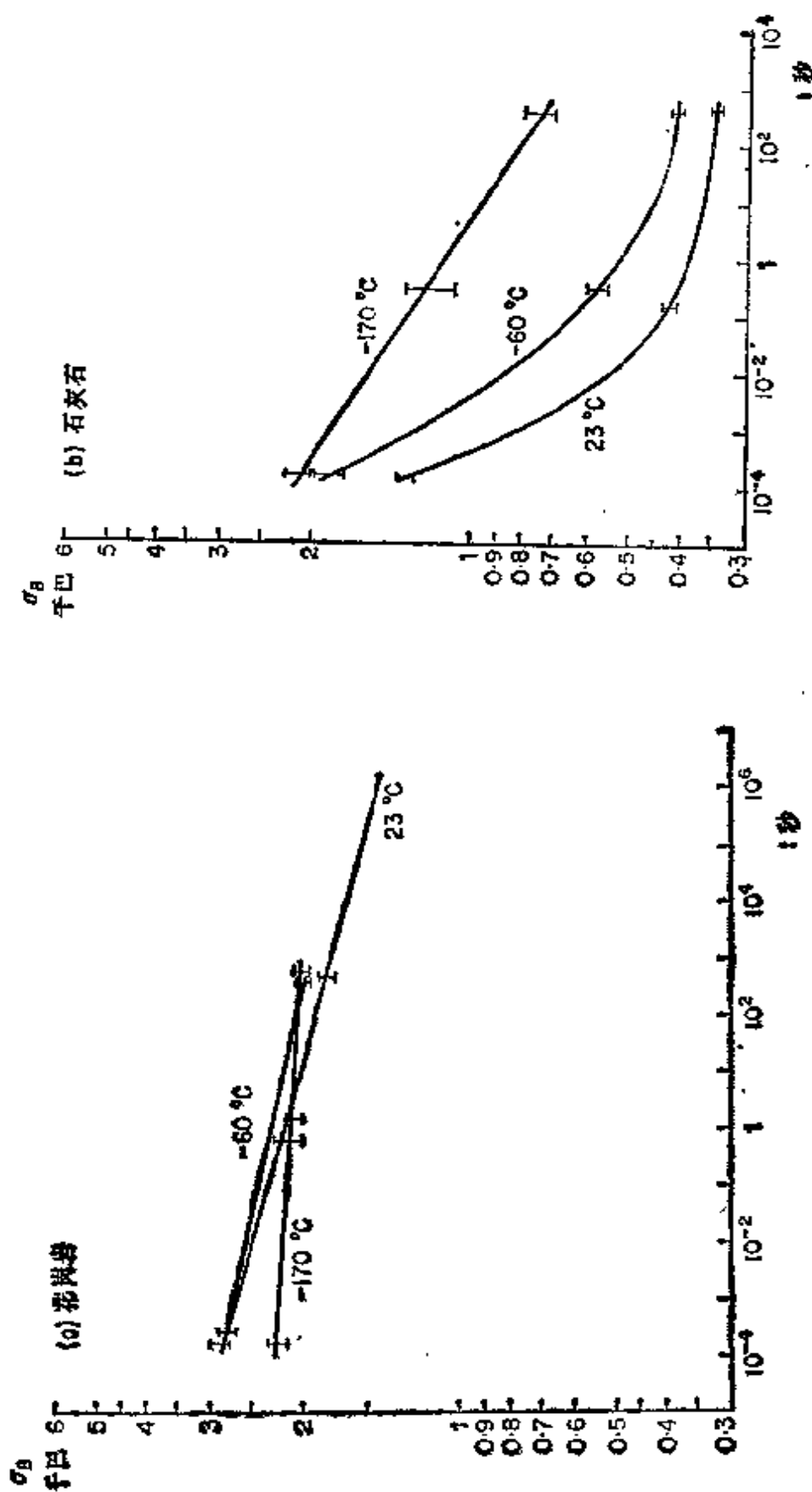


图6.5.6a 花岗岩的压缩强度和加载周期的关系

图6.5.6b 石灰石的压缩强度与加载周期的函数关系

量所包括的时间范围内，强度随加载时间或应力周期的减少而以同样的速率增加，由图 6.5.6 a 中外推可以估算岩石的强度，这正如同从一般的冲击波测量所导出的那样，大约是加载时间 100 秒的静态实验测得的数值的二倍。

如果我们按照图 6.5.4 在每一个 p_n 值上增大 τ_n 值 2 倍，我们可以导出在冲击波实验中的加载时间里，在动力学破裂时次要和主要应力之间的近似关系式，推导时用了像前面所述的对于破裂限的假设。图 6.5.8 表示花岗岩的这种关系。在一个平面冲击波内，主要主应力 p_1 等于垂直于冲击波阵面的应力（冲击波压力）而两个次要主应力 $p_2 = p_3$ 等于侧向压力。这两个压力与泊桑系数 ν 有关，因此 $p_3 = \frac{\nu}{(1-\nu)p_1}$ 。假定 ν 不决定于压力，我们可以用斜率为 $\frac{\nu}{(1-\nu)}$ 的直线与 p_3 对 p_1 的破裂关系线

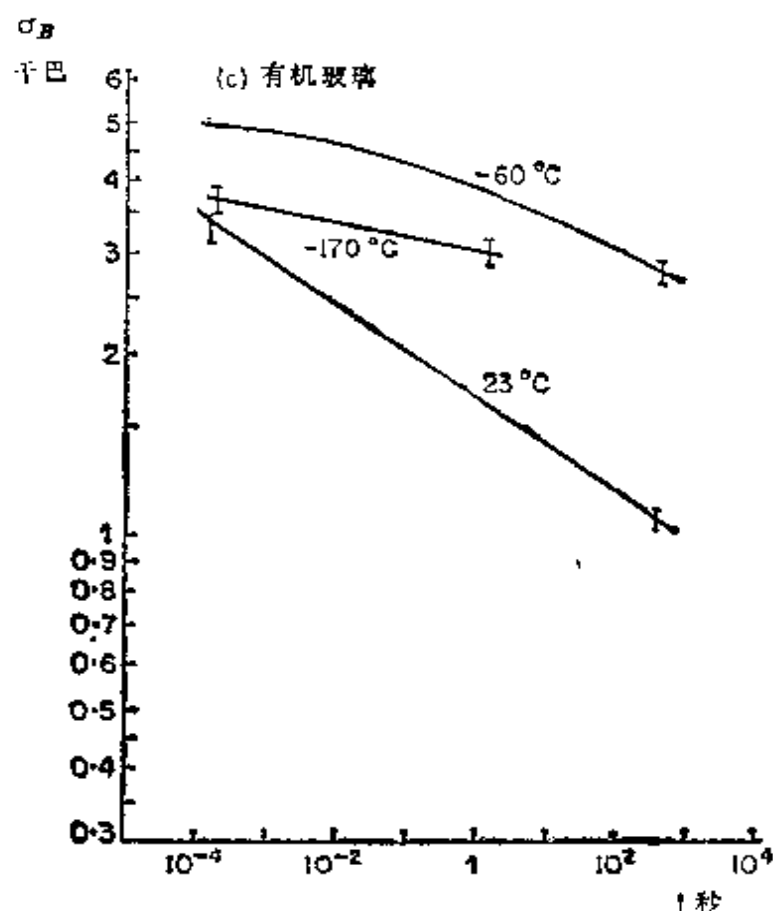


图6.5.6c 有机玻璃的压缩强度与加载周期的关系

的交点找到弹性先行波的正压力。这个压力通常被称为雨贡纽弹性极限 (HEL)。我们得到花岗岩的 HEL 值是 60 千巴, 实验确定的 HEL 值在 30 到 40 千巴之间。

考虑到我们已把加载时间外推到测量区外很远处, 这差别不是很大的。在那个区域里, 强度的对数随着加载时间的对数增加而线性地减少。但是石灰石在低温时, 和有机玻璃在任何温度时, 此关系不是线性的。有时是凸的, 有时是向上凹的 (图 6.5.6)。

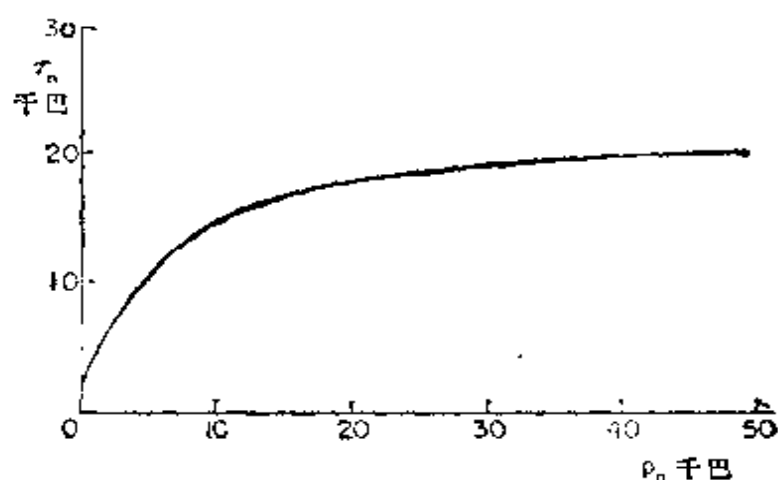


图 6.5.7 估算的花岗岩动力学剪切强度与正压力的关系 (加载周期 1~10 微秒)

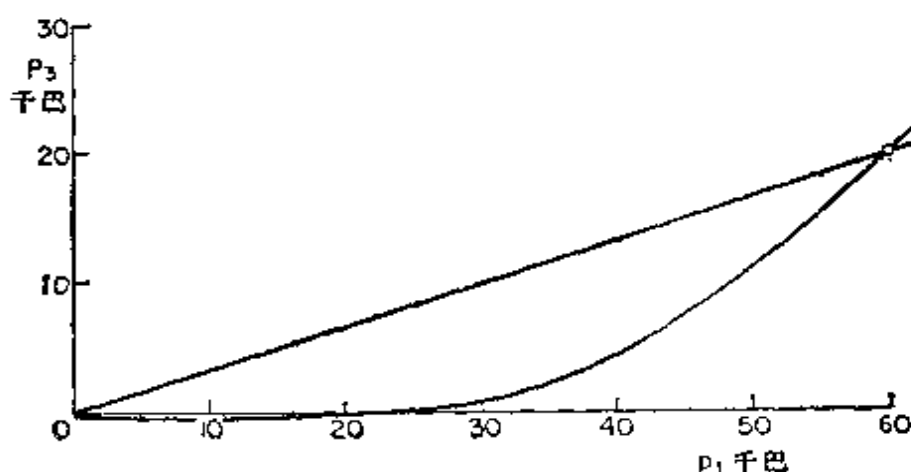


图 6.5.8 估算的在花岗裂缝时最大和最小主应力间的动力学关系

加载周期 1~10 微秒。直线 非轴向应变, $\nu = 0.33$;

○ 估算的雨贡纽弹性限 (HEL)。

§ 6.6 裂缝的传播

在许多玻璃中的裂缝其传播的速度有一个上限 1500 到 1600 米/秒。熔融的石英砂可以到 2200 米/秒。菲尔德用分幅的高速照相机研究了直径 2.54 厘米厚为 1 和 2 毫米的青石盘中裂缝的速度。负荷是由爆炸雷管提供的，它被一个薄金属片与试样隔开。共做了负荷在边缘和在盘子中心并且与它垂直的试验，测得的裂缝速度是 3600~4400 米/秒。在两个尺寸为 $6 \times 4 \times 1$ 毫米的金刚石中，测得的速度是 7200 米/秒。表 6.6.1 综合了菲尔德的实验结果。在结晶的固体中破裂速度 V_F 与膨胀应力波速度 C_1 或瑞莱波速度 C_R 的比值比在像玻璃一样的各向同性的固体中的值高。业已证明分叉可以有效地限制破裂速度在类似玻璃的固体中传播。在结晶固体中具有清晰的解理平面，分叉比较困难，可以得到接近瑞莱应力波的速度。

分叉（又称分枝）的现象是一个很有趣的现象。约菲指出裂缝尖端的应力场随增加的速度而变化，而且最大的拉应力移到与主裂缝方向有一个角度的点上（在裂缝尖端的一边），这样当裂缝达到高速度时就有一个分枝的趋势。钢化玻璃可以破裂为许多小块就是裂缝重复打叉引起的。这种玻璃的外层是压紧的，而里边有很大的张力，这些张力可以使裂缝高速传播。

布登等人发现 $75 \times 25 \times 1.25$ 毫米的玻璃片在张力计内破裂的

表 6.6.1 裂缝速度的测量值

材 料	V_F (米/秒)	$\frac{V_F}{C_1}$	$\frac{V_F}{C_R}$	注 释
玻璃(商品钠石灰玻璃)	1580	0.27	0.51	各向同性固体，以高速分枝破裂
氧化镁	5100	0.56	0.88	解理破裂，分枝停止
金刚石	7200	0.4	0.6	样品的有限性， V_F 能更高一些
青玉	4500	0.4	0.8	解理速度在(110)裂缝经常是螺旋线
钨(滚压的多晶体)	2200	0.43	0.85	滚压产生定向作用，分枝不明显

V_F = 最大破裂速度， C_1 = 膨胀的应力波速度， C_R = 瑞莱应力波速度。

现象，其中分叉前的裂缝长度（ λ ）和在破裂前试样中的应力（ σ_f ）的平方成反比，即

$$\lambda \sigma_f^2 = \text{常数} \quad (6.6.1)$$

为了得到不同的 σ_f 值，在这些玻璃片的一边的中点做不同尺寸的缺口。

在研究一定尺寸的物体内的裂缝运动时，不能忽略应力波的影响。沃尔纳（Wallner）认为标在玻璃表面上的线条是弯曲应力波和前进的破裂阵面交点的轨迹，当破裂穿过一个缺口时产生应力波。有时我们可以用这种沃尔纳线法去测量裂缝的速度。

同样可以证明由裂缝原点发出的应力波也足以使裂缝增长。菲尔德认为玻璃的破裂表面上的纹记是由这些波引起的。卡尔森（Carlsson）同样在他对钢（0.11% C, 0.6% Mn, 0.08% P）的破裂传播的研究中，发现了同轴的张应力的有趣作用。在这些实验中，用不同量的预应力使在裂缝处的应力从 26 磅/毫米² 增加到 46 磅/毫米²，得到一个与应力数值无关的平均速度，数值是 760 ± 10 米/秒。但是，可以观察到速度的局部的大的变化，这和裂缝源引起的扰动有关，然后扰动从试样的边缘反射，并且返回和裂缝相交。在钢中膨胀和弯曲应力波的速度分别是 5400 米/秒和 3200 米/秒。卡尔森认为，反射的张力波在裂缝阵面前形成微裂缝的核，主裂缝易于贯穿到这个区域，因此在这样的区域内裂缝传播速度增加。他也研究了有残留应力的钢试件，而这些试件板上都产生分叉的裂缝（见图 6.6.1）。反之，没有残余应力的试件就没有分叉裂缝。因此在钢中的残留应力是分叉裂缝的重要条件似乎是可能的。

菲尔德也指出裂缝的分叉可以被应力波引起。图 6.2.2 表示在 $5 \times 5 \times 1$ 厘米的钢化玻璃中破裂发展的情况。破裂是用一个铅弹在上边缘的中点碰撞面引起的。在第一排照片里有从打击点形成的几个裂缝，由裂缝的尖端形成的破裂阵面是一个圆弧，它表明所有裂缝以相同的速度传播。最大速度是 1460 米/秒，它可

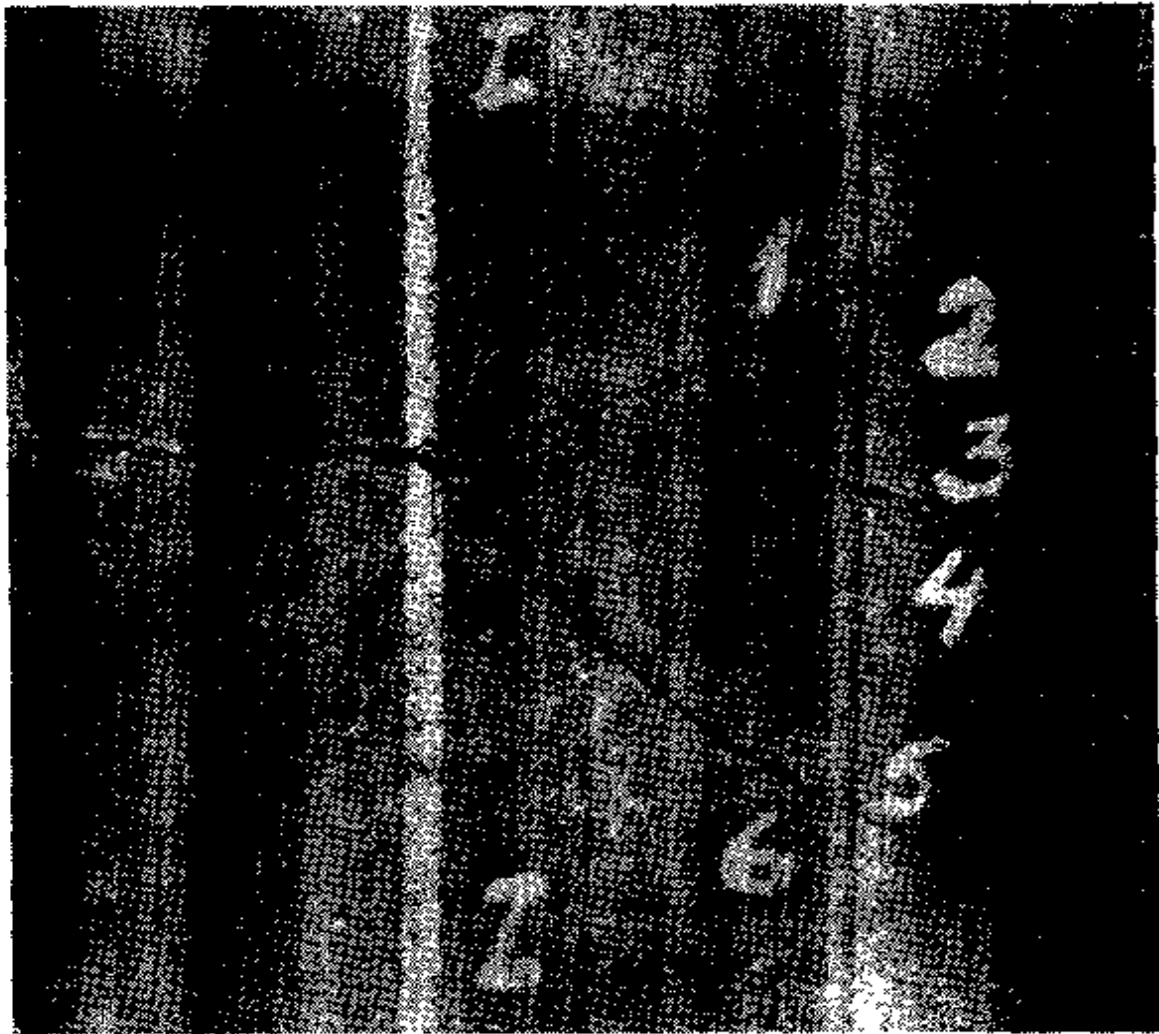


图6.6.1 具有残余应力的钢板中的分叉

以迅速地达到而且一直保持下来。第八幅和第九幅由于裂缝分叉而有显著的不同，在第十幅以后形成较小的二次裂缝，在最初的直裂缝之间横穿过。这种现象是由于冲击引起的膨胀应力波作用的结果。这些膨胀应力波作为张力波从试件的底部和边缘反射回来，在试件中传播时遇到裂缝。这个波的速度是5700米/秒（相当于破裂速度的三倍）。这个反射波在试样下面大约一半的地方开始与裂缝相交，因为它附加了一个张力，此力和产生裂缝的主张力有一个角度因此形成了分叉。

伦伯格等研究了裂缝在玻璃平板中的传播速度(v)和在弯曲时最大张应力的函数关系（如图6.6.3所示）。在 a 和 b 之间的弯曲力矩是常数。为了把裂缝控制在规定的方向，在平板的下边缘

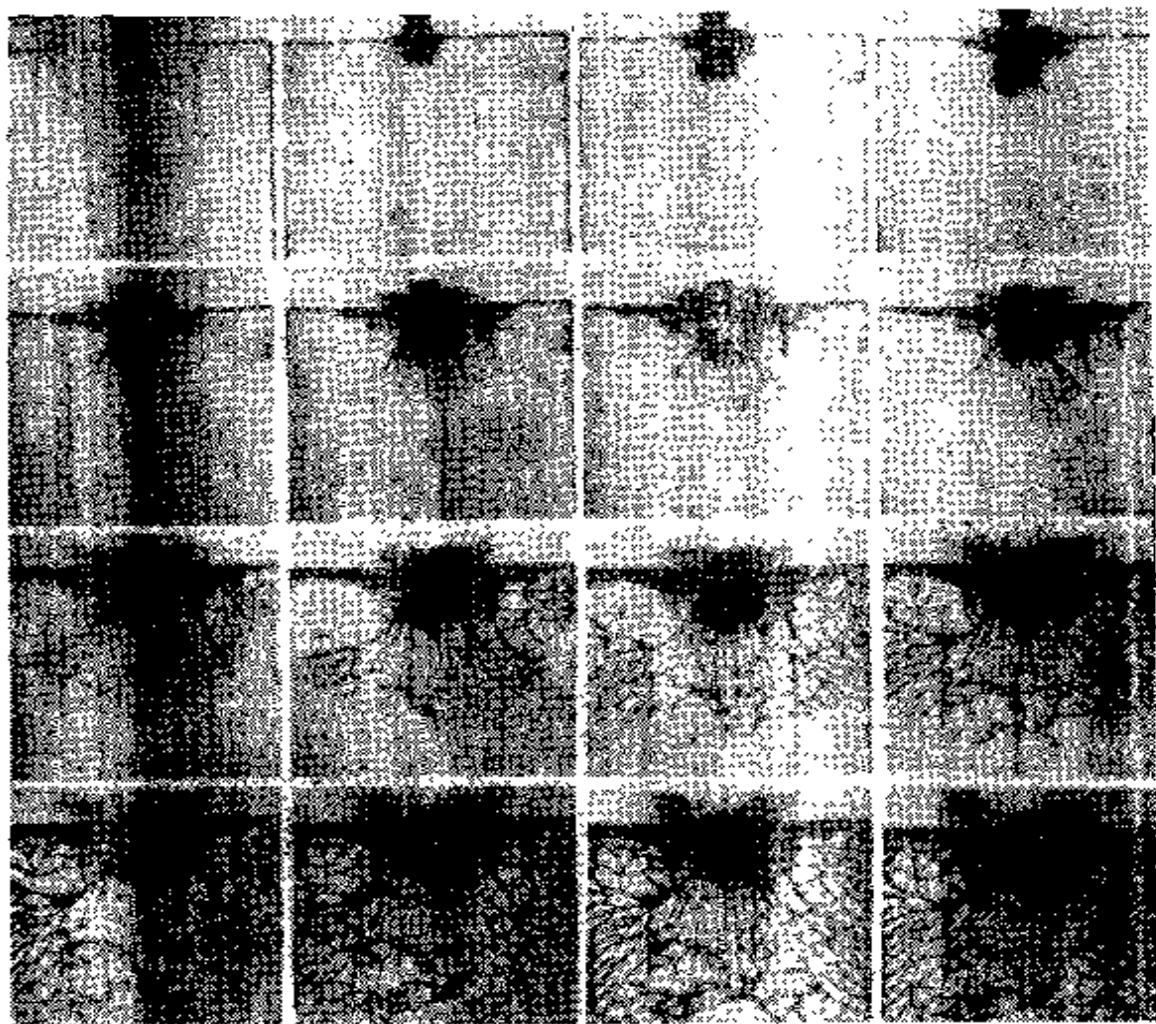


图6.6.2 在 $5 \times 5 \times 1$ 厘米的钢化玻璃中破裂的传播

每幅时间间隔20微秒，第八幅(二排最后一个)破裂模型的显著变化是由于反射的膨胀波干涉引起的。

A刻了一个几毫米长的划痕。于是厚2毫米的平板在 $\sigma = 2.3 \pm 0.1$ 千磅/毫米² 时破裂。对于更大一些的 σ 值，当加负荷时平板支持在A点，而当支点移动的时候开始裂缝。在比较小的负荷时，在A点轻轻地敲，玻璃板开始裂缝。为了确定裂缝速度，在玻璃平板的下边有一层导电膜（玻璃镜面）。当裂缝时薄膜被分裂成与裂缝垂直的长条，而长条的连续破裂可以用阴极射线示波器记录下来。图6.6.4表明速度和应力的大小有关系。常数值是在此情况下，当 $\sigma > 3$ 千磅/毫米² 时的上限值。在较低的 σ 值时 $v-\sigma$ 曲线弯向横座标而在 $\sigma = 0.8 \sim 0.9$ 千磅/毫米² 时在横座标上。由于此系统弯曲振动的自然频率低，因此在低的破裂速度时其速度仍能沿

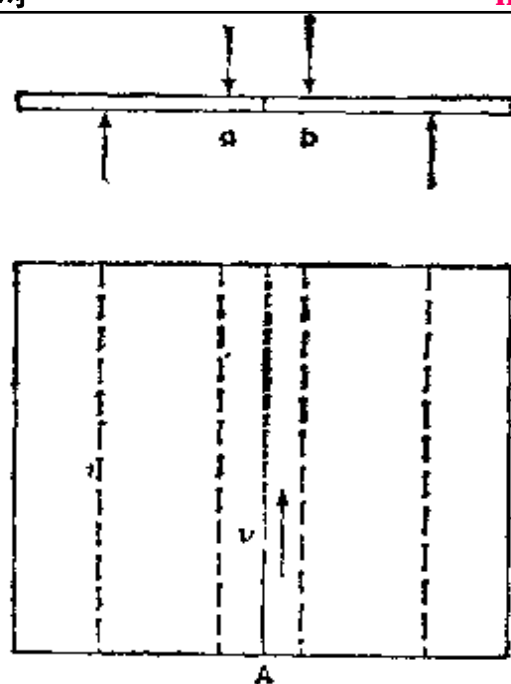


图6.6.3 弯曲时裂缝在玻璃板中的传播(从A点起)

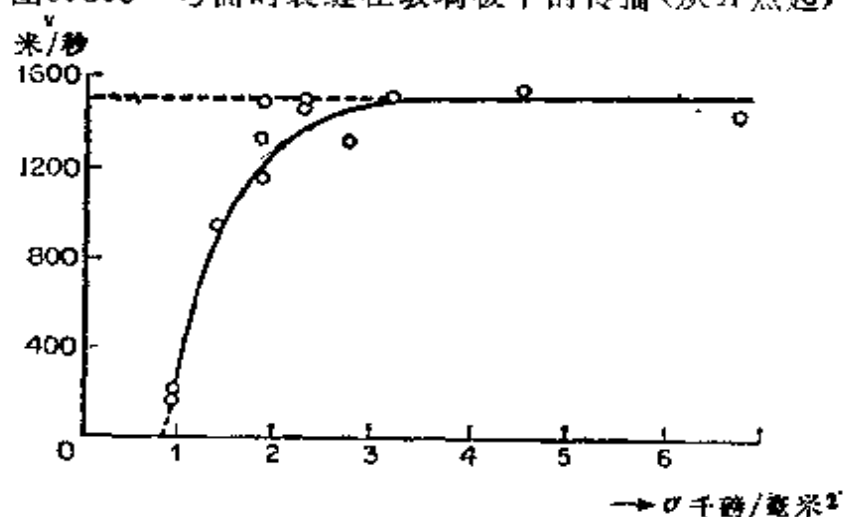


图6.6.4 玻璃中裂缝传播速度和在弯曲时最大张应力的函数关系

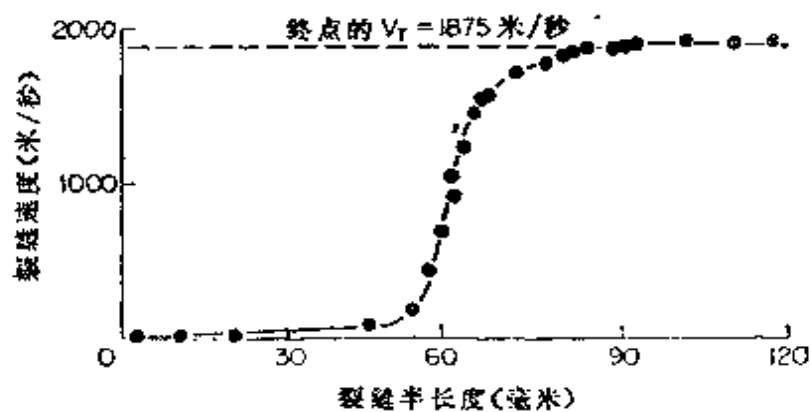


图6.6.5 按照比尼亚斯基对诺利特实测的破裂速度数据

着裂缝长度保持不变。

伦伯格等人的工作之所以有意义，也在于它是对固体在弯曲时破坏的裂缝传播的少数研究之一。这结果清楚地表明裂缝沿着整个长度几乎有一个固定的速度。这和用不变的应力作用在沟槽上由拉伸产生的玻璃破裂的情况不同；在那里裂缝随着长度的增加而加速。

比尼亚斯基(Bieniawski)研究过一种火成岩诺利特(norite)中破裂的传播。试样尺寸为 $150 \times 150 \times 6$ 毫米³的多晶体岩石。用最大分幅速度 1.59×10^6 幅/秒的条式转镜摄影机在高的范围内记录裂缝成长的过程，用电影摄影机记录起始的裂缝运动。图 6.6.5 表示裂缝速度和裂缝半长度与格里菲斯(Griffith)裂缝起始的半长度比的关系。比尼亚斯基认为此曲线上的拐点是从稳定到不稳定的转变点。表 6.6.2 是测到的最终破裂速度、膨胀应力波、弯曲应力波和瑞莱波的速度值。并且分别列出了破裂速度和弯曲应力波、膨胀应力波和瑞莱波的比值。

表 6.6.2 火成岩的破裂速度

扰 动	速 度 (米/秒)	类 型	速 度 比	
			实 验 的	理 论 的
最大破裂速度	$V_F = 1875$	—	—	—
膨胀应力波	$C_1 = 6480$	V_F/C_1	0.289	0.38
弯曲应力波	$C_2 = 3663$	V_F/C_2	0.512	0.50
瑞莱应力波	$C_R = 2759$	V_F/C_R	0.679	1.00

测到的火成岩裂缝速度为 1875 米/秒，这个和菲尔德(见表 6.6.1)的数据十分一致。菲尔德曾经指出，裂缝分叉的物体其裂缝速度对弯曲波速度的比大约是 0.27。由比尼亚斯基(表 6.6.2)得到的实验值大约是 0.29 与前面的数值非常接近。但是这比诺林(Noren)在岩石爆破时得到的花岗岩中的“有效破裂速度”大一些。他对于抵抗限运动和时间函数关系的测量指出，它的迟滞和抵抗限接近成比例($\propto$ 见图 6.3.16)。这可能是抵抗

限在它和剩余岩石的连接未破裂前不能有显著移动的原因。这就是当裂缝到达表面时的情况。要脱离抵抗限需要的裂缝长度是 $L = x_0 / \cos \alpha$ ，其中 2α 是破裂角。其平均值是 100° 。表 6.6.3 列出了四种抵抗限的延迟时间，其中假定裂缝是直的从钻孔到表面“有效破裂速度”的平均值是 1000 米/秒。

表 6.6.3 花岗岩、片麻岩在岩石爆破时的有效裂缝速度

x_0 (米)	L (米)	迟滞时间 t (毫秒)	L/t (米/秒)
0.18	0.28	0.26	1080
0.23	0.36	0.28	1280
0.28	0.44	0.44	1000
0.53	0.83	0.87	950
			平均 980

对于脆性破裂的能量平衡可以写作

$$\frac{dW_e}{dc} = \frac{dW_s}{dc} + \frac{dW_k}{dc} \quad (6.6.2)$$

其中 W_e 是放出的弹性能， W_s 是表面能， W_k 是动能， c 是裂缝的半长度。比尼亚斯基指出 W_k 随着破裂速度而增加，但趋近最终破裂速度时就接近常数。但是放出的弹性能 W_e 当裂缝成长时继续增大。因为 W_k 是一定的，方程 (6.6.2) 表明裂缝将增大它的表面，那就是分叉现象。一个从比尼亚斯基得到的裂缝分叉的例子如图 6.6.6 所示。前面指出，裂缝分叉可以看作是在裂缝的尖端应力分布的变化引起的。因此能量近似也能够应用，这就不奇怪了。把变化的应力近似看作产生此机理的假设，而能量近似作为此机理在力能学上可能得到的证明，这大概更好一些。单独地在能量近似的基础上讨论裂缝分叉现象是不够的。因为甚至在裂缝尖端发生能量过剩，也不能从此机理预言能量将被它消耗掉。

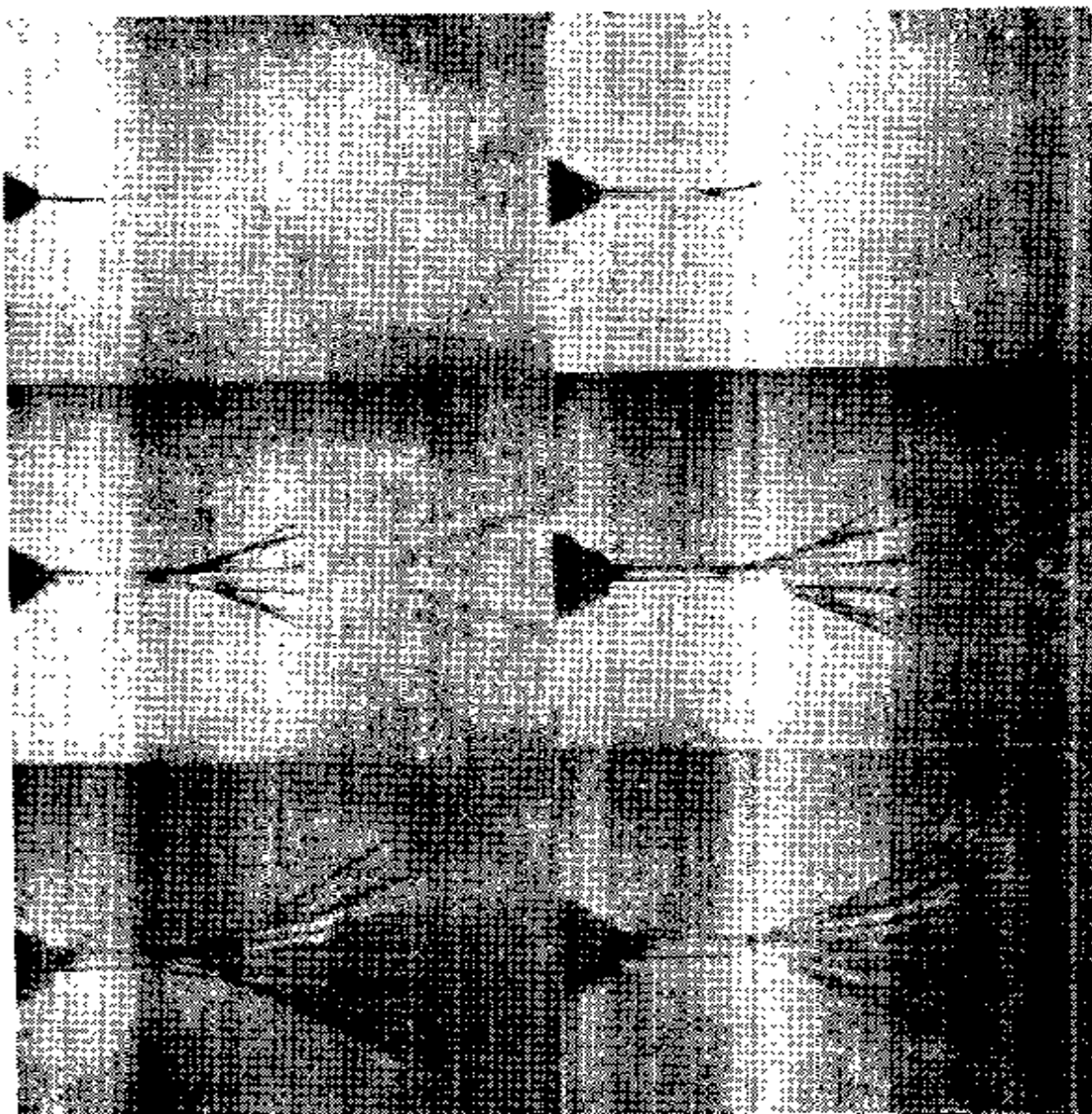


图6.6.6 在head岩(诺利特)中的破裂传播

每幅间隔 1 微秒。

§ 6.7 岩石爆破的机理

为了衡量炸药松动和破碎岩石的能力，我们必须确定岩石爆破的类型。显然，在圆石表面的破碎爆炸和放在采石场中堵塞很好的炮眼里劈裂岩石爆炸要求不同性质的炸药。介于这两种极端情况之间有一个与移动岩石的容积和几何形状有关的炮眼位置，数量和方向以及自由表面的位置和要求粉碎的程度决定的应用范围。

如果对上述每种爆破应用中发生的物理过程都能详细说明和计算的话，我们就可以在类似爆压和爆速、爆炸产物的组份和比容，反应释放的化学能等简单可测的量的基础上比较炸药。可惜我们离此理想情况还很远。

在本章前面部分，讨论了一个爆轰装药在一些特别简单的装置中的作用。如装药放在空气中、水中、铅铸和均匀岩石以及弹道臼炮中，在每种情况下炸药能量被高压气体分为几种不同类型的效应。我们也涉及到岩石爆破的一些重要过程，例如在岩石中爆炸装药附近冲击波和应力模型，裂缝的传播和岩石的强度特性等。这些是简单和能清楚了解的岩石爆破的某些方面。在实际的岩石爆破中，情况是比较复杂并且是多方面的。对此我们不仅要考虑许多由不同的简单机理占优势的岩石爆破类型，同时我们还要考虑至今没有考虑过的极不均匀各向异性的不连续介质。实际的岩石通常是极不均匀和各向异性的。岩石从炮眼产生的破裂区可以分成高强度和低强度区。它通常包含一个复杂的裂缝和沟缝的网。它们当中一些是大的，一些是细密的。其中有一些是前面一发或是相邻的一发装药产生的。而有的可能是钻炮眼时产生的。岩石可能有易于产生相对于孔轴的破裂平面。自由面通常是非常不规则的，而要完成此图像要考虑在几个炮眼中装药之间的联合作用和互相干扰。

十分清楚，到这一章为止，所介绍的全部基本知识，还不够全面地详细地对普通的岩石爆破进行计算。为了找到别的计算方法，曾经提出过以实际岩石爆破的经验为基础，并且包含在爆破过程中主要特征数的经验公式。如杜瓦尔和艾奇逊的漏斗坑爆破理论可计算当炮眼很浅或和自由表面垂直爆破时的装药重量。另外是兰格福斯和基斯特洛姆的公式。它适用于一般爆破，即计算与自由面平行或小于直角时的长炮眼的形式和装药的分布。后面的这个公式将在§6.8中简要加以说明。在§6.9中提出了用相似方法导出的计算岩石爆破能力的公式。

下面我们用定性的方法尽可能地综合岩石爆破机理的基本特征，同时指出使这些机理进一步发展的新的实验结果。

a. 均质岩石

当装药在炮眼中爆轰时，爆轰波将以 $2000 \sim 7000$ 米/秒，或者一般 $4000 \sim 6000$ 米/秒的速度沿炮眼传播，爆轰波阵面的压力 5 到 500 千巴或一般约 200 千巴，这是指炮眼内装满高爆速炸药。如果炮眼被装满炸药，由于壁的加速度最初作用在炮眼壁上的压力大约是阵面压力的一半。如果装药没有充满炮眼，则气体将径向膨胀而达到壁时只剩下很小的压力。这两种情况压力都是以和炮眼共轴的锥形阵面冲击波传到岩石中去。由于反应产物瞬时轴向和径向膨胀的结果，壁上的压力开始迅速地下降，因此冲击波阵面的压力衰减的速度甚至高于阵面径向膨胀所确定的速度。由冲击波速度和爆速的相对值决定的冲击波阵面锥角，由于阵面压力逐渐减小，也将随直径的增加而减小。

由于伴随着冲击波的物质运动的径向流，切向压力比径向和轴向压力衰减得更快一些，终于引起径向裂缝的出现。此时，在炮眼和冲击波阵面之间的物质受压缩并且由于岩石的压力和强度而发生弹性流动或塑性流动。图 6.7.1 表示装药在有机玻璃的钻孔中爆轰的情况。因为二者之间的物质是完全透明的，我们能够十分清楚地观察到钻孔的膨胀和冲击波阵面。在爆轰波后面一定距离的地方，由于径向裂缝物体变成了不透明体。这不是在钻孔壁开始的，而是远于钻孔壁 1 或 2 个钻孔半径的地方。然后向里或朝外径向传播。这已被 § 6.4 的计算所证明。它指出切向应力大约在相同的区域达到破裂值，这时它在孔壁或者更远处仍然是正的。

虽然在初期裂缝很多，但是因为应力松弛的传播是从它们当中最长的开始，其中仅有少数可以传播很远。在没有自由表面时，少量裂缝变得比其它裂缝更长一些。此数值通常在 7 附近。径向裂缝传播的速度开始是 1000 米/秒或更快一些，但逐渐地衰减。

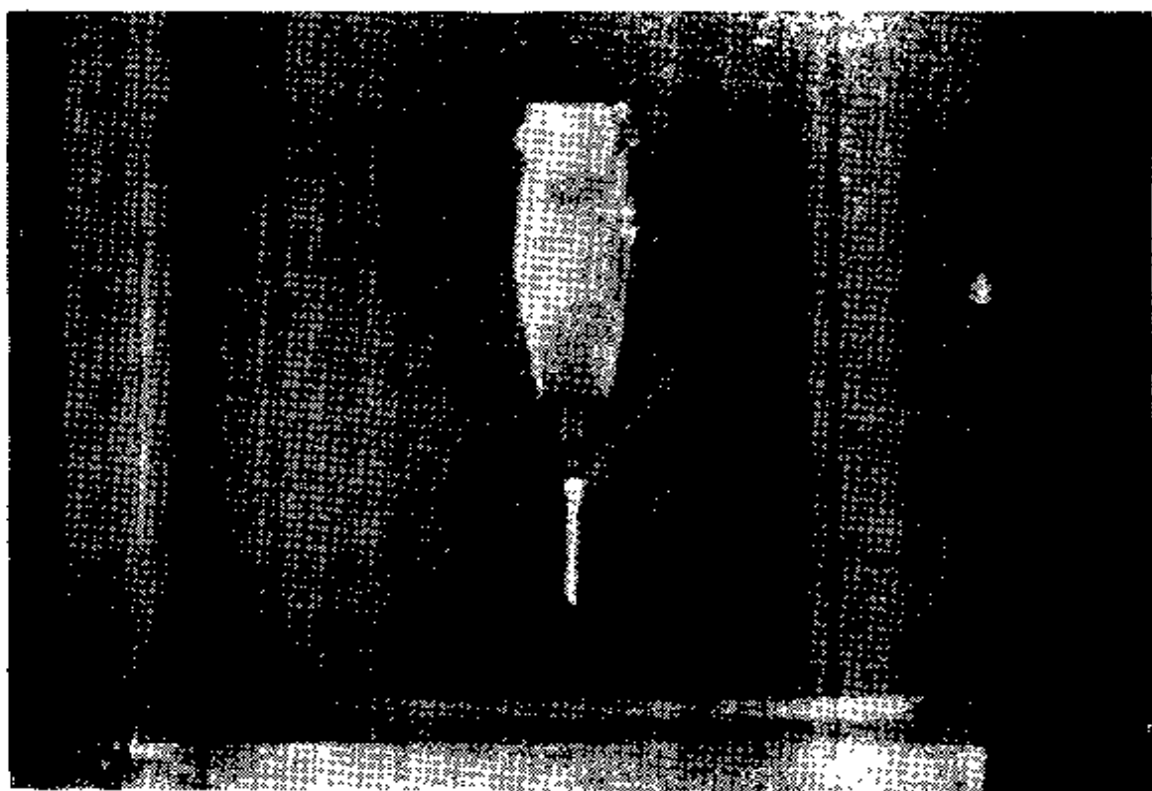


图6.7.1 在有机玻璃钻孔中的爆轰装药

因为冲击波的速度在 $4000 \sim 5000$ 米/秒左右，在冲击波到达和钻孔平行的自由表面时，径向裂缝的长度比到达自由表面的距离小25%。然后压缩波反射为拉伸波。如果在花岗岩中单位钻孔长度和单位抵抗限长度的装药重的平方为 5 千克/米³或更大一些，则拉伸波足以形成裂缝。于是破裂表面和自由表面平行。小的装药量，例如一般在台阶式爆破中的标准为 $0.5 \sim 1$ 千克/米³，在花岗岩中就不能形成这样的裂缝。

菲尔德等人在一系列玻璃模拟试验中，研究了径向裂缝系和反射的拉伸波之间的干涉。这种干涉给这些裂缝一个较大的传播速度，这些裂缝和波阵面接近平行，即和自由表面成 $40^\circ \sim 10^\circ$ 的角度传播。这些裂缝向前传播使周围的物质松弛，进而使相邻的裂缝减速。可以相信，这种机理对最终破裂角是有关系的。

与此同时，另一机理也开始起作用。最长的裂缝是向内扩张达到钻孔壁。这由下面的两个观察结果所证实。第一，在有机玻璃

实验中，在过程的较早阶段，看到气体反应产物从裂缝钻出自由表面。第二，当使用反应产物中有过量碳的炸药时，碳沉积在接近钻孔附近最大裂缝的表面上，离钻孔的距离大约是10~20倍钻孔半径。如在§6.4的计算中所看到的，在钻孔里仍然保留着明显的气体压力，在完全装满的钻孔中这个压力的数值是1~5千巴。这个压力将扩展到裂缝中去。进入裂缝的气流速度有的可能使气体到达裂缝的顶端，有的则不可能。在窄的裂缝中的气流伴随着明显的压力和热损失。在起初它比裂缝速度大不很多，甚至当裂缝中气压迅速向外衰减时，大的气体压力对钻孔附近裂缝表面的杠杆或尖楔效应将对裂缝顶端的张力产生显著的作用，这个作用对长的裂缝比对短的裂缝要大。此外，还有在§6.3 d中详细讨论的岩石容积压缩效应。

所有这些因素似乎都具有促使这些裂缝由于和从自由表面反射的张力波的干涉而最先出现的作用。如在§6.3 d中所指出的那样，在此之前岩石的加速度是很小的。这已被诺林(1956)在花岗岩中的实验所证实，也被拉德加德-佩德森和珀森(1968)在有机玻璃中的实验所证实。在裂缝达到自由表面后，当在§6.3 d所示的短起始阶段内岩石被剩余的气体压力所加速。

b. 非均质岩石

非均匀岩石首先是具有预先的裂缝和缝隙的岩石。穿过钻孔的大裂缝将明显地从根本上改变上述过程的次序。如果高压气体流入这种缝隙，楔形效应优先使缝隙扩展，而同时由于气体流入裂缝从而降低了用于正常粉碎过程的压力。接近水平的缝隙通常是发生难预料的大距离抛掷的原因。通过钻孔壁的细裂缝并不必然地造成这种效应，因为当冲击波传播的起始阶段大的轴向和切向压力可以将它们密合起来。

和钻孔平行的大裂缝在其未达到自由表面以前可以引起冲击波的反射。这将在接近钻孔处产生更强烈的破碎甚至在裂缝处产生内疤。径向破裂不能横穿此裂缝，而是气体压力将扩展到裂缝

里产生没有预料到的大的爆发转石，它可以达到远离预期的坑道之外。

和钻孔平行的窄缝隙因太薄不足以引起冲击波的反射。反之，它们在返回的张力波影响下被分离开。这可以降低径向裂缝的影响，甚至阻止从钻孔产生的破裂。

同样，方向杂乱的密集裂缝将增大粉碎性和使坚硬的岩石具有低强度材料的特性。在层状结构材料中的平行裂缝，例如粘板岩由于类似的效应几乎是最难爆破的材料。

在其它均匀岩石中破裂的适宜平面作用可以产生相似的结果，但这个效应不必要过分的强调，如前面所指出的那样，裂缝方向和破裂角直接取决于几何效应，例如钻孔相对于自由表面的方向。破裂方向由于缺陷平面的出现会稍微改变。但在别的平面上阻止裂缝的应力是很大的。

§ 6.8 岩石爆破的装药计算

兰格福斯计算了在台阶式爆破中需要的装药量，他把装药分成用以剪切孔底部岩石的底部装药和与炮眼长度成比例的上部装药即管状装药。函数关系式和参数值是由均匀的花岗岩的爆破实验决定的。在底部装药的情况，用集中在孔底部的装药（ Q ）和不同的抵抗限，研究了高度和抵抗限（ V ）相等的几何相似的台阶式爆破（见图 6.8.1）。下面的公式可以说明此结果。

$$Q_0 = a_2 V^2 + a_3 V^3 \quad (6.8.1)$$

此装药足以在底部剪切并且把离底部高为 V 的侧边撕碎。上面含有表面积和容积项的函数关系，可以在相当大的尺寸范围适用如从用有机玻璃以厘米表示尺寸的模拟爆破到抵抗限大于10米的台阶式岩石爆破。对于非常大的爆破可能在核爆炸时发生的抵抗限具有100米或更大时，为了考虑岩石的重力作用要加上四次方的项。

根据底部有裂缝的花岗岩石板中类似的试验（见图 6.8.2）发

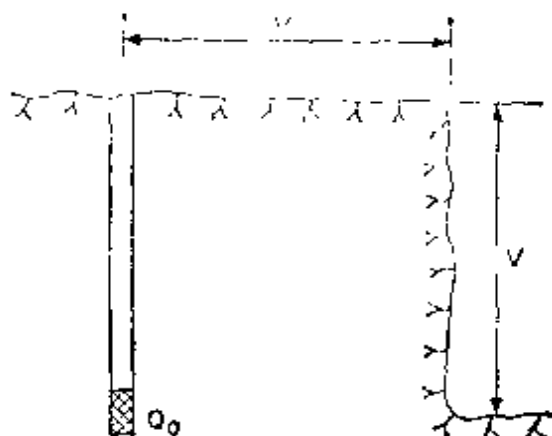


图6.8.1 具有底部集中装药
和垂直炮眼的台阶式爆破

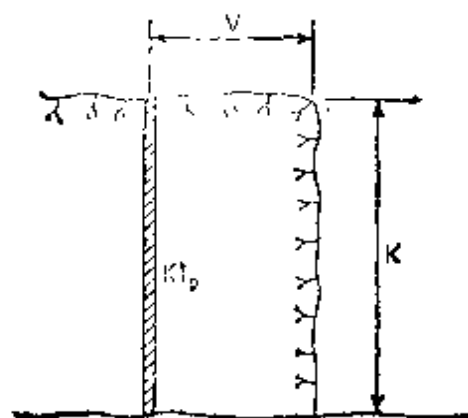


图6.8.2 台阶式炮眼上
部的管状装药

现单位长度石板对于管状装药 l_p 可使用以下关系式

$$l_p = 0.4(a_2 V + a_3 V^2) \quad (6.8.2)$$

如果炮眼做得很窄,则装药 Q_0 的高度增到 V 的 25 或 30% 时,底部装药的效应实质上是不变的。随着装药长度的进一步增加,单位重量的装药在底部的效应开始减小,因此在 $h = V$ 时其效果只相当集中装药的 60%。

在预定的台阶底下钻一个 $0.3V$ 深度的炮眼 (见图 6.8.3), 一个重 $Q_b = 1.3Q_0$ 的底部装药在底部产生的效应仅比集中装药 Q_0 小 10%。

代入方程 (6.8.1) 近似地得到

$$Q_b = 1.45(a_2 V^2 + a_3 V^3) \quad (6.8.3)$$

总的装药用下式计算

$$Q_t = Q_b + (K - 2V)l_p \quad (6.8.4)$$

其中 K 是台阶的高度。实际上如图 6.8.4 所示, 炮眼未装药的部分是在孔的上部, 但是这样的代换不能改变总的装药的表达式 (6.8.4)。

在 $1 < V < 10$ 米的爆破中, 发现常数 $a_3 = c$ 包含由岩石性质决定的许多效应时, 把 c 称做岩石常数它由极限装药时的 c_0 确定。 c 值包含技术余量以保证粉碎。例如 $c = 1.2c_0$, 兰格福斯

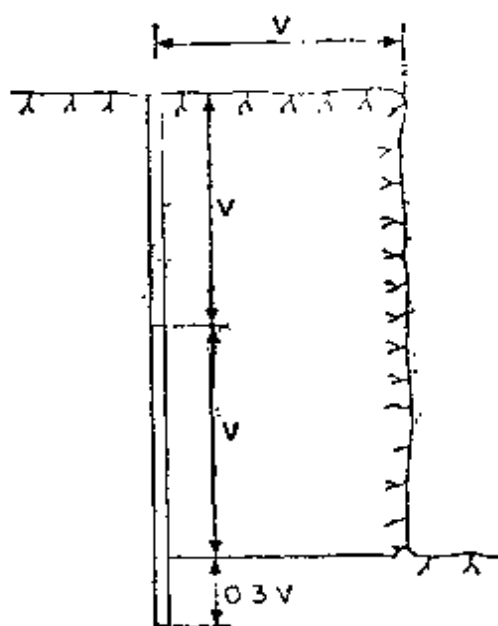


图6.8.3 具有扩展的底部
装药的台阶式爆破

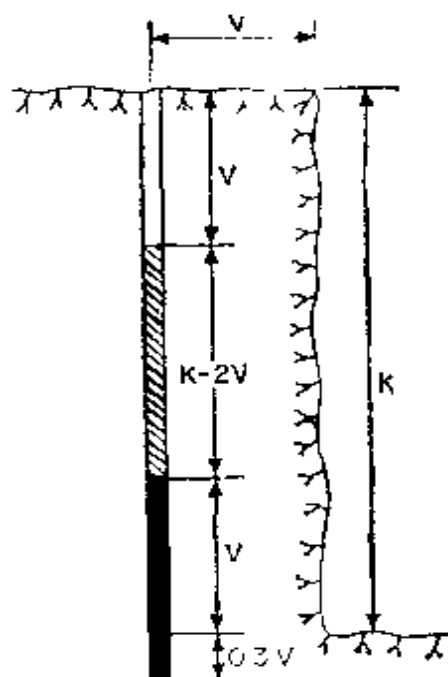


图6.8.4 具有扩展的底部装药
和管状装药的台阶式爆破

和基斯特洛姆发现在均匀的花岗岩爆破时 $c_0 = 0.17$ 公斤/米³，以及 $c_0 = 0.28 \sim 0.35$ 公斤/米³，实际上用于其它种类的没有明显裂缝方向的岩石。这数值适用于含35%硝化甘油/硝化乙二醇的硝酸铵代那迈特的爆破（LFB-代那迈特）。

在抵抗限介于1和10米之间时，常数 a_2 仅相当于装药的20~2%，实际使用时 a_2 可取固定值0.07 公斤/米²。这个值的误差只稍微影响装药的最终值，把 $\bar{c} = c + 0.07/V$ 代入6.8.3式得到底部装药为

$$Q_b = 1.45 \bar{c} V^3 \quad (6.8.5)$$

而在(6.8.2)式中特定的柱装药为

$$l_p = 0.4 \bar{c} V^2 \quad (6.8.6)$$

和垂直的台阶式的底部装药比较，在如图6.8.5的自由底部的爆破中仅需要前者75%的药量。对于如图6.8.6中所说的斜率2:1的台阶，相应的数字是85%。

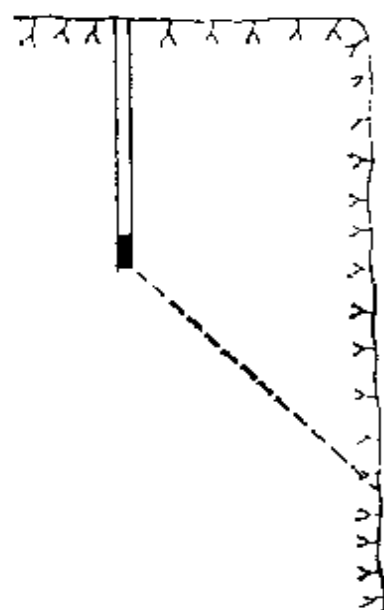


图6.8.5 有自由底面的
台阶底部集中装药

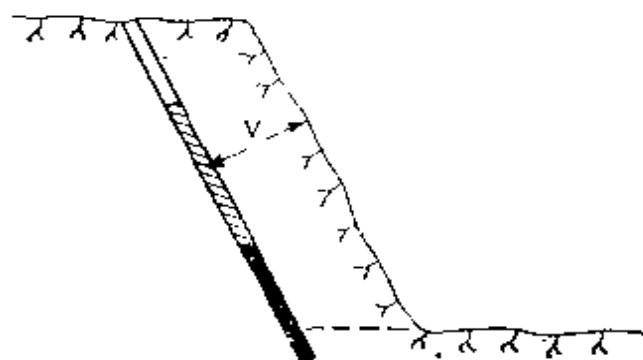


图6.8.6 斜率为2:1的
台阶式爆破

§ 6.9 炸药的岩石爆破能力

为了确定各种炸药在岩石爆破中的粉碎能力，兰格福斯等人对一个有裂缝的花岗岩作了台阶式爆破。炮眼底部的直径为32毫米，长为7米，斜度为 30° ，抵抗限1.8米，孔之间的距离是1.8~2.3米，在孔的底部装填1.0~1.4公斤/米的炸药。每次有一排5~10孔。用含有35%硝化甘油/硝化乙二醇的硝酸铵代那迈特（LFB）作为标准炸药，用以和50%硝化甘油/硝化乙二醇的硝酸铵爆胶（LFIV），半塑性的具有25%硝化甘油/硝化乙二醇，52.5% AN，13% NaNO_3 ，9.1%硝基苯和粉状的含6%硝化甘油/硝化乙二醇和12%梯恩梯的硝酸铵炸药（Nitrolit）进行比较。此外还对专门制造的炸药304作了试验，这种炸药能量很高，但比容很小，只相当于LFB的35%，即每公斤300升。

炸药的爆破能力是根据在炮眼底部的纯爆破能力确定的。其结果列于表6.9.1中，除了304例外，所有炸药的相对爆破能力（ s ）都和炸药的能量近似地成比例。假定相对爆破能力完全取决于相对的爆炸能量（ e ）和气体容积（ g ）。304的结果表明能

量的作用比气体容积的作用大 4~5 倍。于是相对爆破能力可以按下面的公式计算（参看约翰逊和兰格福斯，1966）

$$s_{\text{计算}} = \frac{5}{6} e + \frac{1}{6} g \quad (6.9.1)$$

兰格福斯和基斯特洛姆（1955）用九种炸药在均匀无缝的花岗岩中完成了一个比较新的研究。其结果列在表 6.9.1 中的后面

表 6.9.1 炸药的爆破能力

炸 药	观察到的 爆破能力 $s_{\text{观察}}$	每公斤的 爆 炸 能 (e)	每公斤的 气 体 容 积 (g)	$s_{\text{计算}}$ $\frac{1}{5} e + \frac{1}{6} g$	发 数
LFB	1	1	1	1	
LFIV	1.01 ± 0.05	1.06	0.98	1.01	
G-玻璃尼维	0.96 ± 0.07	0.94	0.71	0.90	
尼特洛利特	0.80 ± 0.06	0.80	0.98	0.83	
304	1.30 ± 0.07	1.52	0.36	1.33	
LFB	1	1	1	1	15
G. D.	1.23	1.35	0.84	1.27	2
塞克利特	0.93 ± 0.03	0.85	1.01	0.88	4
纳比特	0.88 ± 0.04	0.90	0.77	0.88	3
纳比特 2	0.91	0.89	1.02	0.91	1
阿马托	约 0.90	0.86	1.05	0.88	2
Na01	约 0.88	0.88	0.70	0.85	1
Na12	1.00 ± 0.05	1.02	0.81	0.99	2
埃马特利克斯	(0.62 ± 0.02)	0.98	0.37	0.89	8

部分。除了具有低气体容积的氯酸盐炸药（埃马特利克斯）外，在 $s_{\text{观察}}$ 值和爆炸能量（ e ）之间有明确的比例。但是按照方程（6.9.1）计算，它就更好的介于 $s_{\text{观察}}$ 和 s_{ber} 之间。而对于埃马特利克斯，测到的值稍低一些。

从这些实验得到的一个重要和有趣的结论是爆速不影响炸药的岩石爆破能力。这证明了前面的从代那迈特的强度实验得出的结论。

根据炮眼直径和装填密度的不同，代那迈特可以低速或高速爆轰，但是在代那迈特的广泛应用中没有发现爆破能力取决于爆

衰过程是低速或高速的现象。

在美国用漏斗坑实验来测量炸药的岩石爆破能力。实验时炮眼和水平岩石表面垂直。在孔底部装炸药，孔的其余部分填以干燥的砂子。随着孔的深度不同可以得到变化的漏斗坑容积。把漏斗坑容积随固定重量 (W) 的装药中心的深度的变化关系描成图，可以得到一条钟罩形的曲线。对应的最大容积深度被称为最合适的深度。能够产生漏斗坑的最大深度称为临界深度 (N)。

用以衡量单位装药重量的炸药强度的应变能系数 E 由下式决定

$$E = \frac{N}{W^{1/3}} \quad (6.9.2)$$

用以衡量单位装药容积 (v) 的炸药强度的漏斗坑常数 K 由下式计算

$$k = \frac{N}{v^{1/3}} \quad (6.9.3)$$

最大破裂条件是用合适的深度比计算。它是最合适深度和临界深度的比。

达瓦尔 (Duval) 等曾肯定地指出，在这些实验中，岩石破碎是冲击波在自由表面反射的结果。并且发现在离装药远距离的地方应变能系数和冲击波振幅的测量值是很一致的。

在比较漏斗坑实验和台阶式爆破实验的结果时，重要的一点是裂缝系统从炮眼开始。甚至装药比孔径还短时，把装药看作点装药也是十分错误的。但是如果把孔很好地填塞的话，在岩石和填塞物的交界面将不能产生张应力。这样气体压力将迅速地沿着孔扩展，并且产生和炮眼轴平行的径向裂缝。这如图 6.9.1 所示。

在台阶式爆破实验中，这些裂缝达到表面，而且使很大容积的岩石松动，而在漏斗坑实验中，径向裂缝和碎裂缝垂直，对岩石的松动没有帮助。

在台阶式实验中，岩石的最大移动容积经常在临界抵抗限处。表 6.9.2 表示兰格福斯在均匀的瑞典花岗岩台阶式单孔爆破与达

瓦尔等在 Lithonia 花岗岩中漏斗坑爆破结果的比较。这两种岩石和使用的炸药是非常相似的。在漏斗坑实验中,单位漏斗坑容积需要的炸药重量的最低数值是 1.9 公斤/米^3 。而在台阶式爆破中用一个 0.18 和 0.17 公斤/米^3 的炸药装药或比在漏斗坑实验中所用炸药重的十分之一还少的炸药可以得到相同的容积。

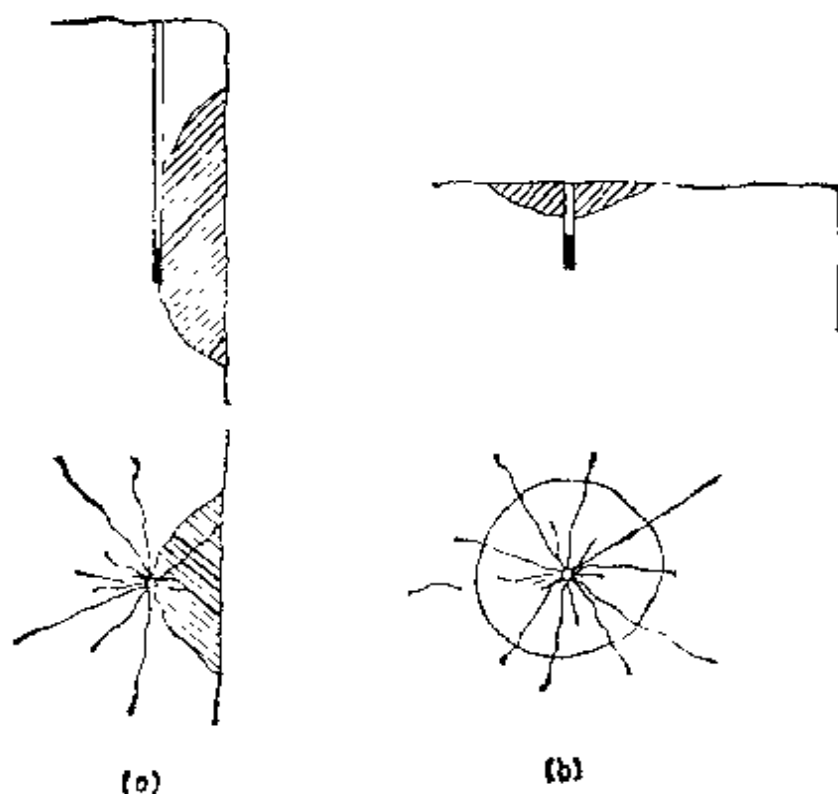


图6.9.1 在(a)台阶式爆破和(b)漏斗坑爆破中移动的容积和裂缝系的比较

表6.9.2 漏斗坑和台阶式爆破的比较

装药深度或抵抗限(米)	漏斗坑实验(D. A)			台阶式实验(L)		
	Q 装药重 (公斤)	V 漏斗容积 (米 ³)	Q/V (公斤/米 ³)	Q 装药重 (公斤)	V 漏斗坑容积 (米 ³)	Q/V (公斤/米 ³)
0.21	2.82	0.62	4.56	0.004	0.009	0.44
0.54	2.82	1.43	1.90	0.036	0.165	0.22
0.90	2.82	1.22	2.31	0.153	0.85	0.18
1.26	2.82	0.23	12.3	0.360	2.10	0.17
1.69	2.82	0.01	282	0.670	4.22	0.16
1.74	14.5	1.70	8.53	0.810	5.43	0.15

第七章 高压物理学和凝聚物质中的冲击波

近来对高压物理学的兴趣之所以不断增长，部分原因是由于静高压设备的发展，它最终导致了五十年代中期人造金刚石的生产，部分原因是由于核武器发展所需要的爆轰学的进展。这种进展使得能够应用高级炸药装药在固体中产生可以精确控制的冲击波。材料物理学技术重要性的增长，也增加了对高压物理学的兴趣。

现在已有可能对很高压力以及远大于正常密度时固体的各种特性进行测量。下面我们将介绍用不同实验方法所达到的压力范围，并阐述有关压力趋于 10 兆巴时冲击波压缩的理论。

§ 7.1 实验的压力-温度范围

高压可以用几种方法产生。在自然界，极高的压力是在大的天体内部由重力产生的。图 7.1.1 中的压力-温度图上给出了描述地球中心的状态点 (4×10^6 巴, 4000K) 以太阳中心的状态点 (1.5×10^{11} 巴, 2×10^7 K)，以便和实验的压力范围相比较。

在实验室中，静态高压是按照重支撑原理应用固体强度建立起来的。通过采用适当形状的活塞和可以变形的垫圈，当承受内部逐渐增加的压力时，厚壁的容器材料和可变形垫圈材料可以一直变形到极限值。用这种方法可以在很小的中心容积里达到接近 600 千巴的压力，此压力比钢所能支持的强度大两个数量级。在稍低的压力时，用内部加热方法短时间可以达到几千度 K 的温度。

为了在比用静态方法获得的压力还高的压力下进行实验，采用了用强冲击波的加速使材料本身建立惯性力的办法。端面 and 爆炸的猛炸药块相接触的金属，受到 200~500 千巴的冲击波压力。

更高的压力可以在高速运动的金属板碰击静止的固体试样所产生的冲击波中得到。据报导用这种方法得到的最高压力接近 10 兆巴。要在钢或铜中得到这样的压力,碰撞的速度要接近 15 千米/秒。两个相向运动的地球卫星正面碰撞时就接近于那样的碰撞速度。对于在此压力范围内的冲击波实验,用炸药加速的球形金属罩所形成的球形聚集流可以产生所要求的碰撞速度。在最近公布的实验中,阿里特苏列尔(Al'tshuler)等人在地下核爆炸炸点附近的铁试样中得到了估计高达 34.5 兆巴,并且密度被压缩至初始密度 3.4 倍的压力。

热的激发是在冲击波压缩的机理中所固有的,它随着冲击波压力的增加而增加,因此在钢中的冲击波压力达到 10 兆巴时将形成 30000K 左右的温度。冲击压缩多孔的金属试样还可以得到更高的温度(100000K 或更高)。在图 7.1.1 中,冲击波区为从原点逐渐变亮的阴影面积。除了碰撞速度之外,冲击波实验中得到的最大压力取决于金属的初始密度及材料本身的压缩性。在轻的和容易压缩的物质中所达到的压力比在重的、不易压缩的物质中所达到的压力要低。

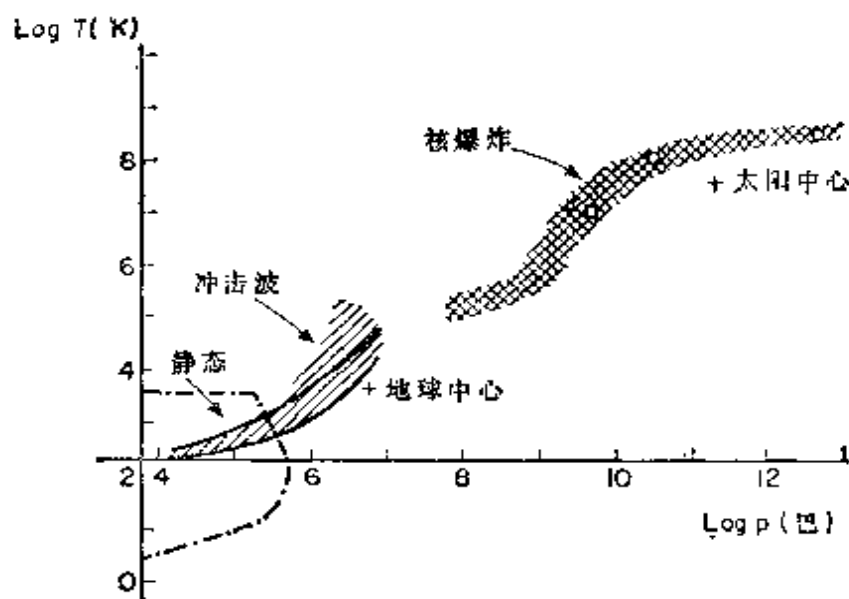


图 7.1.1 实验的压力-温度范围

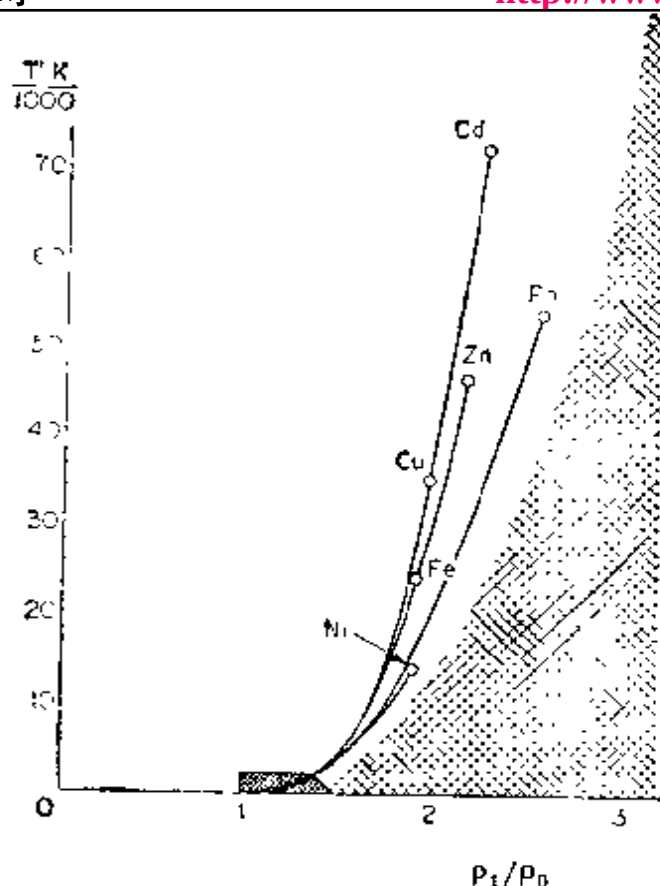


图7.1.2 实验的温度-密度范围

在冲击压力 9 兆巴时的状态。细的划阴影面积，静态实验；
粗阴影线面积，冲击实验难达到的。

图 7.1.2 表示在温度-密度平面里静态实验和冲击波实验的范围。实线的终点为用冲击波方法能达到的最高实验密度。对于每一种金属，在实线的左边有一个区域为用有气孔的金属样品所作的实验。如前面所指明的，在低温下大的密度增加是达不到的（大的阴影区是用冲击波实验不能达到的区域）。图还表明在正常密度的 3~4 倍处存在着一个渐近线，在那里很小的密度增值将使压力和温度增加得非常快。很高的压力和温度是用易裂的材料经受核爆炸时达到的。

§ 7.2 冲击波和冲击波关系式

首先，我们仅限于讨论材料强度比冲击波压力小得多的足够强的稳定冲击波。我们还假定除了波阵面本身外，其它地方都处于热力学平衡状态。下一步我们将研究这些假定的正确性。

这样，压缩可以看成是在可压缩流中的流体动力学问题。对于一维线性流，质量、动量和内能的守恒方程就变得非常简单

$$\rho_0 u_s = \rho (u_s - u_p) \quad (7.2.1)$$

$$p - p_0 = \rho_0 u_s u_p \quad (7.2.2)$$

$$E - E_0 = \frac{1}{2} (p + p_0) \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho} \right) \quad (7.2.3)$$

方程 (7.2.1~7.2.3) 是由兰金和雨贡纽分别建立的，因此被称为兰金-雨贡纽方程。 ρ 、 p 、 u_s 和 u_p 中的任意两个参数足以确定其它变量。从初始状态 p_0 、 ρ_0 、 E_0 用不同强度的冲击所能达到的所有状态的轨迹，在 p ， ρ 平面上是一条曲线，它是物质的特征，这条曲线称作冲击波绝热曲线或雨贡纽曲线（见图 7.2.1）。由已知初始状态测量冲击波速度和冲击波中质点运动的速度，就可以确定冲击波绝热曲线上某一点的压力、密度和内能。

由方程 (7.2.1) 和 (7.2.2) 可知，由于冲击压缩所引起的物质动能的增量为：

$$\frac{1}{2} u_p^2 = \frac{1}{2} (p - p_0) \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho} \right) \quad (7.2.4)$$

即近似地等于 $p_0 \ll p$ 时内能的增量。正如图 7.2.1 所看到的，冲击绝热线处在通过初始状态等熵线的上面，这说明冲击压缩是一个不可逆的过程，同时还表明，如果 $p > p_0$ 必然有 $S > S_0$ 。在 $p - p_0 \approx 0$ 的极限（非常微弱的冲击波或音波）下，冲击绝热线、等熵线和等温线具有相同的斜率，而熵的增加也就消失了。从物理学上讲，熵的增加是和波阵面上的热传导和粘滞性联系着的。密度为 ρ_0 的未受扰动物质到较高的密度 ρ 原子点阵将有一个突然重排。由于平面冲击到达材料的单轴压缩强度以上，如果没有严重的侧向尺寸变化，或者材料也未发生足够大的点阵单轴弹性变形时这种重排就必然发生。

在冲击压缩的过程中，一部分内能转化为点阵的热激发，并且在最终的压缩状态以热能表现出来。此热能随冲击压力的增加

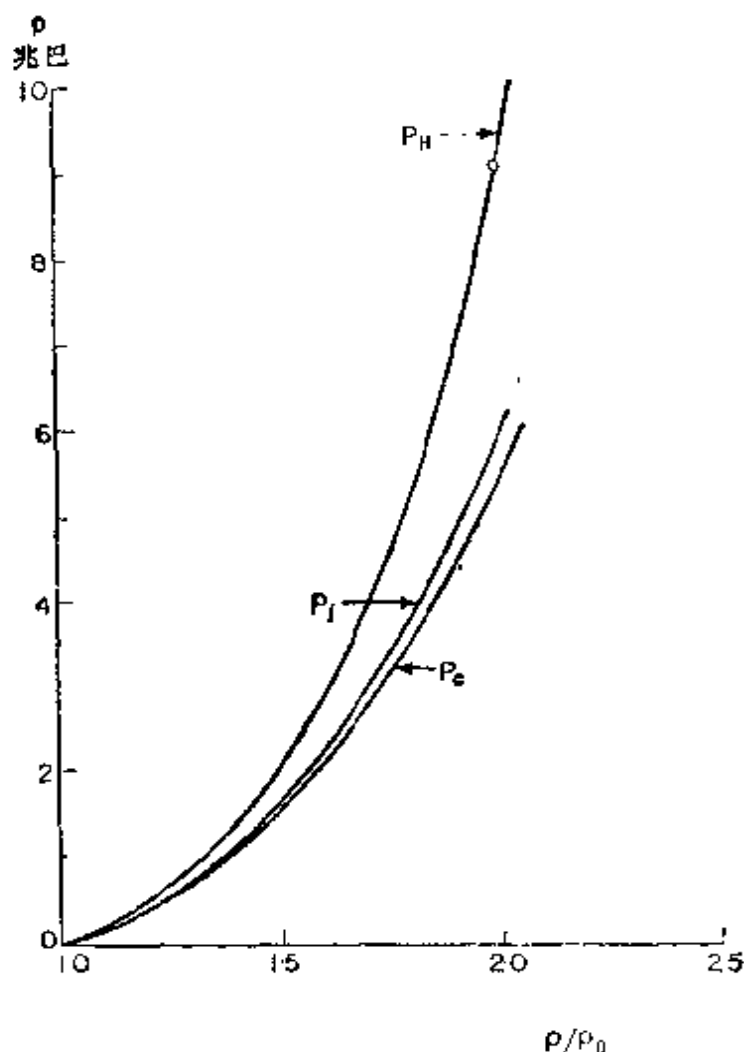


图7.2.1 Cu, P_H 冲击绝热的压力-密度图

P_I —通过 p_0, ρ_0 的等熵线 p_e —0°K 的等温线。

而成比例地增加。在极高的冲击压力时，电子的热激发开始对热能有明显的贡献。铜在冲击压力达 9 兆巴时，密度约为金属正常密度的两倍，原子间的距离大约减小 20%。内能的 50% 被点阵的热运动携带，20% 被电子的热运动携带，而仅有 30% 成为晶格的“冷”压缩能或者位势压缩能（在 0K 时压缩到相同密度时所需要的能量）。

热激发随冲击波压力增大而迅速增加是通过冲击压缩所达到的密度增值总有一个极限值的原因。当冲击波的强度能使金属压缩到初始密度的 3~4 倍时，进一步增加冲击波的强度仅能增加内能的热部分，而冷的压缩能实际上保持不变。

在过去的讨论中我们仅处理了平面稳定的冲击波。对于不稳定的或曲面的冲击波的精确处理是一个困难的数学问题不属于本书讨论的范围。一般地说,这种问题需要用数值技术去解决。

冲击波阵面上的压力剖面,主要是借助于音速随压力的变化来确定。对于大多数物质,音速是随压力的增加而增加的。因此,直到类似热传导和粘滞效应等扩散过程对于维持平衡的剖面显得足够重要时为止。剖面是趋于愈来愈陡的。对于实验的冲击波压力范围内的金属,波阵面的厚度估计不大于几十个 Å。

因此,在大多数应用来说,冲击波的厚度和别的距离相比较是非常小的。一个物质的质点,从冲击波阵面的一边跨到另一边所需要的时间,和流场中其它任意点的状态发生明显改变所需要的时间相比将是很短的。因此,在任意给定的瞬间,冲击波的传播可以看作是稳定的。此外,除非波阵面的曲率半径极小,波阵面上的任意给定点都可把冲击波当作一个平面的不连续面来处理。只要将它们与流场其余部分的三维不稳定处理结合起来应用,那么方程(7.2.1~7.2.3)便可以在不稳定的三维冲击波问题的广阔范围里应用。

前面我们曾武断地假定冲击波是一个稳定现象。但往往不是这种情况。冲击波的稳定性曾经被贝蒂洛德(Lord)从理论上研究过,发现冲击波的稳定性取决于等熵的压力-密度关系的二阶微分。特别是在初始压力和冲击波压力范围内。稳定性的充分条件为

$$\left(\frac{\delta^2 p}{\delta \rho^2}\right)_s > 0 \quad (7.2.5)$$

由于音速公式为

$$c = \sqrt{\left(\frac{\delta p}{\delta \rho}\right)_s} \quad (7.2.6)$$

条件(7.2.5)和音速(即小扰动的速度)在任何压力时随着压力的增大而增大的条件是相当的。对于大量的物质而言,这个条

件在大多数压力范围内是满足的。

对于等熵的压力-密度关系的其它形式, 尽管稳定性不是必需的, 但它是存在的。这样在

$$\left(\frac{\delta^2 p}{\delta \rho^2}\right)_s = \text{常数} \quad (7.2.7)$$

的压力范围内, 包括波阵面在内的波系在不存在损耗的过程里将保持不变。理想的弹性材料满足后面这个条件。等熵的弹性压缩波只要波阵面不陡峭, 甚至在很高的压力下, 也将在这种材料中不随时间变化地进行传播。如果波阵面开始变陡, 那么与冲击波的传播相联系的损耗过程就不能再忽略, 波面就变为不稳定并且蜕变为不太陡的等熵波。在这种情况下, 损耗过程没有被较高压力扰动赶上较低压力扰动的趋势所抵销。

最后, 在

$$\left(\frac{\delta^2 p}{\delta \rho^2}\right)_s < 0 \quad (7.2.8)$$

的压力范围内, 稳定的压缩波是不可能的, 并且不论是冲击波还是等熵波, 波的结构都将是随时间变化的。

方程 (7.2.8) 的一个有趣而又十分重要的特殊情况是在等熵线上有一个折点或不连续点, 但另一方面却满足式 (7.2.6) 或 (7.2.7) 的条件。相的变化往往使等熵线产生这种性态, 而引起的冲击不稳定性在这样的材料中产生一个双波结构。这些现象将在后面与冲击波中的相变联系起来进一步加以讨论。

如上所述, 对于膨胀波也可找到类似的稳定条件, 不管它是冲击波还是等熵波, 冲击压缩波的稳定条件也就是膨胀波的不稳定性条件。因此, 在大多数材料中, 膨胀波不能作为冲击波的转化而存在, 面正如压缩冲击波达到自由表面所出现的那样, 骤然膨胀将蜕变为斜率逐渐降低的不稳定膨胀波。

另一方面, 在压缩冲击的不稳定条件 (7.2.8) 下, 稳定的膨胀冲击是可能的, 这样的膨胀冲击可以在有相变的材料中发现。

最后, 在条件 (7.2.7) 之下, 例如在理想的弹性材料中等熵膨胀波和等熵压缩波都是稳定的, 压缩冲击或膨胀冲击都是不稳定的。

§ 7.3 冲击波实验

a. 引言

在一个平面稳定的冲击波中, 可以从冲击波速度和质点速度直接和精确地计算压力和密度。这就是冲击波实验成为研究高压下材料性质的引人注意的工具的主要原因。

高压下冲击波实验的缺陷是炸药的破坏力和用于测量的有效时间很短。这两点都是和产生高压所需要的物质高速度以及产生近似平面稳定波的要求相关的。后者要求很大的炸药装药以及很短的测量距离和时间。典型的装置示于图 7.3.1。在瑞典国防研究院, 曾用它测量压力在 1~2 兆巴时冲击波的速度和质点速度。装药的重要部分是一个锥形平面波发生器, 它在 ± 0.08 微秒的瞬间在直径为 150 毫米表面起爆圆柱形的主装药, 所产生的爆轰波阵面最小曲率半径为 2 米。

炸药的总重量为 12 公斤, 它把厚为 1.5 毫米的金属片加速到 4000 米/秒的速度。冲击波是由此金属片和厚为 3 毫米的圆盘试件相碰撞产生的。冲击波穿过圆盘厚度的时间大约是 0.5 微秒。这是测量冲击波速度的有效时间。

在这些实验中, 用短暂的闪光显示冲击波到达测量距离 (等于圆盘的厚度) 末端的时刻。此过程用高速条式照相机记录下来, 照相机放在开有照相窗的混凝土障碍物后面, 闪光是由夹在有机玻璃块表面和试样自由表面之间间隙内的空气或氩受压缩产生的。飞片到达的速度或试样自由表面的速度也用类似的技术测量。这些技术的原理如图 7.3.2 所示。

在实际实验的过程中, 到达时飞片平面度的微小偏差和它的速度的微小变化都要加以考虑, 并采用了几个试验圆盘和台阶式



图7.3.1 冲击波数据实验的实验装置

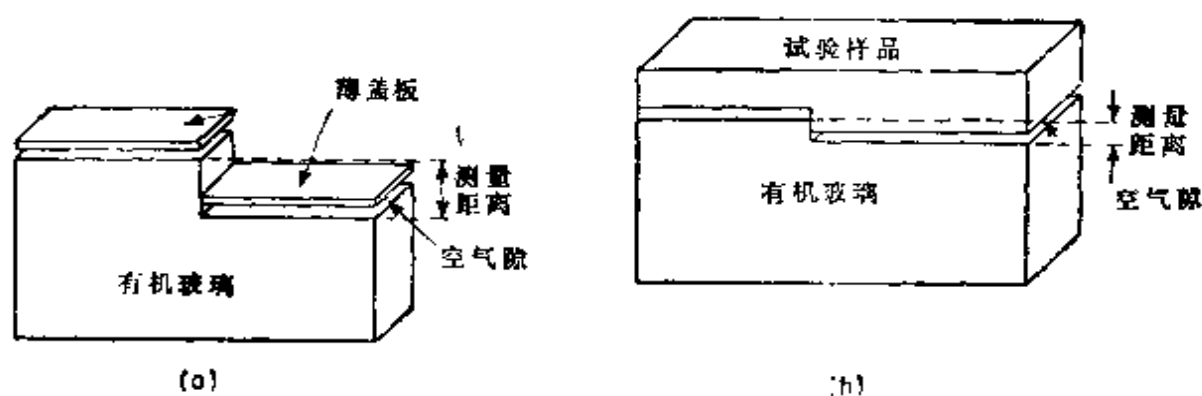
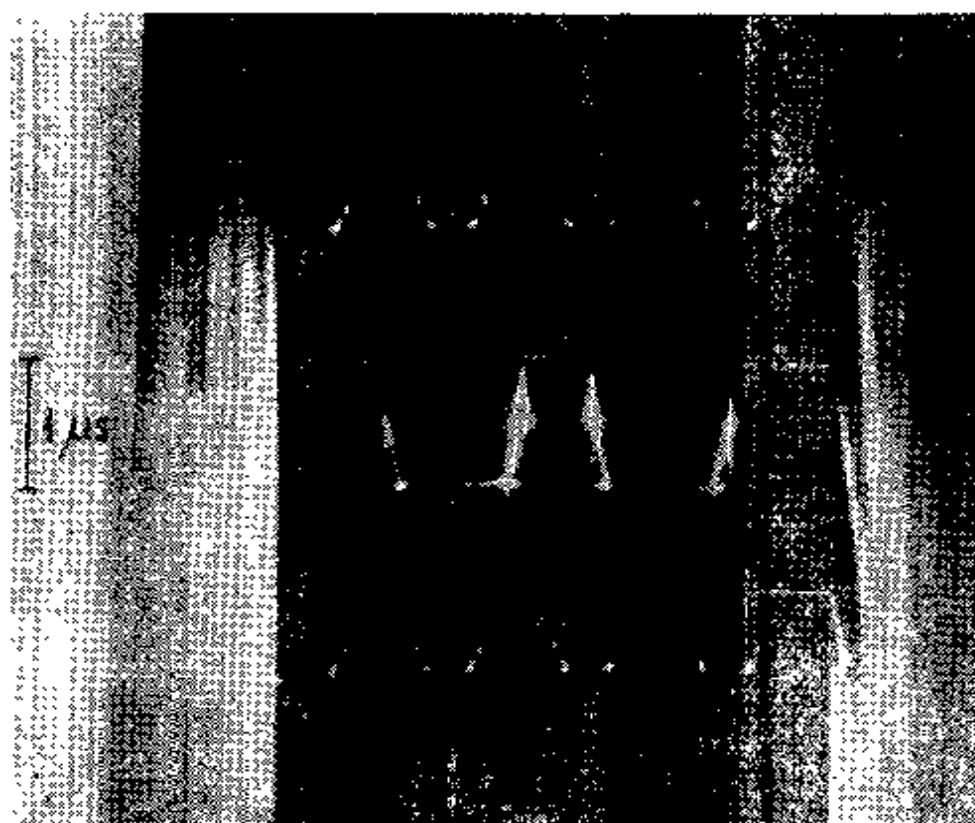
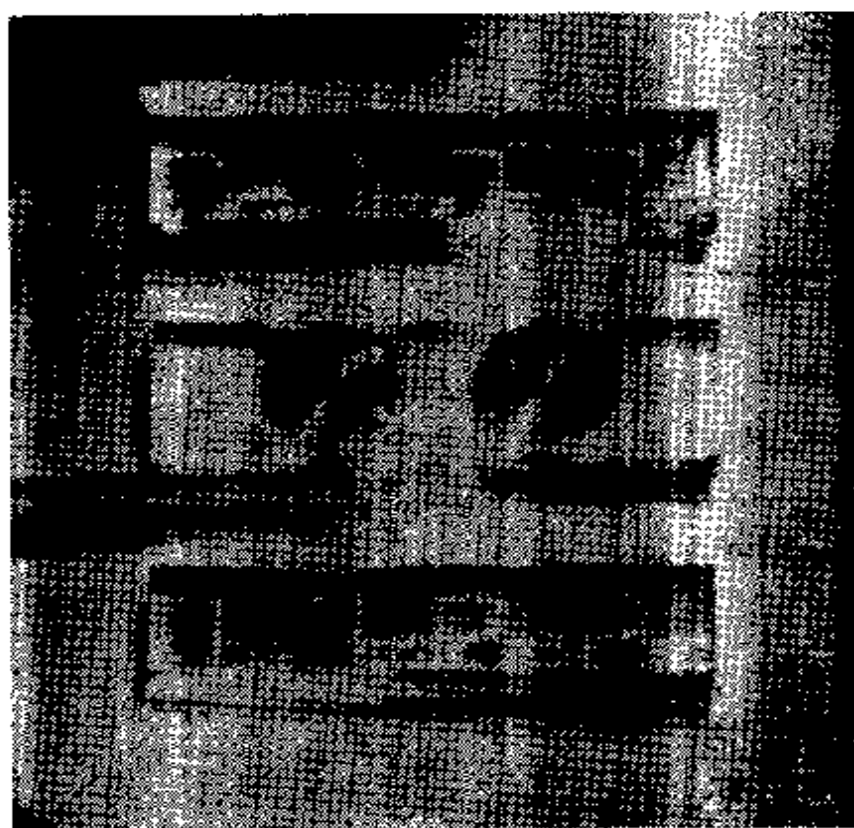


图7.3.2 空气闪光隙技术的测量装置图
 (a)测量飞片的速度；(b)测量样品的冲击波速度。



(a)



(b)

图7.3.3 闪光隙装置的条式照相照片

(a) 条式照相记录, (b) 静止的图片。

的有机玻璃块(见图7.3.3a)。典型的记录如图7.3.3b所示。实验采用的条式相机的记录速度为5.4毫米/微秒,闪光的特征和相机的时间分辨率使闪光时间间隔的测量误差小于 $\pm 4 \times 10^{-6}$ 秒。

测量碰撞或自由表面速度和冲击波速度的另一种方法是探针接触技术。冲击波到达试样特定的自由表面是由金属探针与表面之间电触点的闭合指示的,该探针原来位于离自由表面很小的距离处。小的电容器通过每一个探针触点的放电产生一系列的短延迟持续脉冲,两者之间的时间间隔是用快速示波器进行测量的。碰撞速度或自由表面速度采用相同的方法测量。为了防止飞片前面的空气冲击波引起提前放电,在每个探针头前面放一个金属屏蔽板。

探针接触技术的缺点是必须采用大量的探针以消除平面度和速度偏差所引起的误差。为了减小脉冲的上升时间,放电回路必须离试样很近,并且每次实验中都被毁坏。

实验对炸药装药的性质、机械加工精度和试样装置的要求很高。在闪光隙实验中所采用的有机玻璃块的不同台阶表面是平的,其平行度不小于 ± 5 微米,它的相对位置决定测量距离的相对位置。采用仔细控制的注装技术,可以保持炸药的均匀性,从而使上述一系列实验中抛射速度的变化小于 $\pm 1\%$ 。这就使整个实验化费很大,尤其是在测量冲击绝热线每个点的过程中,装置都要破碎这是更为遗憾的。

另一方面,冲击波实验的精确度很好,在某一给定的密度下,压力范围从100千巴到儿兆巴,精确度可达 $\pm 1\%$ 。由于测量是一种不参考其他物质性质的绝对测量,因此冲击波的结果可被用来当作往往需要参考物质的静态方法的标准。

杜瓦尔(Duvall)等人曾对这两种方法所采用的各种常用的装药装置及测量技术做了概括和描述。

几乎在所有冲击波方法中,每次实验只给出冲击绝热线上一个点。实现能给出精确的平面波及飞片的装药系统要包括大量的

实验，并且通常每一个这种系统仅能在有限的速度范围内应用。因此实验点紧密的间隔总需要建立多样的非常花钱的装药系统。这种情况已由于波实验历史中前一阶段的发现而变得容易些了。

已经发现，大量的材料，金属，合金以及有机物质，在改变冲击波波幅时，冲击波速度和质点速度非常接近于线性函数关系

$$u_s = C + Su_p \quad (7.3.1)$$

式中常数 C 被称为塑性音速，所以一旦确定了近似线性的关系式，用少量大间隔的点就可以确定整个冲击绝热曲线。也有与线性关系发生偏离的，特别是相变时在 u_s-u_p 关系上伴随有扭转或跳跃。但是，与此关系的偏离对于许多金属在冲击波压力为9兆巴时仍然是很小的(见图7.3.4)。这是值得注意的。此线性关系意味着冲击波压力必定是容积的简单的二阶函数。因为热压力和冷压力都是容积的函数。冲击波压缩的机理必定是，两者对压力的贡献满足于冲击波压力-容积的关系。这种机理的详细情况还没有搞清楚。

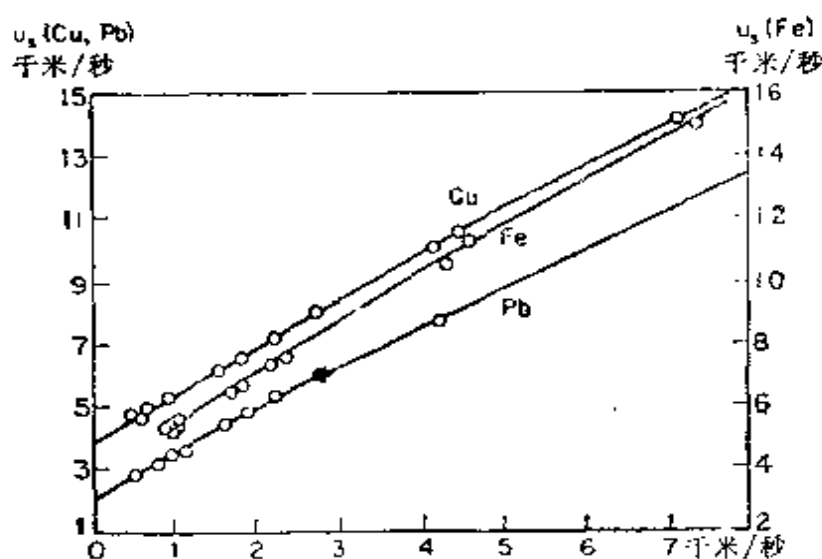


图7.3.4 对于Cu, Pb和Fe接近线性的 u_s-u_p 关系

还没有弄清楚哪些物理因素决定 S 。对不同的元素实验得到的 S 值介于 1.05 到 1.65 之间。明显的例外是汞 ($S=2.4$)、铍 (1.92) 和锆 (0.93)。 S 和元素在周期表中位置的关系可以画出来，但是，它不像密度和压缩性那样在周期表中那么明显。如果

线性关系（方程 7.3.1）对任意高的冲击波速度都有效，那么冲击波能得到的最大压缩将是 $\frac{S}{S-1}$ ($S > 1$)。具有 $S = \frac{4}{3}$ 的典型理想气体最终可以压缩到初始密度的 4 倍。 $S = \frac{4}{3}$ 是实验的 S 值的一个比较好的平均值，并且给线性关系 (7.3.1) 的起因提供了一个迹象。

b. 接触法

理想说来，平顶的冲击波是冲击波速度在整个测量距离上保持常数所需要的。在平面无支持的爆轰中爆轰波阵面后的波即泰勒波，是一个膨胀波，因此当这种波到达金属表面时在金属中产生的冲击波阵面也跟随一个膨胀波。所以在金属中冲击波的速度是衰减的。增加装药的尺寸可以使速度的衰减小一些，并且在接触方法中往往采用长径比大约为 1 的圆柱形炸药块。图 7.3.5 表示和直径 250 毫米的炸药块相接触时不同厚度金属板的自由表面速度。自由表面速度即冲击波质点速度与由冲击波压力线性等熵膨胀所获得的速度之和，是冲击波压力的量度，所以图 7.3.5 为

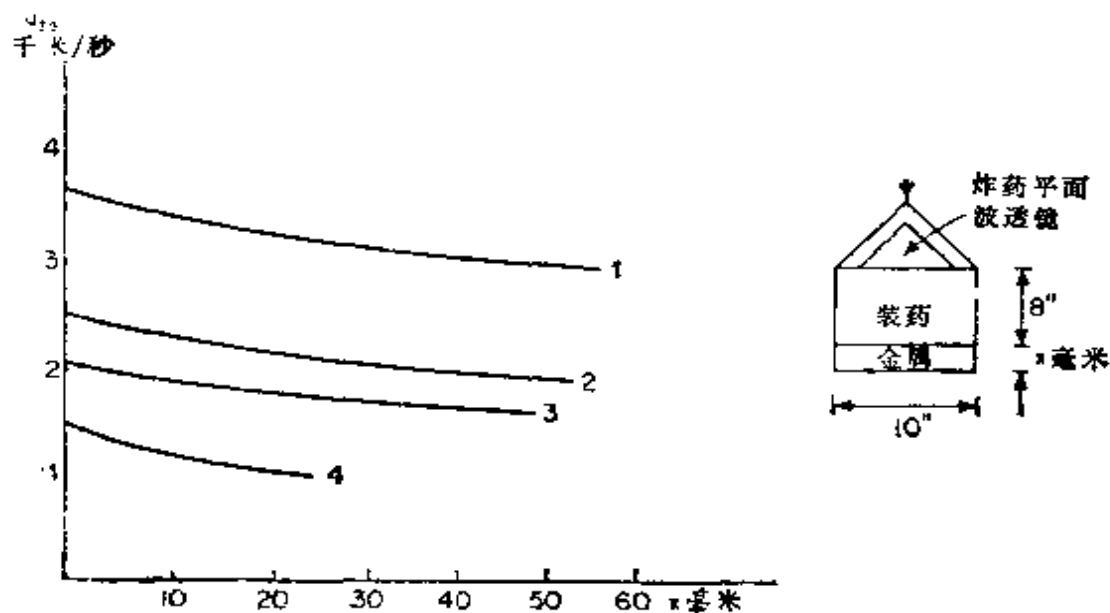


图 7.3.5 自由表面的速度和金属板厚度的函数关系

1—25 铸铝，64 黑索金/36 梯恩梯；2—24 铸铝，梯恩梯；3—黄铜，64 黑索金/36 梯恩梯；4—钨，64 黑索金/36 梯恩梯。

所产生的冲击波剖面提供了一个很好的量度。在很薄的平板内，冲击波的剖面受到炸药反应区内高压的影响。所以在炸药和样品之间要用一个至少几毫米厚的隔板。

当隔板（由于经济或别的原因）不能用与试样相同的材料制做时，冲击波的强度仍然从测量隔板的自由表面速度确定，此隔板是用一个已准确知道 u_s 、 u_{fs} 和 u_s 、 u_p 关系的参考材料制成的，这样由通过分界面到样品的压力和质点速度的连续性条件得到在样品中的冲击波强度。冲击波传递到试样中的压力和质点速度，在 P 、 u_p 平面内位于发自原点斜率为 $\delta_0 u_s$ 的瑞莱(Rayleigh)线与参考材料反射的冲击绝热线或膨胀等熵线的交点上。它们都是以反射前的冲击状态为起始点的（见图 7.3.6）。

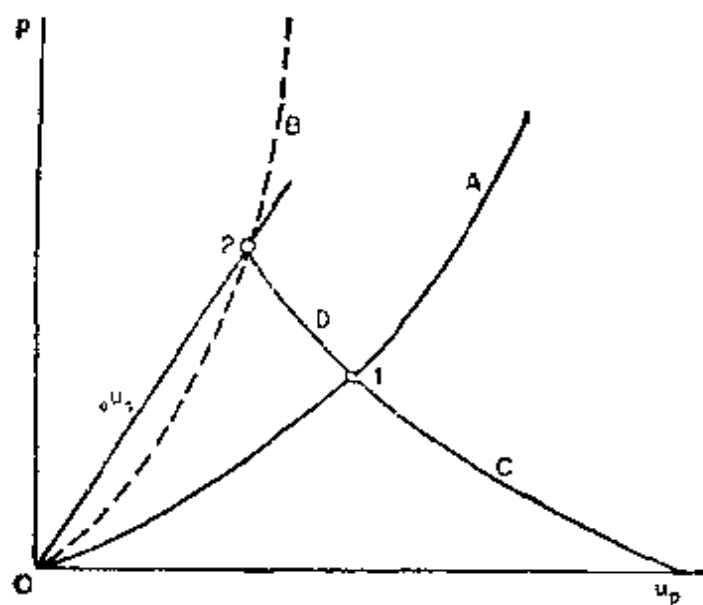


图7.3.6 在接触法中压力对质点速度的图解曲线

A—从 $P = 0$ 起的参考材料的冲击绝热线；B—试验材料的冲击绝热线；C—从状态1起的参考材料的等熵膨胀线；D—在参考材料中，从状态1起的冲击绝热线。

应用前面所描述的一种技术就可以测出冲击波速度 u_s 和自由表面速度 u_{fs} 。 u_{fs} 是用测量自由表面在一已知距离上的飞行时间确定的。质点速度 u_p 是当 u_s 、 u_{fs} 的关系在整个有意义的压力范围内确定以后由自由表面速度计算的。由于膨胀速度 u_r ，其中

$$u_r = \int_0^p \left(-\frac{\partial v}{\partial p} \right)^{1/2} dp \quad (7.3.2)$$

受所有低于冲击波阵面压力的等熵线路径的影响，计算必需采用包括确定金属状态方程参数的迭代过程。简单的格留乃逊(Grüneisen)形式的方程 (§ 7.4) 乃是一个足够精确的假说。对于多数金属，在用此方法得到的比较低的压力时，由于冲击波的传播时熵的增加很小，因此等熵线和冲击绝热线的区别很小，而一级近似

$$u_p = u_r \text{ 或 } u_p = \frac{1}{2} u_{fs} \quad (7.3.3)$$

即所谓自由表面近似，是有效的。

c. 碰撞法

一个平顶的冲击波可以很简单地用两个金属平板的碰撞产生。为加速抛射板，需要采用足够厚的炸药装药，这一方面是为了达到高速度，另一方面则要保证抛射板在加速过程中不会由于很陡的泰勒(Taylor)波所引起的速度梯度而撕裂。为防止这种情况，在装药和平板之间可采用轻固体或空气的缓冲层，但这样会减低平板的速度，图 7.3.7 表示当不用缓冲层时，不同材料的平板速度和炸药装药量之间的关系。当抛射板和试样为同一材料时，在样品中的冲击波强度等于在抛射板中的强度，而冲击波质点速度等于碰撞速度的一半。冲击波和碰撞速度用与接触方法相类似的技术测量。

当采用两种不同的材料时，只要抛射板材料的冲击绝热曲线为已知则试样的质点速度，像在接触法中那样，由压力和质点速度穿过碰撞分界面时的连续性条件给出。

最大试样厚度由如下条件确定，即在抛射板背面产生的膨胀波，在冲击波通过试样的厚度之前不能赶上它。如果冲击波的强度不足以使材料熔化，膨胀波的先头部分是一个以高于塑性波速度进行的弹性波(见 § 7.7)。

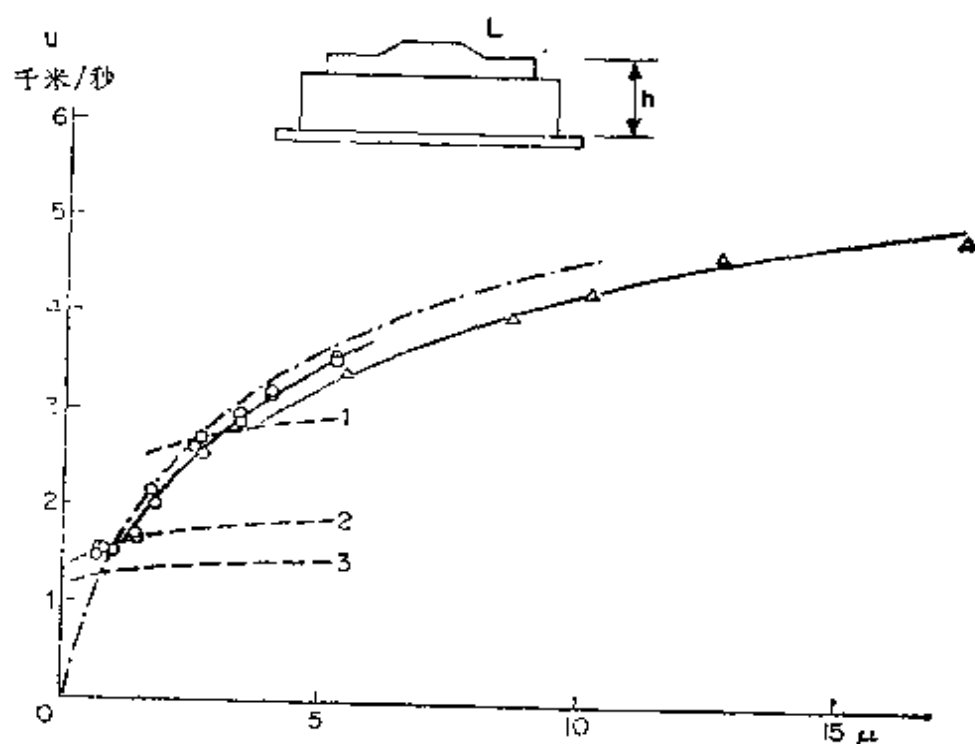


图7.3.7 实验的金属平板速度与炸药和金属质量比(μ)的函数关系
60黑索金/40梯恩梯, L —平面波透镜, $h = 40 \sim 80$ 毫米, 加速距离75毫米; $\circ$ —黄铜, Δ —硬铝, —按刚性活塞计算, ---由于初始冲击波产生的金属自由表面的速度, 1—硬铝, 2—黄铜, 3—铅。

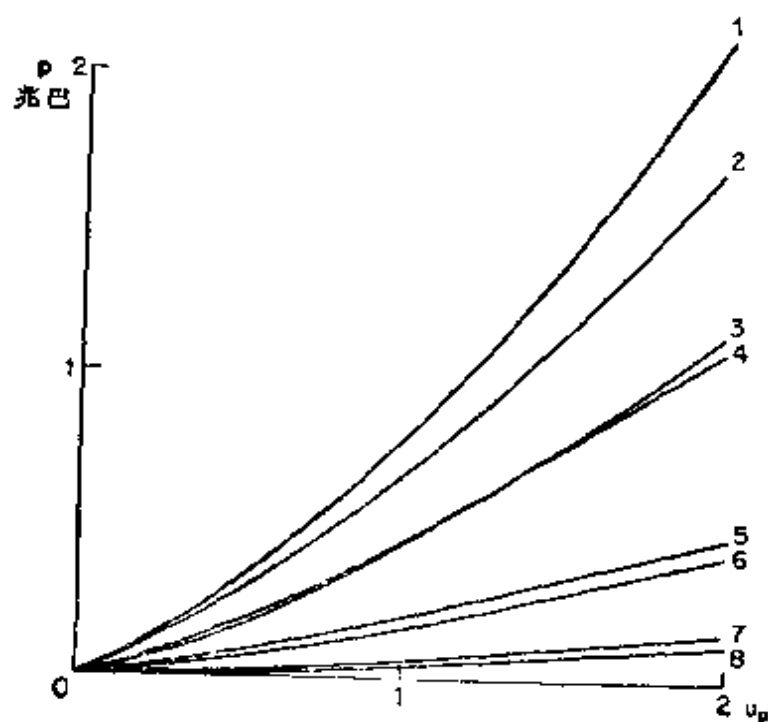


图7.3.8 实验的冲击绝热线

1—钽, $\rho_0 = 18.9$ 克/厘米³,
2—钨, 12.0克/厘米³, 3—黄铜, 62.5铜/36.5锌/1.5铅, 8.41克/厘米³, 4—铁(0.1% C), 7.84克/厘米³, 5—95.5铝/4.5铜, 2.79克/厘米³, 6—大理石, 2.70克/厘米³, 7—有机玻璃, 1.18克/厘米³, 8—水。

d. 一些实验的冲击绝热线的数据

对大量材料在高冲击波压力下的密度进行了非常广泛的测量。

表 7.3.1 列出了在很宽密度范围内一系列材料的 u_r-u_p 线性关系式 (7.3.1) 中各参数的近似值。图 7.3.8 和 7.3.9 同样表示这些材料冲击绝热线的压力-质点速度的关系。

表 7.3.1 关系式 $u_r = C + Su_p$ 中的参数

材 料	ρ_0 (克/厘米 ³)	C (千米/秒)	S
铀	18.90	2.60	1.45
钚	12.00	1.05	1.50
黄铜	8.41	3.75	1.45
铁(a)	7.84	3.80	1.62
95铅/4.5铜	2.79	0.25	1.40
大理石(b)	2.70	4.00	1.32
花岗石(a)	2.63	2.10	1.63
灰石(c)	2.60	3.50	1.43
有机玻璃	1.18	2.75	1.30
水	1.00	1.70	1.70

(a) 压力 400 千巴; (b) 压力 130 千巴; (c) 压力 160 千巴。

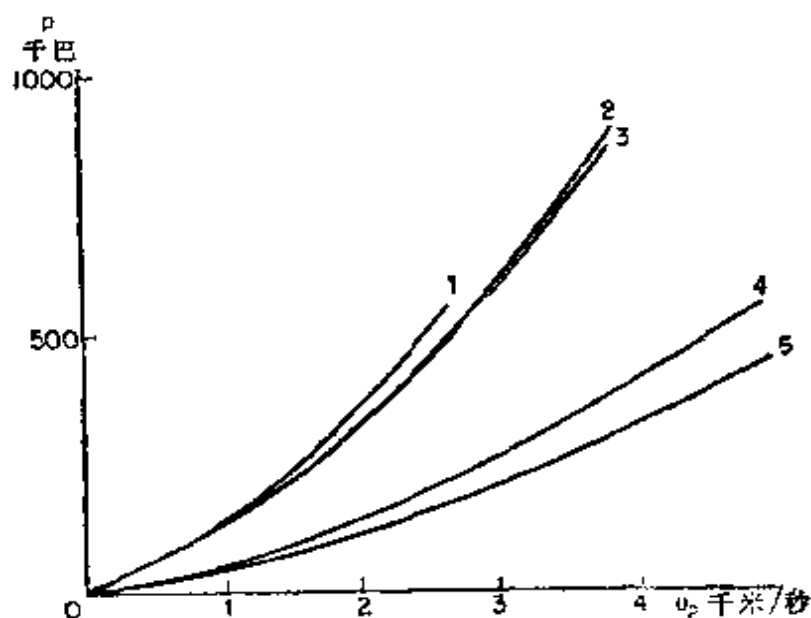


图 7.3.9 不同材料的实验冲击绝热线

1 大理石, $\rho = 2.70$; 2—灰石, 2.60; 3—花岗石, 2.63; 4—有机玻璃, 1.18; 5—水, 1.00。

§ 7.4 高压下凝聚物质的状态方程

在增大的压力下固体和液体当中控制状态变数的原子间的相互作用提出了一个很复杂的量子力学问题。这个问题的精确解决不仅包括附近原子的核和电子之间的相互作用，而且还包括远距离的相互作用以及决定冷晶格结构的电子层分布。此外从热运动产生的扰动也应包括进去。为了消除这些困难，曾试图根据简化的原子模型建立仅适用于有限范围的近似计算方法。其中一个例子就是静态的托马斯-弗米 (Thomas-Fermi) 方法，它曾经被用来估计比实验得到的压力高很多时冷金属的密度。这种处理是在很高密度时电子层结构完全被破坏这一大大简化了的假定下建立起来的。

为了在实验的压力范围内进行计算，必需采用经验的或半经验的状态方程。在接近或稍微超过 100 千巴的冲击波压力范围内，热效应通常可以忽略，类似伯奇 (Birch) 等人所提出的那样一个简单的压力容积关系一般是足够的

$$p_0 = \frac{K_s}{2} \left[\left(\frac{v_0}{v} \right)^2 - 1 \right] \quad (7.4.1)$$

式中 K_s 是容积模数。

赖斯等人在解释他们在压力范围达到 2 兆巴时从金属冲击波和自由表面速度的大量测量所得到的结果时，曾采用了米-格留乃逊 (Mie-Grüneisen) 状态方程

$$p - p_k = \frac{\gamma}{v} (E - E_k) \quad (7.4.2)$$

式中 $\gamma = \gamma(v)$ 是格留乃逊系数，它做为容积的函数可用达格代尔-麦克雷纳 (Dugdale-MacDonald) 关系式估算

$$\gamma = -\frac{v}{2} \frac{\delta^2(pv^{2/3})/\delta v^2}{\delta(pv^{2/3})/\delta v} - \frac{1}{3} \quad (7.4.3)$$

其中微分是沿着 0K 的等温线估算的。沿着 0K 等温线的压力 p_k 和能量 E_k 用方程 7.4.2 和 7.4.3 的数值积分进行计算，以使其

符合冲击绝热线上实验的 p , v , E 关系式 (见表 7.4.1)。

表 7.4.1 沿着铜的 0K 等熵线的压力-容积关系及沿冲击绝热线的容积和温度

p (兆巴)	0K 等熵线 v_s/v_0	冲击绝热线	
		v_H/v_0	$T_H/^\circ\text{C}$
0	0.9903	1.0000	20
0.1	0.9337	0.9412	63
0.15	0.9109	0.9186	89
0.20	0.8908	0.8980	121
0.25	0.8732	0.8803	158
0.30	0.8571	0.8643	201
0.35	0.8424	0.8500	255
0.40	0.8290	0.8370	311
0.45	0.8165	0.8249	373
0.5	0.8049	0.8137	444

而沿着不同等熵线的温度可由热力学关系式计算。

$$T = T_0 \exp \left(- \int_{v_0}^v \frac{\gamma}{v} dv \right) \quad (7.4.4)$$

阿里特苏列尔等人把冷晶格的压缩, 晶格的热能和电子的热能对冲击波压力的贡献分开, 使金属的状态方程更进一步精确了。

$$p = p_k(\mu) + \gamma(\mu) c_v \rho_0 (\mu + 1) T + \frac{1}{4} \rho_0 \beta_0 (\mu + 1)^{1/2} T^2 \quad (7.4.5)$$

$$E = E_k(\mu) + C_v T + \frac{1}{2} \rho_0 (\mu + 1)^{-1/2} T^2 \quad (7.4.6)$$

式中 $p_k(\mu)$ 和 $E_k(\mu) = \int_0^{p_k} p_k dv$ 是沿着 0K 等熵线的压力和内能。 $\gamma(\mu)$ 是晶格的格留乃逊系数 C_v 是晶格的定容比热, ρ_0 是金属的初始密度 (在 $T = 0\text{ K}$ $p = 0$ 时的密度), β_0 是电子对比热贡献的系数, $\mu = \rho/\rho_0 - 1$ 是密度的相对增量, T 是绝对温度。应用实验确定的冲击波和质点速度, 以及从守恒方程

式计算出的冲击波的压力、容积和内能， p_k 和 γ 就可以作为容积的函数予以确定。

将实验曲线外推到趋近于在 100 兆巴以上压力范围内的泰马斯-弗米-卡利特金 0K 等温线，吉尔登 (Gylden) 等人对稍高于实验得到的冲击状态进行了近似计算。表 7.4.2 是对铀在不同 μ 值时在冲击绝热线上的压力 p_H ，温度 T_H 以及 p_k ， γ 的计算值。

表 7.4.2 铀的冲击绝热压力 p_k 和温度 T_H ，格
留乃逊系数 γ 和 0K 等温压力 p_k

μ	γ	p_k (兆巴)	p_H (兆巴)	T_H (°K)
0.05	2.02	0.0580	0.0582	4
0.10	2.21	0.127	0.1285	31
0.15	2.20	0.211	0.217	116
0.20	2.15	0.312	0.327	296
0.30	2.00	0.567	0.624	1070
0.40	1.86	0.905	1.020	2140
0.50	1.74	1.328	1.560	4300
0.60	1.65	1.85	2.31	7580
0.70	1.58	2.47	3.19	10960
0.80	1.51	3.18	4.22	14750
0.90	1.46	4.02	5.50	19200
1.00	1.42	4.96	7.00	24100
1.50	1.28	11.48	19.20	56400
2.00	1.21	21.25	44.10	104200

§ 7.5 冲击波中的相变

班克罗夫特 (Bancroft) 等人发现在铁的冲击绝热线上大约 130 千巴处有一个结点。达到此结点以上的压力时冲击波是不稳定的，并且蜕变为两个不同速度的独立的波。最初人们认为结点与 $\alpha \rightarrow \gamma$ 的转变 (BCC $\bullet$ -FCC $\bullet$) 有关。但是，后来约翰逊

● BCC—体立方晶格。——译者

● FCC—面立方晶格。——译者

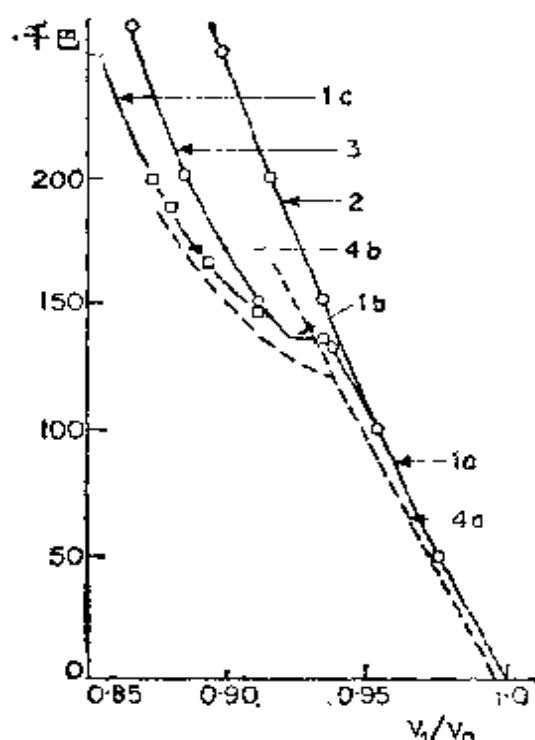


图7.5.1 表现铁从 α (bcc)到 ϵ (hcp)相变的
冲击绝热线和静态压力-容积数据

1a—冲击波 α ；1b—冲击波的 α - ϵ 两相区；1c—冲击波 ϵ ；2—静态的 α (x-射线)；3—静态的 ϵ (x-射线)；4a—0K等温线， α ；4b—0K等温线， ϵ 。

等以一系列精确的冲击波实验指出，相线都有一个结点，它说明存在着一个先前不知道的第三相。现已用静态的X光衍射测量说明是一种六角形的紧密填满结构（见图7.5.2）。

需要辨明的关于与冲击波过程有关的相变问题是，像一次相变那样的受控扩散过程怎么能在比 10^{-7} 秒还要短的时间内完成呢？尤其是当我们知道许多相变，包括铁在内，在静高压实验（见图7.5.1）时进行得十分缓慢，所以譬如铁的低压相在300千巴时仍能存在，这样使问题就变得更需要证明了。这可能是由于在冲击波阵面内存在着很大的温度和压力梯度。假设波面的厚度为 50×10^{-8} 厘米并且横跨波面的温度差为 25°C ，导热率为 0.4 焦耳/厘米·秒·度时能流将是 2×10^7 焦耳/厘米²的数量级。对此粘滞

效应须要加以考虑；而这种效应预计是一个比较大的数值。显然，在实际的冲击波阵面内具有很大的扩散速度乃是不可缺少的先决条件。在这些关系中一个更重要的因素是冲击压缩所达到的压力和温度彼此之间是紧密相关的，它们都是沿冲击波绝热线增大的。比相变压力高的低压相冲击绝热线上的压力产生的温度比相变所达到的温度要高。还有广泛的实验依据证明冲击波压缩产生突然相变这一结论。

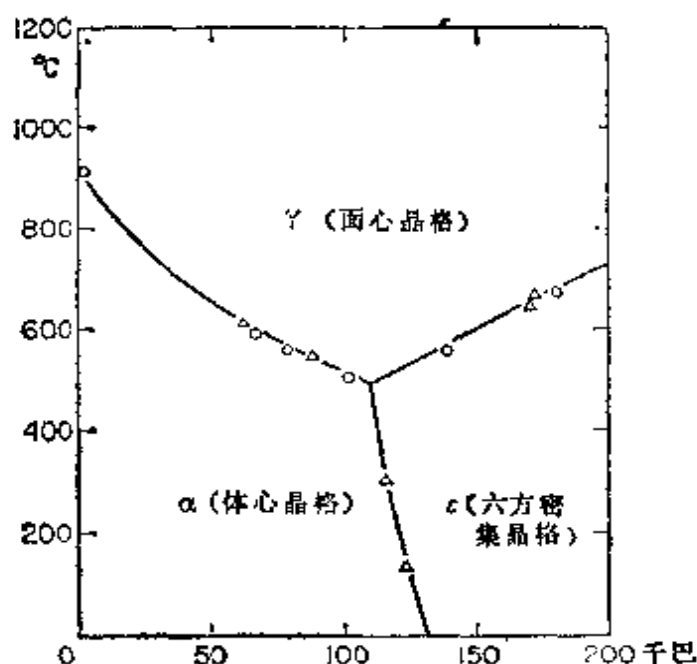


图7.5.2 铁的压力-温度相图

§ 7.6 弹、塑性材料中的冲击波

前面，我们讨论冲击波时假定压力足够高，因此可以忽略材料的强度。金属中冲击波的压力低于 50 千巴时，与易碎坚硬材料在甚至更高的压力下情况是不同的。金属中一系列的强度和变形特性表现出来并且影响压缩过程。其中一种效应就是在压缩过程中由弹性变形转变为塑性变形。这里我们将讨论泊松比与压力无关的理想弹塑性材料的这种效应。对于实际金属与理想的弹塑性性态的偏离以及弛缓效应和其它取决于时间的效应使过程进一步复杂化了。

在弹性范围内的平面冲击波压缩中容积的减小没有引起原子晶格排列的变化。当平行于冲击波阵面方向上的应变为零时产生一个应力状态，它的特点是在阵面的直角方向有叠加压缩应力的流体静压力。一维应变状态给出

$$p_r - \mu(p_r + p_x) = 0$$

从而平均压力 p 为

$$p = \frac{p_x + 2p_r}{3} = \frac{1 + \mu}{1 - \mu} \cdot \frac{p_x}{3}$$

其中 p_x 和 p_r 分别为和波阵面垂直与平行的主应力， μ 为泊松比。

在从大气压力到弹性压缩波的范围内，热压力的贡献通常很小而等熵线和冲击绝热线互相接近。弹性的压力扰动以音速 c_{el} 传播

$$c_{el}^2 = - \frac{\partial p_x}{\partial \rho} = - v^2 \frac{\partial p_x}{\partial v} = v \left(K_r + \frac{1}{3} G \right)$$

式中

$$K_r = - \frac{1}{3} \left(\frac{E}{1 - 2\mu} \right) \text{ 是容积模量}$$

$$G = - \frac{E}{2(1 + \mu)} \text{ 剪切模量}$$

E = 弹性模量

V = 比容

$$\delta = \frac{1}{v} \text{ 密度}$$

$$\delta c_{el}^2 = E \frac{1 - \mu}{(1 + \mu)(1 - 2\mu)} \quad (7.6.1)$$

伴随着塑性变形的压力扰动以速度 c_{pl} 传播

$$c_{pl}^2 = \frac{\partial p}{\partial \rho} = - v^2 \frac{\partial p}{\partial v} = v K_r$$

$$\delta c_{pl}^2 = \frac{E}{3(1 - 2\mu)} \quad (7.6.2)$$

因此，弹性音速和塑性音速之间的关系为

$$\left(\frac{c_{el}}{c_{pl}} \right)^2 = \frac{3(1-\mu)}{1+\mu} \quad (7.6.3)$$

对于铁 $E=2100$ 千巴, $\rho=7.81$ 克/厘米³ 并且在 $p=0$ 时 $\mu \approx 0.28$

$$\rho c_{el}^2 = 2690 \text{ 千巴}, \quad c_{el} = 5.87 \text{ 千米/秒}$$

$$\rho c_{pl}^2 = 1590 \text{ 千巴}, \quad c_{pl} = 4.5 \text{ 千米/秒}$$

$$c_{el}/c_{pl} = 1.30$$

因此弹性波以比塑性波高得多的速度进行传播。

一个压力达到稍高于理想弹塑性材料中的弹性限时的冲击波将不能稳定传播, 而是蜕变为先后两个速度不同的冲击波 (见图 7.6.1)。其中第一个波的速度是 c_{el} , 阵面压力等于弹性限。从弹性区到塑性区的转变在许多方面和一级相变相似。

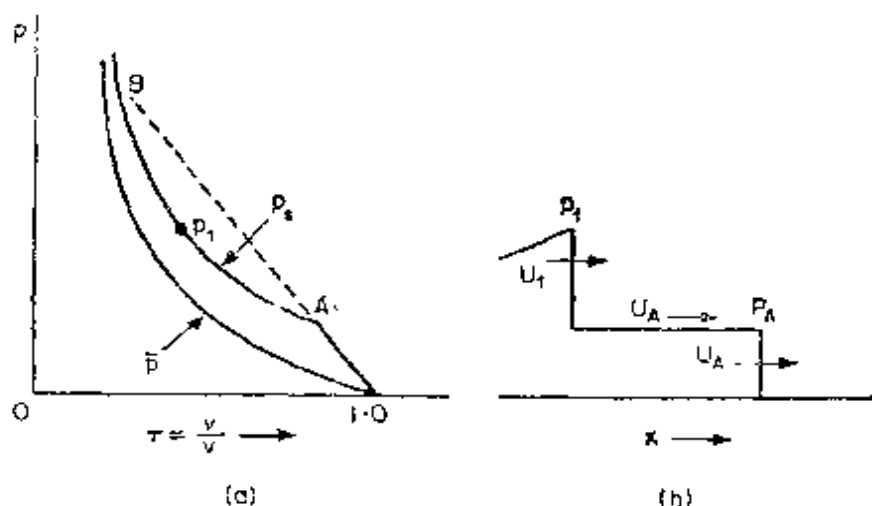


图7.6.1 弹塑性固体中的状态方程和冲击波结构

(a) 线性压缩; (b) 冲击波结构。

实际上, 不论是弹性波还是塑性波都不是稳定冲击波并且第一个波的振幅当它在材料中传播时经常表现出衰减的趋势 (图 7.6.2)。

脆性和坚硬材料, 像玻璃或岩石系, 强度随着流体静压力的增加而显著地增加, 因而产生大振幅的弹性波。图 7.6.3 表示的是花岗岩材料冲击绝热线的 p_1 , p_2 和 p (实线), 以及相应的作为花岗岩比容函数的等熵膨胀应力。

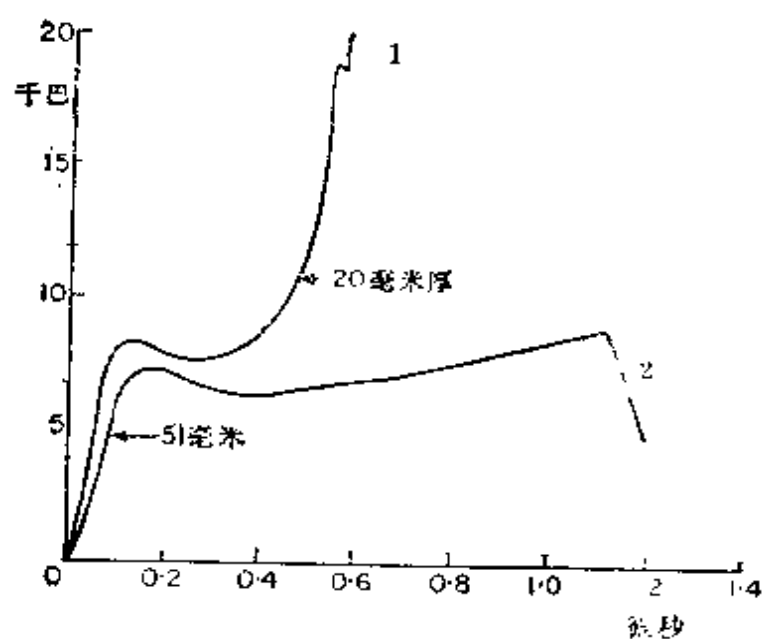


图7.6.2 在Armco铁中弹性先行波的压力剖面样品厚度：
(1)20毫米；(2)51毫米。

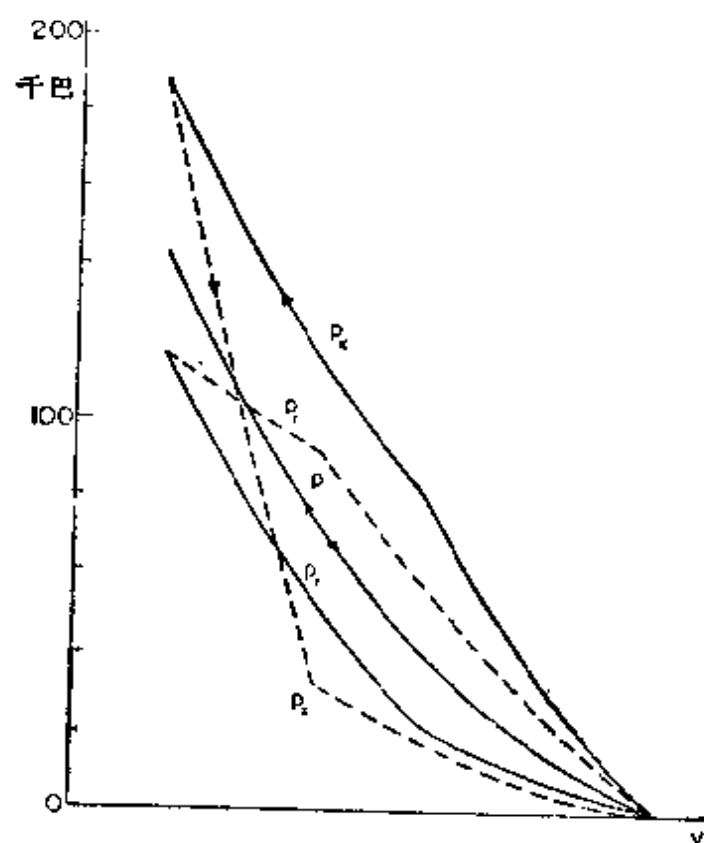


图7.6.3 在花岗岩中平面波的弹-塑性冲击
绝热线和膨胀等熵线

p_l —纵向应力； p_r —横向应力； p —平均应力； v —比容。