

新编**爆破工程**



实用技术大全

XINBIAN BAPO GONGCHENG SHIYONG JISHU DAQUAN

主编：郭进平 聂兴信



光明日报出版社

新编爆破工程实用技术大全

编 委 会

专家顾问 :惠鸿斌 高金石 秦明武 李荣福

主 编 郭进平 聂兴信

副 主 编 钱和革 方宣东 高常胜 刘书香

编 委 (排名不分先后)

韩 健	韩书剑	胡美军	刘建宪	吴 强	吴 伟
韩东平	孔富群	汪建民	张国民	张东风	潘春雷
刘新民	杨治良	翟景萍	高丽辉	谷爱民	陈万里
许晓丽	吴国良	吴艳平	蔡立夫	蔡大伟	彭朝华
彭 清	彭大伟	彭 丽	彭军浩	夏 冬	聂文华
潘勇丽	李国强	高 桐	郭在华	黄 峰	萧发贤
鲁 莉	冯 契	吕丽霞	应 卫	张荭树	林淡秋
周志宏	许国保	苏复元	李克夫	李铁民	杨祖希

前 言

我国是黑火药的诞生地，也是世界上爆破工程发展最早的国家。火药的发明，为人类社会的发展起到了巨大的推动作用。工程爆破是随着火药而产生的一门新技术。在这以前我们的祖先均用收缩破裂法，这种方法是用火将岩石加热后，泼水使其迅速冷却和收缩，在岩石中引起应力，从而造成开裂，再用大锤钢钎和楔子破开岩石。爆破技术的诞生，使人类拥有了更有力的改造自然和征服自然的武器，特别是 19 世纪化学工业兴起以后新品种炸药的发明问世，对爆破工程起到了重大促进作用，为爆破工程的发展开辟了广阔的前景。从此，爆破技术在国民经济建设中得以大量推广和应用。

随着社会发展和科技进步，爆破技术发展迅速并渐趋成熟，其应用领域也在不断扩大。爆破已广泛应用于矿山开采、建筑拆迁、道路建设、水利水电、材料加工以及植树造林等众多工程与生产领域。由于我国改革开放的不断深入和发展，基础设施建设和基础能源开发也在不断加快，这也给爆破技术的应用提供了新的机遇和挑战。

近年来，国内外在爆破理论、爆破工艺、爆破技术方面都有了新的发展和提高。在爆破器材技术领域出现了一些令人瞩目的新成果，其中，现场混装乳化炸药技术的进一步发展和应用，数码电子雷管技术的研发成功与逐步完善，受到了国内外爆破界的广泛关注，这也必将推动国际工业炸药、起爆器材与爆破技术的整体进步；在地下钻孔爆破中，自动化控制技术和爆堆矿岩块度计算机图像分析技术的广泛应用，给爆破工程实践中质量管理工作提供了重要参考依据；随着电子测试技术的发展，在爆破时进行振动监测和分析，爆前照相或录像，从而采取措施降低爆破危害，即可作为工程验收的记录资料，也可能在发生的民事纠纷中作为司法程序解决的依据。

在环境和生态保护成为很大的国际问题的二十一世纪，采用危害因素较少的爆破工艺是极其重要的，因而爆破技术的发展远景是令人鼓舞的。但是爆破理论、爆破测量和爆破参数的确定方法仍处在探索阶段，一些爆破中的

计算公式仍是经验之谈。另外，爆破与工程地质的关系研究还不够完善。为推广爆破技术和促进爆破技术的发展，我们在收集和查阅了大量资料的基础上，并结合自己的工作实践，编写了《新编爆破工程实用技术大全》一书，并制成检索光盘，以适应电子信息时代查阅资料的方便。

我们在编写中力求简明扼要、通俗易懂、条理清晰、便于查阅，但由于爆破方法中许多概念的广义和狭义不同，我们的分类标准也难以统一，故一些篇章的分类难免会有重复或不妥之处，希望读者谅解。

本内容共分十一篇，系统而全面地叙述了爆破基础理论、炸药、起爆方法和起爆器材、爆破用仪表和设备、爆破工程地质以及各种爆破方法、爆破工程预算定额和安全技术法规标准，既有理论分析，又注重实践总结，并列举了近年来工程爆破的实例。

在编写整理过程中，我们得到了北京科技大学、西安建筑科技大学、石家庄铁道学院、北京理工大学、武汉钢铁学院以及中国力学学会工程爆破专业委员会部分专家学者的大力支持，特别是得到了高金石、惠鸿斌、秦明武、李荣福等爆破专家的建议和指导，在此一并表示感谢！

由于时间仓促，编者水平有限，不妥乃至错误之处在所难免，恳请读者批评指正。

编委会

2002 年 10 月

第一篇

爆破综述

第一章 概 论

第一节 爆破工程在国民经济建设中的作用和意义

爆破工程是以工程建设为目的的爆破技术，它作为工程施工的一种手段，直接为国民经济建设服务。爆破工程与其它爆破（如军用爆破）不同，它是以破坏的形式达到新的建设目的，例如，一次定向爆破破坏了原有山地的地形，却建成了新的可以蓄水灌溉和发电的水库或可以通过车辆的路堤，一次土石方大爆破炸掉了一座或半座山头，却建成了铁路或公路的路堑；水下爆破则能炸除礁石或加深河道，有利于船舶的航行；房屋或其它建筑物的拆除爆破，也是为了要在原有地面建设新的厂房或居民建筑。

建国以来，在我国进行过装药量在万吨以上的土石方大量爆破三次；千吨级的爆破十余次；百吨级的爆破达数百次之多。用定向爆破技术筑成的水利坝，尾矿坝，拦灰坝和交通路堤有五、六十座，其中千吨级的大坝有两座。创造出许多爆破新技术和新工艺，解决了许多工程建设中的技术难题，为国民经济建设作出了重大贡献。

作为爆破工程能源的工业炸药，其前身是黑火药，远在9世纪的唐代就出现了完整的黑火药的配方。因此，黑火药是世界公认的我国对人类文明作出了重大贡献的四大发明之一。虽然17世纪就有了利用黑火药开采矿石的记载，其后又有了许多专家学者研究爆破技术的著作和设计计算公式，然而爆破工程技术的大发展和推广应用，却是在19世纪末随着许多新品种工业炸药的发明才兴旺起来的。在我国则是随着新中国的建立而迅速发展起来的。

据估计，我国每年耗用工业炸药80万吨左右，数量这样巨大的炸药量，可以开采金属和非金属矿石数十亿吨，开挖土石方几十亿立方米或挖掘地下巷道几万公里。

以美国1978年市场供应炸药量及其在各产业部门分配比例来看，可以对照地看出我国爆破工程在几个重要部门所占的比重。美国当年销售炸药159.4万吨，其中用于煤炭开采的占55%，金属矿山占17%，非金属矿山占16%，工业建筑及其它占12%。

我国“六五”计划期间平均年采煤约7亿吨，其中除少量使用水力或机械开采外，绝大部分都是用爆破开采的；冶金矿山，年产钢5千万吨，消耗矿石量在4亿吨以上；非金属矿山，如水泥年产1亿8千万吨，消耗石灰石在2亿吨以上。还有每年修建新线铁路几百公里，公路几千公里，大、中型水库几座，都要采用爆破方法作为施工手段。由此可见，爆破工程在我国国民经济建设中的重要地位和作用。

上面所述，只是几个主要工业部门使用爆破工程的规模和比重，这仅仅是问题的一个方面。在国民经济建设的其它部门也在进行经常性的爆破作业，特别是近年来由于爆

破器材和施工机具的新发展，爆破技术得到了迅速的提高，不断地扩大应用范围，深入到工程应用的各个领域，为社会主义建设作出了新的贡献。

“六五”期间许多工厂企业进行了改建、扩建和拆迁，许多城市也在进行改建和扩建，控制爆破的技术应用得到了空前的发展。一段时间内，各地爆破公司如雨后春笋般地蓬勃发展起来，全国已有数百家专业爆破技术公司，这也足以说明爆破技术目前受到的欢迎和重视的程度。

城市拆除爆破的对象多种多样，有工业厂房和居民楼、高大的烟囱、水塔，也有牢固坚实的机床基础，还有废弃的军事堡垒和人防工事等等。在城市和厂区进行爆破，在技术上的要求与野外的爆破工程有着很大差别。它首先要求保证周围人和物不受损害；其次是爆破药量不能过多，而装药的炮孔数量却远远超过野外的土石方爆破，至今已积累了一次准确起爆 12000 个炮孔的经验。城市控制爆破技术的发展，不仅把过去危险性大的爆破作业由野外安全可靠地推进到了人口密集的城镇，更重要的是创造了许多新技术、新工艺和新的经验。

可以认为，现代爆破技术已深入应用到我国国民经济的各个部门并取得了喜人的成就。诸如矿山部门用以揭开矿石覆盖层，变地下采矿为露天开采的大量爆破；地下巷道的掘进和矿石开采的爆破；水利部门用以筑坝的定向爆破和打开水库引水隧洞的岩塞爆破；铁道交通部门的路堑爆破，填筑路堤和软土、冻土地带的爆破；石油化工部门埋设地下管道和过江管道以及处理油井卡钻事故的爆破；还有水下炸礁、疏浚河道和为压实软土的水下码头、堤坝地基处理的水下爆破等等，都是经常使用的爆破方法。此外，近年来利用炸药爆炸原理在机械工业部门加工处理机械零部件的爆炸加工方法，为表面硬化的金属淬火处理，不同材质的金属爆炸焊接等新技术，在理论和经验方面都取得了很大的成就。至于医学上用爆炸方法破碎膀胱结石的报导，十几年前就已见诸报端了。

第二节 爆破方法和爆破技术的发展

爆破工程作为一项科学技术的出现是随着社会生产实践发展起来的。工程爆破的目的是在破坏中求建设，是为了特定的工程项目而进行的，爆破的结果必须满足该工程的设计要求，同时还必须保证其周围的人和物的安全。这就意味着爆破工程师除了应用一般的爆破方法去进行爆破施工外，还应掌握一定的技术手段才能达到所进行的工程目的。

爆破方法的分类通常按药包形状和装药方式与装药空间形式的不同分为两大类。

一、按药包形状分类

按药包形状分类即按炸药包的爆炸作用及其特性进行分类。按此法又可分为四种：

(1) 集中药包法。从理论上讲，这种药包的形状应是球形体，起爆点从球体的中心开始，爆轰波按辐射状以球面形式向外扩张，即爆炸作用以均匀的分布状态作用到周围的介质上。然而在工程实际中几乎不可能将药包加工成这种形状，因此习惯上是把药包

做成正立方体或长方体形状，长方体的最长边不超过最短边的 4 倍。通常把集中药包的爆破叫做药室法和药壶法。

(2) 延长药包法。也称为柱状药包法，即把炸药包做成长条形，可以是圆柱状也可以是方柱状，这根据施工条件来决定。从爆炸作用来看，延长药包的爆轰波是柱状形式，即以柱面波向四周传播并作用到周围介质上。习惯上把药包长度大于最短边或直径 4 倍的药包叫做延长药包。但是实践表明，真正起延长药包爆破作用的药包，其长度要大于 17~18 倍药包直径。在实际应用中，深孔法、炮眼法和药室爆破中的条形药包爆破法都属于延长药包法。

(3) 平面药包法。这种药包的爆破不同于前述两种方法，它不需钻孔也不需掏挖药室，而是直接将炸药敷设在介质表面，因此爆炸作用只是在介质接触药包的表面上，大多数能量都散失到空气中去了，所产生的爆轰波应看作是平面波。在工程中，一般将药包做成厚度约为直径 $1/4 \sim 1/3$ 的圆饼状，如果将炸药预先做成油毛毡或地毯形状，应用时将其切割成块，包覆在介质表面，这就是加工机械零部件时的所谓爆炸加工法。

(4) 形状药包法。这是将炸药做成特定形状的药包，用以达到某种特定的爆破作用。应用最广的是聚能爆破法，把药包外壳的一端加工成圆锥形或抛物面形的凹穴，使爆轰波按圆锥或抛物线凹穴的表面聚集在它的焦点或轴线上，形成高能射流，击穿与它接触的介质某一特定部位。这种药包在军事上用作穿甲弹以穿透坦克的甲板或其它军事目标；在工程上用来切割金属板材、大块的二次破碎以及在冻土中穿孔等。

二、按装药方式与装药空间形状的不同分类

按装药方式与装药空间形状的不同又可分为四种爆破方法：

(1) 药室法。这是大量土石方挖掘工程中常用的爆破方法。它的优点是，需要的施工机具比较简单，不受地理和气候条件的限制，工程数量越大越能显示出高工效。一般来说，药室法爆破根据在岩体内开挖药室体积的大小，还可分为大型药室法、小型药室法和条形药室法三种，每个药室装入的炸药的容量，小到几百公斤，大到几百吨，条形药室的容量可大到几千吨，我国曾进行过几次千吨和万吨级的大爆破。

(2) 药壶法。即在普通炮孔的底部，装入小量炸药进行不堵塞的爆破，使孔底逐步扩大成圆壶形，以求达到装入较多药量的爆破方法。药壶法属于集中药包类，适用于中等硬度的岩石爆破，能在工程数量不大，钻孔机具不足的施工条件下，以较少的炮孔爆破，获得较多的土石方量。随着现代机械化施工水平的提高，药壶爆破的运用面有所缩小，但仍为某些特殊条件的工程所采用。

(3) 炮孔法。通常根据钻孔孔径和深度的不同，把孔深大于 4m，孔径大于 50mm 的炮孔叫做深孔爆破，反之称为浅孔爆破或炮眼法爆破。从装药结构看，这是属于延长药包一类，是工程爆破中应用最广、数量最大的一种爆破方法。

(4) 裸露药包法。这是一种最简单最方便的爆破施工方法。进行裸露药包法爆破作业不需钻孔，直接将炸药敷设在被爆破物体表面并加简单覆盖即可。这样的爆破方法对于清除危险物、交通障碍物以及破碎大块石的二次爆破是简便而有效的，虽然它的炸药爆炸能量利用率低，应用数量不大，使用的机会也不多，但至今仍不失其使用价值。

以上几种爆破方法在国民经济建设中所占比重，可以从前苏联 1970 年全苏爆破工业总公司的统计数字表明如下（按完成土石方量计）：

药室法爆破	5.3%
药壶法爆破	8.7%
炮孔法爆破	85.8%
裸露药包法爆破	0.2%

以上数字表明，炮孔法（包括深孔和浅孔）爆破占了 85.8%，是绝对多数。如果与我国情况相比较，可能各种爆破方法所占的百分数不尽相同，但总的趋势是相差不远的。

对于爆破工作者来说，掌握上述几种爆破方法并不困难，但要灵活运用这些方法去解决爆破工程中的各种复杂的工程问题，却有相当的难度。不能不承认，熟练地掌握各种爆破技术，既要具有一定的数学、力学、物理、化学和工程地质知识，还要有一定的施工工艺经验的积累。一个好的爆破工程师，首先应熟悉各种介质的物理力学性质、爆破作用原理、爆破方法、起爆方法、爆破参数计算原理、施工工艺方面的知识，同时还要熟知爆破时所产生的地震波、空气冲击波、碎块飞散和破坏范围等爆破作用规律，以及相应的安全防护知识。

三、爆破技术

常用的爆破技术，主要有以下几种：

（1）定向爆破。使爆破后土石方碎块按预定的方向飞散、抛掷和堆积，或者使被爆破的建筑物按设计方向倒塌和堆积，都属于定向爆破范畴。土石方的定向抛掷要求药包的最小抵抗线或经过改造后的临空面而形成的最小抵抗线的方向指向所需抛掷、堆积的方向；建筑物的定向倒塌则需利用力学原理布置药包，以求达到设计目的。

定向爆破的技术关键是要准确地控制爆破时所要破坏的范围以及抛掷和堆积的方向与位置，有时还要求堆积成待建构筑物的雏形（如定向爆破筑坝），以便大大减少工程费用和加快建设进度。对大量土石方的定向爆破通常采用药室法或条形药室法；对于建筑物拆除的定向倒塌爆破，除了合理布置炮孔位置外，还须从力学原理上考虑爆破时各部位的起爆时差、受力状态以及对旁侧建筑物的危害程度等一系列复杂的问题。

（2）预裂、光面爆破。常常把预裂和光面两种爆破技术并提，这是由于两者的爆破作用机理极相同的缘故，光面、预裂爆破的目的在于爆破后获得光洁的岩面，以保护围岩不受到破坏。二者的不同在于，预裂爆破是要在完整的岩体内，在爆破开挖前施行预先的爆破，使沿着开挖部分和不需要开挖的保留部分的分界线裂开一道缝隙，用以隔断爆破作用对保留岩体的破坏，并在工程完毕后出现新的光滑面。光面爆破则是当爆破接近开挖边界线时，预留一圈保护层（又叫光面层），然后对此保护层进行密集钻孔和弱装药的爆破，以求得到光滑平整的坡面和轮廓面。

（3）微差爆破。微差爆破是一种巧妙地安排各炮孔起爆次序与合理时差的爆破技术，正确地应用微差爆破能减少爆破后出现的大块率、减少地震波、空气冲击波的强度和碎块的飞散距离，得到良好的便于清挖的堆积体。

掌握微差爆破技术的关键是时间间隔的选择，合理的时差能保证良好的爆破效果，反之就造成不良后果，达不到设计目的，甚至出现拒爆、增大地震波的危害等事故。近几年来我国制造出了非电毫秒雷管，结合非电导爆管起爆网路的创新，可以在通常出厂的 15 段或 20 段毫秒系列非电雷管的基础上组合成更多段的微差起爆网路，1986 年葛洲坝围堰爆破，创造了将 3000 多炮孔分为 300 多段起爆的成功经验。

微差爆破技术目前在露天及地下开挖和城市控制爆破中已普遍采用，大型药室法爆破的定向爆破筑坝也开始应用了。着眼将来，这种技术还有更为广阔的发展前途。

(4) 控制爆破。近年来我国爆破界突起一支新的技术队伍，各地成立了许多专业的爆破公司。这些公司大多数专营城市拆除爆破业务，是适应许多新老企业需要新建、改建、拆迁的需要应运而生的。

城市拆除爆破只是控制爆破领域内的一个组成部分。严格地说，凡属工程爆破都是有控制的爆破，但是我们这里所指的控制爆破范围要狭小的多，甚至比国外习惯把光面、预裂爆破归入这类的范围还要小。我们认为，控制爆破的含义只要求它满足控制爆破的方向、倒塌范围、破坏范围、碎块飞散距离和地震波、空气冲击波等条件。当然它的应用就不应该只是城市和工厂企业等人口稠密地区这样的工程范围了。

实现控制爆破的关键在于控制爆破规模和药包重量的计算与炮孔位置的安排，以及有效的安全防护手段。进行控制爆破不一定只用炸药作为惟一的手段，因此，近些年来社会上出现的燃烧剂、静态膨胀破碎剂以及水压爆破，都可以归纳为控制爆破之内，使用时可以根据爆破的规模、安全要求和被爆破对象的具体条件选择合理有效的爆破方法。

(5) 聚能爆破。多少年来炸药爆炸的聚能原理和它所产生的效应，只是用作穿甲弹的军事目的，近年来才逐渐转为民用，从而可以列入工程爆破的范畴之内。例如利用聚能效应在冻土内穿孔，为炼钢平炉的出钢口射孔，为石油井内射孔或排除钻孔故障以及切割钢板等等。

聚能爆破与一般的爆破有所不同，它只能将炸药爆炸的能量的一部分按照物理学的聚焦原理聚集在某一点或线上，从而在局部产生超过常规爆破的能量，击穿或切断需要加工的工作对象，完成工程任务。由于这种原因，聚能爆破不能提高炸药的能量利用率，而且需要高能的炸药才能更显示聚能效应。因此，目前聚能爆破由于经济原因，在工程上还没能普遍推广应用。

聚能爆破技术的使用要比一般的工程爆破要求严格，必须按一定的几何形状设计和加工聚能穴或槽的外壳，并且要使用高威力的炸药。

(6) 其它特殊条件下的爆破技术。爆破工作者有时会遇到某种不常见的特殊问题，用常规施工方法难以解决，或因时间紧迫以及工作条件恶劣而不能进行正常施工，这时需要我们根据自己所掌握的爆破作用原理与工程爆破的基础知识，大胆设想采用新的爆破方案，仔细地进行设计计算，有条件时还可以进行必要的试验研究，按照精心设计、精心施工的精神组织工程实施，解决当前的工程难题。之所以提出这样的要求，是因为爆破工程与其它工程有所不同，效果的表露在 $1 \sim 2s$ 之内就能显现，然而不恰当的爆破，后果却会造成很严重的影响，甚至难以采取补救措施。

国内外爆破工程史有不少特殊爆破的记载和资料，其中较多的是抢险救灾，如森林灭火、油井灭火、抢堵洪水和泥石流流等等；其次为疏通被冰凌或木材堵塞的河道，水底炸礁或清除沉积的障碍物，处理软土地基或液化地基，切除桩头、水下压缩淤泥地基，排除悬石危石以及炸除烧结块或炉瘤等等，都曾有过成功的先例。

总之，现代爆破技术的发展，完全有可能利用炸药的爆炸能量去代替大量机械或人力所难以完成的工作，甚至超越人工所能去为社会主义建设服务。

第三节 爆破工程的前景

一项技术的发展是和时代的需要与当时其它工业领域的水平密切相关的，爆破技术的发展也不例外。我国工业爆破在建国以来所走过的历程，很能说明这个问题。

50年代初期，炸药品种比较单一，施工机械比较缺少，机械化施工的程度不高而又有大量的土石方工程需要完成，因而药室法大爆破差不多成了解决土石方数量较为集中的开挖工作的惟一手段。此后，随着国民经济建设的需要和科学技术的发展，深孔爆破和其它爆破技术得到蓬勃的发展，到了70年代末期和80年代，由于厂矿和城市建设的需要，城市拆除的控制爆破又应运而生。

一、爆破器材

作为爆破工程的能源，近年来出现了一些威力大、抗水性高、使用安全和价格低廉的新品种炸药，如浆状、水胶、乳化炸药等，从而代替了长期使用的具有抗水性但其价格昂贵、操作危险的硝化甘油炸药，为在潮湿和有水地区应用爆破技术开创了有利条件，小直径药卷的低爆速、低威力炸药对开展光面、预裂爆破准备了物质基础，为露天和地下开挖创造了显著的经济效益。

塑料导爆管和非电毫秒雷管在我国开始生产以来，短短十数年内就把爆破技术推进到了一个新的发展阶段，不但使过去只在野外进行的爆破工程迈进了人口密集的繁华都市，还为拆除高大建筑物的爆破增加了准确控制的技术条件。

二、施工机具

机械化施工的劳动效率大大地高于人工的体力劳动效率，这是众所周知的事实，但是施工机具的改善和新型机械的出现，往往引起生产上或技术上的革新，例如在用人工打眼或绳索式冲击钻机钻孔的年代，推广深孔微差爆破就有很多困难，更不用说要采用光面、预裂等类需要密集钻孔的爆破新技术了。

50年代出现了高效率的潜孔钻机，以及稍后的牙轮钻机和高频冲击的风动钻机，钻孔效率成倍增长，使爆破工程进行钻孔作业变得容易多了，需要人工体力劳动强度大的药室法大爆破就不大被人们注意了，至于要求繁琐的扩孔爆破作业的药壶法爆破，再也不被施工作业人员所重视了。

三、爆破技术

有了新型的爆破器材和施工机具，极大地促进了爆破技术的发展，近年来我国爆破事业处于兴旺发达的繁荣景象之中。这表现在获得国家科技进步奖中一、二、三等奖的爆破科研项目有近十项之多，一些科学技术成果，如乳化炸药、无起爆药雷管的生产以及一些爆破工程项目，已与国外公司签了合同，为我国爆破技术进入国际市场开阔了前进道路。

在学术组织方面，除了中国力学学会爆破工程专业委员会这个全国性的学会外，几个工业系统，如冶金、煤炭、水电、铁道等学会下面都建立了学术专业组，湖北、云南、四川、西安等省市还建立了地方性的爆破学会，出版了专业性的刊物、文集，这些对爆破理论的深入研究和爆破事业的发展起了良好作用。

用定向爆破技术建筑 100m 以上的高坝已列入“七·五”科学技术攻关计划，开拓了全面的理论和试验研究工作。大家知道，我国是一个水利资源十分丰富的国家，采用定向爆破筑坝是经济、简便而又快速的有效方法，60 年代初期，南水定向爆破筑坝工程，一举把我国定向爆破技术推入了国际先进行列，20 多年来为水利水电、冶金矿山和交通部门筑成了五、六十座各种形式的土石混合坝和路堤，效果是很显著的，对于建筑 100m 以下的中小型坝，所积累的经验是相当成熟的。当然，定向爆破筑坝技术还要发展，也还有许多技术问题需要深入研究和改进，特别是建筑 100m 以上的高坝，目前还没有实践经验，“七·五”科技攻关计划完成后，如果能在稍晚的“八·五”期间建成一座或几座 200~300m 的高坝，我国的定向爆破筑坝技术就会处于世界领先的地位。

70 年代末期我国自行试制成功塑料导爆管后，迅速推广开来，爆破事故大为减少，短短几年内取得了重大的经济效益和社会效益。在使用导爆管连接起爆网路方面，创造了许多先进经验：最先做成了代替连接块的塑料接头插接元件；近年又成功地实现了塑料导爆管与毫秒雷管复式交叉连接的多段微差起爆网路。

1986 年 1 月 17 日在葛洲坝大江上游围堰防渗混凝土心墙水下爆破拆除工程中，对总长 757m，中间间隔为 3.5m，厚为 0.8~1.0m，最大深度为 23m 的 200 号混凝土心墙，采用了复式交叉连接的非电起爆网路，将 3548 个炮孔分为 324 段，每段时差 25ms，总延长时间为 8.1s。这次爆破非常成功，爆破的总装药量为 47.79t，其中最大一段装药量为 282kg，共爆破了 21502m³，平均单耗高达 2.23kg/m³。然而爆破对大坝水工建筑物没有造成任何安全问题。爆破成功不仅解决了葛洲坝提前装机发电的重大难题，更重要的是创造了多段微差爆破的新经验，这项技术不仅在我国处于领先地位，在国际上也是先进的。

多段微差爆破在使用毫秒由雷管的时代里是不可能达到的，葛洲坝的经验很快被用到郑州铝厂水源进水口的爆破中，该工程在黄河岸边，已建成的水泵站厂房及闸门距待爆土体只有 4 米左右，施工中钻孔 128 个，共装药 3311kg，分 63 段起爆，最大一段起爆药量为 60kg，在 1986 年 7 月 21 日爆破，成功地将长 50m、宽 12.5m、最深为 7.5m 共 2400m³ 的土体抛出，一次打开了进水口，为引水工程创造了新的经验。

不言而喻，多段非电微差起爆网路的成功，定会为我国微差爆破技术的发展，开辟

更为广阔的前景。

城市控制爆破自 70 年代末期普遍开展以来，为城市及工厂的拆迁、改建工程作出了重要的贡献，用爆破方法拆除的房屋、厂房、烟囱、人防工事以及其它种类的建筑物和构筑物已经遍及全国各大、中城市，技术上也已趋于成熟。但技术的发展是没有止境的，由于我国过去建筑的特点，而对于某些潜在危险性大的建筑物，如 100m 以上的高烟囱的定向倒塌，因缺少实践的机遇，必须在探索中予以突破。有些建筑物的拆除爆破，由于没有很好地从力学上加以分析研究，因此，不乏失败的事例，甚至造成伤亡事故。还有一些特殊条件下的爆破问题，如水下拆船、水下或地面软弱地基的加固处理等类工程，如果能成功地采用爆破技术，将会获得巨大的经济效益和社会效益。这些都需要爆破工作者去进一步探索和解决。

第二章 爆破基础理论

当前,对爆破工程的研究工作按以下三种方式进行着:第一是整理工程经验,找出一般规律,提出用于指导工程设计的经验、半经验公式;第二是通过模型试验探索某些特定爆破现象或爆破工艺的内在规律,用以解决工程设计中的疑难或问题;第三是利用电子计算机技术,根据各自对爆破物理过程的认识建立爆炸力学模型,通过调整模型参数进行优化设计和理论探讨。这三种方式的共同基础是以质量、能量、动量三个守恒定律为依据的,描述爆破现象用三组基本方程以及与之配套的介质状态方程、边界条件、初始条件。在模型设计、数据整理、规律归纳的过程中,相似理论有着重要的作用。本章在规范术语,简述爆破基本术语和物理过程的基础上,介绍了块度理论、相似理论和计算机模拟等,以期能帮助读者对研究爆破问题的方向、方法有一个全面的了解。

第一节 基本概念

一、爆破、爆炸、爆轰

1. 爆破 爆破是指采用工业炸药破碎、压实、疏松和切割物体的作业。爆破对象包括土岩、混凝土、冰、石材、建筑物、废钢铁块体等。爆破类型可按以下方法归纳:按装药形态可分为硐室爆破、炮孔爆破、裸露(敷土)爆破;按爆破作用强度可分为抛掷爆破、松动爆破、控制爆破;按爆破用途可分为矿山爆破、土木工程爆破、军事工程爆破、掘进爆破、港湾爆破、清礁疏浚爆破、排淤压实爆破、建(构)筑物拆除爆破、石材切割爆破、油井压裂爆破、农田松土及扬肥爆破、冻土爆破、破冰爆破等。我国爆破工程年用药量 120 余万吨,从业人员逾 100 万。

2. 爆炸 一般地说,压力急剧释放的现象都可称为爆炸。火药的快速燃烧、炸药爆轰都是爆炸,从核爆到锅炉、煤气罐爆裂,岩爆也都是爆炸。

3. 爆轰 爆轰是炸药在瞬间发生分解反应的一种特定形式,其实质是爆轰波在炸药中的传播。爆轰的特点是:(1)化学反应区很薄,凝聚相炸药的化学反应区厚度在 0.5~2.5mm 之间;(2)化学反应区以常速传播,该速度大于炸药中的声速;(3)在波阵面上产生很高的温度梯度和压力梯度。

二、燃烧、爆燃

1. 燃烧 炸药发生急剧分解或氧化反应的同时,产生火焰,且其化学反应进行速度(反应区前沿传播速度)低于炸药声速,称为燃烧。化学反应进行速度称为燃烧速

度。炸药的燃烧速度受其密度、颗粒大小、药包直径、约束条件及起爆能量大小的影响，在约束条件下和药量很大时，有些燃烧可转化为爆轰。

2. 爆燃 伴随有燃烧的爆炸称为爆燃，它是燃烧的一种形态。火炮发射药的爆炸、矿山黑火药的爆炸均属于爆燃。

三、爆速、爆压、爆热、爆温

1. 爆速 炸药中爆轰传播的速度称为爆速。爆速高的炸药冲击效应强。炸药在约束状态下（在钢管或铝管中）的爆速比在空气中的无约束爆速高。常用炸药爆速在 $2500 \sim 7000 \text{ m/s}$ 之间。爆速可直接测量，测量方法有道特里什法、电测法和摄影法。

2. 爆压 爆压又称爆轰压力，指爆轰波阵面上的压力。爆速高的炸药爆压也高，一般工业炸药的爆压在 $(0.22 \sim 2.33) \times 10^4 \text{ MPa}$ 之间。

3. 爆热 炸药在爆炸分解时释放出的热量称为爆热。爆热等于炸药的反应热与爆炸产物生成热之差。工业炸药的爆热在 $3300 \sim 5900 \text{ kJ/kg}$ 之间。爆热可以根据爆炸生成气体的种类、数量计算，也可以用量热器直接测量。

4. 爆温 火药、炸药爆炸时产生的最高温度称为爆温，即爆炸热量尚未耗散、全部赋存于爆炸产物时，爆炸产物所达到的最高温度。常用工业火药、炸药的爆温在 $2300 \sim 4300^\circ\text{C}$ 之间。

四、爆焰、爆生气体

1. 爆焰 炸药爆炸产生的火焰称为爆焰。因为爆焰大时会引爆瓦斯和煤尘，所以在煤矿炸药中应加入消焰剂以缩小爆焰。

2. 爆生气体 火药、炸药爆炸时产生的气体称为爆生气体，以水蒸气、二氧化碳、氮气为主，伴有少量一氧化碳、氧化氮、氢，一些炸药还会产生少量硫化氢、二氧化硫、氯化氢等。1kg 工业炸药气体生成总量 $600 \sim 1000 \text{ L}$ 。影响爆生气体的因素有药包直径、装药密度、炸药受潮程度、雷管种类、堵塞质量以及气温、气压、采样时间等。实验室测定爆生气体的方法有：气体分析法、五氧化碘分析法和气体色谱法，现场测定用检测管比色法。

五、比 容

单位重量炸药生成的气体在 0.1 MPa 、 0°C 的标准状态下所占的容积称为比容。比容可用爆生气体的摩尔数乘以 22.4 L 计算。

六、爆轰波、冲击波、应力波、爆破地震波

1. 爆轰波 炸药爆轰时，其前阵面是带有冲击波的化学反应区，该阵面称为爆轰波，爆轰波是爆轰作用的激发源。由捷里道维奇、诺依曼和达尔林各自独立提出的爆轰波结构模型如图 1-2-1 所示，称为 Z-N-D 模型：前沿为压力 P_Z 的波阵面（图中粗线），阵面后为化学反应区，反应区结束时压力为 P_{CJ} ，一般 $P_{CJ} = \frac{1}{2} P_Z$ ，压力为 P_{CJ} 的

阵面称为契普曼-儒格面 (CJ 面), CJ 面之后经过一个过渡段, 爆生产物变成高温高压静止气体。

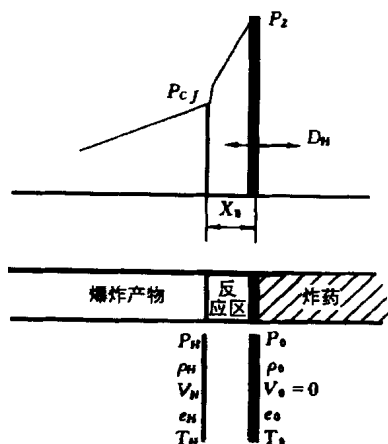


图 1-2-1 爆轰波的 Z-N-D 模型

2. 冲击波 冲击波是炸药爆炸后在介质中产生的传播速度高于介质声速的一种压缩波, 其波阵面有陡峭的前沿, 介质压力在波阵面发生突跃上升。经长距离传播后, 压力上升逐渐趋于平缓, 冲击波最终变成声波。

3. 应力波 炸药在土岩介质中爆炸时, 其冲击压力以波动形式向四外传播, 这种波统称为应力波。当应力与应变呈线性关系时, 介质中传播的是弹性波; 呈非线性关系时, 为塑性波和冲击波。

4. 爆破地震波 爆破远区, 应力波衰减并变成振荡式波形, 称为爆破地震波。表征地震波特点的参数有位移、速度、加速度、持续时间、频率。因爆破地震波有可能对周围建筑物造成一定危害, 对大型爆破工程多进行地震波预报和测定。测定仪器包括拾振器、放大器、记录仪、数据处理机等。

七、爆风、爆破噪音

1. 爆风 爆风又称爆炸气浪, 指爆破时在空气中产生的弱冲击波。爆风压力测量有铅板法、自记仪、电测和纹影测试法。

2. 爆破噪音 在爆破远区, 空气冲击波衰减成爆破噪音, 其特点是疏密波的成分以声波为主。

八、炸药力、比能

炸药力和比能指每千克炸药的作功能力, 以 f 表示。

1kg 炸药爆炸, 在标准条件 ($P_0 = 101.33\text{kPa}$, $T_0 = 0^\circ\text{C} = 273\text{K}$), 所占有的容积为 $V_0 (\text{L})$, 按理想气体状态方程有

$$P_0 V_0 = nRT_0$$

当爆生气体压力为 P_1 ，容积为 V_1 ，温度为 T_1 时，则有

$$P_1 V_1 = nRT_1$$

将以上二式联立，则有

$$P_1 V_1 = PV_0 T_1 / T_0 = PV_0 T_1 / 273$$

$f = P_1 V_1$ ，单位是 $\text{L} \cdot \text{MPa}$ ，通常称为炸药力。它表示炸药的静威力特性时，称为比能。工业炸药比能为 $740 \sim 1300 \text{L} \cdot \text{MPa}$ 。

九、炸药威力、猛度、爆力

1. 炸药威力 炸药威力指炸药作有效功的能力，在实际应用中把它分成推进威力（静效应、作功效应）和冲击威力（动效应、破坏效应）。推进威力是爆生气体作功的结果，用准静态的力学参数表示（参见比能）；冲击威力用炸药爆炸的动态力学参数表示（参见爆速、猛度）。在炸药史上，炸药威力最初用硅藻土吸附硝化甘油的百分比来表示，小威力的炸药含硝化甘油百分比比较低；以后用弹导摆来“标定”炸药威力，因装药密度不同，又出现“重量威力”和“体积威力”两套标准。以后工业炸药品种增多，因许多炸药无法进行弹导摆试验，炸药威力的明确计量方法尚有待研究。

2. 猛度 炸药猛度反映炸药爆轰对爆破对象的冲击、粉碎能力。我国用铅柱压缩法检测炸药猛度。但是，铵油炸药、浆状炸药等许多工业炸药因规定的试验药量太小，无法进行猛度试验。

3. 爆力 笼统地说，爆力反映炸药爆轰在介质内部作功的性能。我国用铅铸扩大法检测炸药爆力。和猛度检测一样，许多低感度工业炸药不能进行爆力试验。

十、爆破漏斗和爆破作用指数

靠近地表埋置的集中药包爆破后产生的倒圆锥形爆坑，称为爆破漏斗。倒圆锥上口的半径称为爆破漏斗半径 R ，药包埋深以 W 表示， R 与 W 之比称为爆破作用指数 n ， $n = R/W$ ； $n = 1$ 时爆破漏斗称为标准爆破漏斗， $n > 1$ 称为抛掷爆破， $1 > n \geq 0.75$ 称为加强松动爆破， $n < 0.75$ 称为弱松动爆破。

十一、临界埋深和最佳埋深

药包大小一定，在一定埋深范围内，随着埋置深度的增加，爆破漏斗的体积也有所增加，当深度达到一定值时，再增加埋置深度，漏斗体积反而减小，到达某一个深度时，不再出现爆破漏斗。把爆破漏斗体积最大的埋深称为最佳埋深，把不出现爆破漏斗的最小埋深称为临界埋深。利文斯顿经长期研究，发现临界埋深和最佳埋深均与炸药量的三分之一方成正比。对特定炸药和特定岩石，其比例系数是个常数。

第二节 矿岩爆破的物理过程

一、两次爆破工程实例的启示

例 1 某装药万 t 级的大爆破工程，山头为大面积平顶，平顶下布置两层药包，上层药包最小抵抗线 25m（大多向上），下层 33.5m，上下层间隔 2.1s 起爆。爆后上层药包和下层周边药包爆破效果都很好，下层当中部分大面积没有炸开（约 300 万 m^3 ），从挖运剖面看，如图 1-2-2 所示。

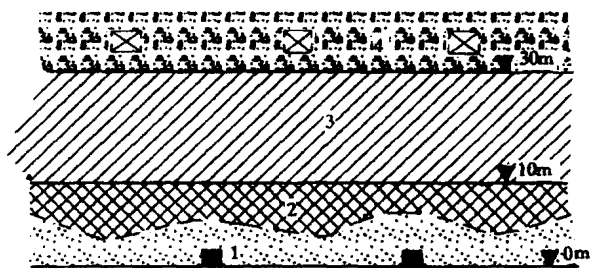


图 1-2-2 分层爆破下层破碎质量分布纵断面图

1-压碎带；2-破碎带；3-裂隙带；4-已爆松部分

压碎带内岩体粉碎，发生流动并在外力作用下“二次成岩”，用 8m^3 电铲一挖几个齿痕，在局部地段可看到堵塞用的风化岩、草袋属和坑木屑，风化岩呈花纹状分布在粉碎层中，很像流纹岩的花色，该层高 4~6m。其上是破碎带，可以清楚地看到爆破形成的径向和环向裂隙，裂隙密度越往上越稀，破碎带下方与压碎带之间有非常明显的分界线，分界线呈波浪形，肉眼可见的破碎带厚度约等于一倍压缩圈半径，下部压碎带挖出后，破碎带会靠自重塌落。破碎带上部岩体像没爆的原岩一样，但下部开挖形成较大悬空后，这些岩体会在自重作用下塌落，滑塌岩石块度均匀。后期处理时又重新打导洞进行松动爆破。用药量只需一般松动爆破的二分之一（ $0.2 \sim 0.3\text{kg}/\text{m}^3$ ），就可以得到块度均匀、松散充分的爆堆。

分析认为下层中部药包爆炸时向侧向推不动，向上因压力没解除也推不动，这些药包形成了内部作用药包，但上向不连续面已经形成，反射波的破坏作用可以得到正常发挥，只是气体向上拱不动，从侧向泄出（高速摄影可看到侧向“打枪”），气体无法钻入爆破裂隙，所以其破坏作用没有得到发挥。

例 2 攀钢渣线爆破。用扬弃爆破，药包与九道拐铁路隧道相距 43m（最近点），隧道的 0+725~0+780 段与药包共同被 F208 断层及两个断裂面围住（图 1-2-3）爆后破坏情况见表 1-2-1。

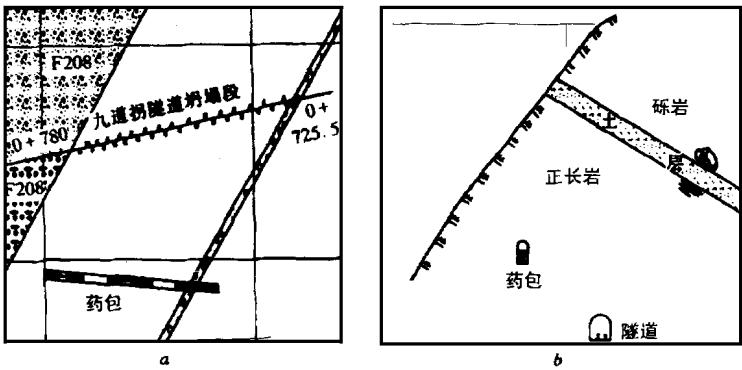


图 1-2-3 药包与隧道关系
a - 平面图 ; b - 剖面图

表 1-2-1 九道拐隧道破坏状态与修复措施

硐 标	破 坏 状 况	修 复 措 施
682 ~ 696	拱轻微开裂、掉块 ;右墙严重开裂	喷射混凝土加固
696 ~ 716	无破坏	
716 ~ 722.5	拱开裂 ,大面积掉块 ;墙基本完好 ,上部有内倾	拆除旧拱 ,重建 150 号混凝土拱 ,边墙喷锚加固
722.5 ~ 731.5	拱塌落 ,顶上塌高 4 ~ 5m ;左墙全塌 ,坍宽 3 ~ 5m ;右墙开裂 ,墙顶压碎	拱部 :新建 150 号混凝土衬砌 ,内加 11 ~ 15kg/m 小钢轨 ,拱上 1.0m 用 50 号浆砌片石回填 ,以外干砌片石回填 ,拱上木支撑全拆掉 ,压浆 ,墙 :拆除旧墙 ,新建 150 号混凝土衬砌 ,内加小钢轨 ,清除墙后浮石和木支撑 ,用 50 号浆砌片石填实
731.5 ~ 759	拱塌落 ,顶上塌高 3 ~ 5m ;左墙全塌坍宽 3 ~ 5m ;右墙严重破损	
759 ~ 775	拱塌落 ,顶上塌高 1 ~ 3m ;左墙坍塌 ,塌宽 1 ~ 3m ;右墙轻微开裂 ,内倾	
775 ~ 790	拱顶及拱脚严重开裂掉块 ,有较大错台 ; 右墙开裂 ,左墙有较大错台 ,内鼓	拱及左墙拆除重建 150 号混凝土衬砌 ;右墙喷锚加固
790 ~ 800	拱顶及拱脚有掉块 ,开裂 ,错台 ;边墙开裂 ,有内倾	拱部钢丝网喷锚加固 ;左墙喷锚 ,右墙喷混凝土加固
800 ~ 825	拱顶及左拱脚有掉块 ,错台 ;左墙顶部有掉块内倾 ;右墙完好	拱部喷锚加固 ,墙喷混凝土加固

从表 1-2-1 和图 1-2-3 可以明显看出, 断裂面对爆破应力波起到了阻断作用, 其能量在三个断裂面之间游荡, 造成处在这一区域的隧道崩塌。该区域之外, 尽管距药包更近, 由于断层的阻断作用, 也没有发生严重坍塌。

从坍塌段的塌方断面形态看, 靠近爆源一侧坍塌严重, 造成塌方断面的不对称性, 这可以解释为波反射的影响。

二、矿岩爆破的物理过程

从史料记载, 1613 年用火药掘进矿山坑道至今已有 380 多年, 人们依据各个时期的认识水平和各自的观测、试验、解析方法, 提出过许多理论和力学模型, 并发生过不少争论, 根据我们对各种理论的学习和研究, 认为矿岩在炸药作用下发生破坏的物理过程是:

(1) 炸药爆炸, 其爆轰波冲击药室四壁, 四壁岩石向外运动, 压迫外围岩体, 在岩体中形成冲击波, 在此岩石冲击波作用下, 靠近药室壁的一层岩石, 受力状态超过抗压极限, 岩石结构被破坏, 形成压碎圈; 该圈之外侧, 岩石单元体在冲击波传播方向上受压力, 单元体获得向传播方向运动的速度开始向外运动, 运动结果, 使单元体在垂直波传播方向上受拉力, 两个方向承力结果, 在 45° 线方向出现最大剪应力, 该范围内的岩体受拉应力和剪应力作用产生破坏, 形成破碎圈。

(2) 药室壁的岩石向外运动, 药室扩大, 从药室壁向爆破气体传出稀疏波, 药室压力降低, 岩石向外运动受到外侧岩石阻挡, 运动速度减慢, 当岩石中的压力大于药室壁上的压力时, 岩石单元体受力方向朝向药室, 从而向药室加速, 直至朝向药室运动, 岩石单元向药室的运动和水中的爆炸的气泡脉动有相似之处, 岩石运动的减速和反向, 在岩体中传播稀疏波, 产生径向拉应力。药室周围压碎圈中的散体向药室运动, 促使爆炸气体楔入径向裂缝(拉伸缝)、剪切裂缝、环向裂缝和岩体中原生裂隙, 使其扩大, 形成破碎圈。

(3) 如果药包存在自由面, 岩体中的冲击波由自由面反射, 在表面可以形成霍普金森效应式的拉断, 反射波与入射波叠加的结果, 使单元体受力方向发生变化, 造成漏斗侧面的开裂。

(4) 如果是两个或两个以上的药包同时爆破, 则药室之间由于应力叠加, 造成压碎圈的联通, 压碎圈应力释放, 向药室运动, 可以会因时间的微差而造成运动的杂乱, 这就是例 1 中堵塞物形成流纹的原因。

(5) 漏斗外侧面的形成, 进一步解除了爆炸气体的约束, 于是气体进一步向各种裂缝楔入, 使岩体进一步破坏, 并形成鼓包运动。

(6) 在波的传播过程中, 岩体的各向异性会改变波阵面的形态, 岩石中的缺欠, 会干扰波的传播, 形成应力集中, 岩体中的构造面会使波发生反射、折射, 造成能量的再分配, 使新生裂缝分配不匀。

(7) 在爆生气体楔入裂缝的过程中, 岩体中原有裂缝可起引导和阻断作用, 岩体中的各种缺欠可能发展成新的裂缝, 是爆破漏斗不对称, 爆破块度不好控制的主要原因。

(8) 岩块在运动中互相碰撞, 落地撞击可造成其进一步破碎。

第三节 岩石中的爆炸应力波

岩石中的爆炸应力波来自埋入岩石中炸药的爆轰（爆炸）。炸药爆炸在岩石中激起的应力波（称为爆炸应力波），爆炸应力波在岩石中的传递方式及过程，以及应力波的破岩作用。

一、炸药爆炸传入岩石中的载荷

这里，我们先引入几个基本概念。如果炸药充满整个药室径向空间，不留有任何空隙，则称为耦合装药。如果装入药室的炸药包（卷）与药室壁之间留有一定的径向空隙，则称为不耦合装药。除不耦合装药外，也采用轴向留有空气柱的空气间隔装药，分别用装药不耦合系数和装药系数来表述各自的装药充满程度。它们分别定义为：

$$\text{不耦合系数：} \quad k = d_b / d_c \quad (1-2-1)$$

$$\text{装药系数：} \quad \eta = l_b / l_c \quad (1-2-2)$$

式中， k 为装药不耦合系数； η 为装药系数； d_b 和 d_c 分别为药室直径和药包直径； l_b 和 l_c 分别为药室长度和药包长度。

1. 耦合装药时传入岩石中的爆炸载荷

根据流体动力学爆轰理论，可以建立炸药正常爆轰条件下的爆轰参数计算式，目前普遍采用的炸药爆轰参数的简明计算式如下：

$$\left\{ \begin{array}{l} D_V = 4 \sqrt{Q_V} \\ p = \frac{1}{4} \rho_0 D_V^2 \\ \rho = \frac{4}{3} \rho_0 \\ \mu = \frac{1}{4} D_V \\ c = \frac{3}{4} D_V \end{array} \right. \quad (1-2-3)$$

式中， Q_V 为炸药的爆热； ρ_0 为炸药的密度； D 为炸药的爆速； p 、 ρ 、 u 、 c 分别为爆轰波阵面的压力、产物密度、质点速度和声速。

式（1-2-3）中，5 个方程含有 6 个未知数，因此需要事先确定其中之一方可得到确定解。较易实现的做法是，通过实验手段测定炸药的爆速，而后由方程（1-2-3）求出其余参数。需要指出：炸药的爆轰过程是十分复杂的物理化学过程，准确确定爆轰参数仍需要进行大量的深入研究，式（1-2-3）的计算结果是近似的。

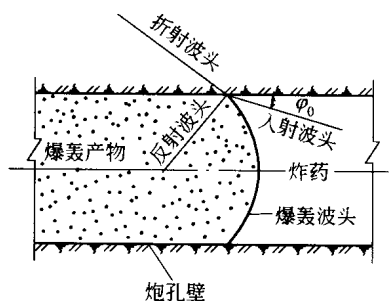


图 1-2-4 爆轰波对炮孔壁的冲击

耦合装药条件下，炸药与岩石紧密接触，因而爆轰波将在炸药岩石界面上发生透射、反射。利用炮孔爆破岩石时（如：隧洞、巷道掘进），通常炸药柱在一端用雷管引爆，爆轰波不是平面波，而是呈球面形，而且爆轰波对炮孔壁岩石的冲击也不是正冲击（正入射），而是斜冲击，如图 1-2-4 所示。目前确定炸药爆轰传入岩石的载荷，采用的是近似方法。由于在装药表面附近，球面爆轰波的曲率半径已减小到很小，波头与炮孔壁间的夹角——爆轰波的入射波头与岩石面的夹角不大，因而近似将爆轰波对炮孔壁的冲击看成正冲击，可按正入射求解岩石中的透射波参数。

图 1-2-5 所示，平面爆轰波在炸药内从左向右传播，到达炸药岩石分界面时，发生透射和反射，透射波在岩石中继续向右传播，反射波则在爆轰产物内向左传播。设炸药的初始参数为： p_0 、 ρ_0 、 $u_0=0$ ；爆轰波速度为 D_{V1} ；爆轰波即爆轰产物初始参数为 p_1 、 ρ_1 、 u_1 ；岩石的初始参数为 $p_r = p_0$ 、 ρ_r 、 $u_0=0$ ；反射波参数为 p'_2 、 ρ'_2 、 u'_2 ， D'_{V2} ；透射波参数为 p_2 、 ρ_2 、 u_2 ，波速为 D_{V2} 。在炸药岩石的分界面上有连续条件 $p'_2 = p_2$ ， $u'_2 = u_2$ 。

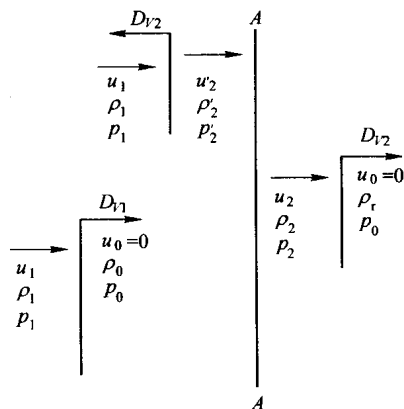


图 1-2-5 爆轰波的透射和反射

分别对入射波、反射波和透射波建立连续方程和运动方程，并利用界面上的连续条件即可求得

$$\frac{p_2 - p_0}{p_1 - p_0} = \frac{1 + N}{1 + N_{\rho_0 D_{V1}} / \rho_r D_{V2}} \quad (1-2-4)$$

式中

$$N = \frac{\rho_0 D_{V1}}{\rho_r (D'_{V1} + u_1)}$$

由于 $p_2 > p_0$, $p_1 > p_0$, p_0 可忽略, 上式可化为

$$p_2 = p_1 \frac{1 + N}{1 + N_{\rho_0 D_{V1}} / \rho_r D_{V2}} \quad (1-2-5)$$

$\rho_0 D_{V1}$, $P_1 (D'_{V2} + u_1)$, $\rho_r D_{V2}$ 分别称为炸药的冲击阻抗, 爆轰产物的冲击阻抗和岩石的冲击阻抗。他们都是物质受扰动前的密度与波相对于受扰动物质传播速度的乘积。如果 $\rho_r D_{V2} > \rho_0 D_{V1}$, 即岩石的冲击阻抗大于炸药的冲击阻抗, 则反射波为压缩波, $p_2 > p_1$, 如果 $\rho_r D_{V2} < \rho_0 D_{V1}$, 则反射波为稀疏波, $p_2 < p_1$ 。压缩波指波通过后, 介质受压缩, 密度增大的波。稀疏波则是波通过后, 介质密度减小的波。关于压缩波与稀疏波的深入讨论。

为求得岩石中透射波的其他参数 (ρ_2 , D_2 , u_2), 我们需要知道岩石的 Hugoniot 曲线, 一般应通过岩石的冲击试验确定, 其中之一为

$$p_2 = \frac{\rho_r C_p^2}{4} \left[\left(\frac{\rho_2}{\rho_r} \right)^4 - 1 \right] \quad (1-2-6)$$

式中, C_p 为岩石中的弹性波速度; ρ_r 为岩石的密度。

实践表明, 并非在所有岩石中都能生成冲击波, 这取决于炸药与岩石的性质。对大多数岩石而言, 即便生成冲击波, 也很快衰减成弹性应力波, 作用范围也很小, 故有时也近似认为爆轰波与炮孔壁岩石的碰撞是弹性的, 岩石中直接生成弹性应力波 (简称应力波), 进而按弹性波理论或声学近似理论确定岩石界面上的初始压力。根据声学近似理论可推得

$$p_2 = p_1 \frac{2}{1 + \rho_0 D_1 / \rho_r C_p} \quad (1-2-7)$$

2. 不耦合装药时传入岩石中的爆炸载荷

不耦合装药情况下, 爆轰波首先压缩装药与药室壁之间间隙内的空气, 引起空气冲击波, 而后再由空气冲击波作用于药室壁, 对药室壁岩石加载。为求得这一载荷值, 先做 3 点假定:

(1) 爆炸产物在间隙内的膨胀为绝热膨胀, 其膨胀规律为 $PV^3 = \text{常数}$, 遇药室壁激起冲击压力, 并在岩石中引起爆炸应力波。

(2) 忽略间隙内空气的存在。

(3) 爆轰产物开始膨胀时的压力按平均爆轰压 p_m 计算, 即有

$$p_m = \frac{1}{2} p_1 = \frac{1}{8} \rho_0 D_1^2 \quad (1-2-8)$$

由以上假设, 爆轰产物撞击药室壁前的炮孔内压力即入射压力为

$$p_i = p_m \left(\frac{V_c}{V_b} \right)^3 = \frac{1}{8} \rho_0 D_1^2 \left(\frac{V_c}{V_b} \right)^3 \quad (1-2-9)$$

式中, V_c 、 V_b 分别为炸药体积和药室体积。

根据有关研究, 爆轰产物撞击药室壁时, 压力将明显增大, 增大倍数 $n = 8 \sim 11$ 。因此, 得到不耦合装药时, 药室壁受到的冲击压力为

$$p_i = \frac{1}{8} \rho_0 D_1^2 \left(\frac{V_c}{V_b} \right)^3 \cdot n \quad (1-2-10)$$

对隧洞掘进中的钻孔柱装药, $V_c = \frac{1}{4} \pi d_c^2 l_c$, $V_b = \frac{1}{4} \pi d_b^2 l_b$, 其中 d_c 、 d_b 分别为炮孔直径和装药直径, 炮孔岩石壁受到的冲击压力为

$$p_i = \frac{1}{8} \rho_0 D_1^2 \left(\frac{d_c}{d_b} \right)^6 \cdot \left(\frac{l_c}{l_b} \right)^3 \cdot n \quad (1-2-11)$$

式中, l_c 为炮孔长度, l_b 为装药长度。

如果装药与药室之间存在较大的间隙 (如: 硐室爆破装药), 则爆轰产物的膨胀宜分为高压膨胀和低压膨胀两个阶段。当气体产物压力大于临界压力时, 为高压膨胀阶段, 膨胀规律为 $PV^3 = \text{常数}$, 当气体产物压力小于临界压力时, 为低压膨胀阶段, 膨胀规律为 $PV^\chi = \text{常数}$ ($\chi = 1.2 \sim 1.3$)。临界压力 p_{cri} 由式 (1-2-12) 计算

$$p_{\text{cri}} = 0.154 \sqrt{\left(E - \frac{p_m}{2\rho_0} \right)^2 \frac{\rho_0^2}{p_m}} \quad (1-2-12)$$

式中, E 为单位质量炸药含有的能量; 其余符号意义同前。作为一种近似, 也可 $p_{\text{cri}} = 100 \text{MPa}$ 。

二、岩石中的应力波速度

1. 应力波速度与岩石力学性质参数的关系

岩石中的应力波并非理想的弹性波, 其速度的大小取决于应力波的性质和岩石的物理力学性质参数。如: 冲击波速度大于应力波速度, 岩石中的冲击波速度与其应力峰值有关; 纵波速度大于横波速度等。根据实验测试结果, 结构完整岩石中的纵波速度与横波速度的比值为 1.7 左右。

岩石中的应力波速度大小是岩石孔隙率、弹性模量、结构完整性等的综合反应。利用实验测得的岩石 (岩体) 内的纵波与横波速度, 可以计算出岩石的动态弹性模量和动态泊松比等性质参数。

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu_d = \frac{C_p^2 - 2C_s^2}{\chi C_p^2 - 2C_s^2} \\ E_d = \frac{C_p^2 \rho_r (1 + \mu_d)(1 - 2\mu_d)}{(1 - \mu_d)} = 2C_s^2 \rho_r (1 + \mu_d) \\ G_d = \rho_r C_s^2 \\ K_d = \rho_r \left(C_p^2 - \frac{4}{3} C_s^2 \right) \\ \lambda_d = \rho_r (C_p^2 - 2C_s^2) \end{array} \right. \quad (1-2-13)$$

式中， C_s 为岩石中的横波速度； μ_d ， E_d ， G_d ， K_d ， λ_d 分别为岩石的动态泊松比、岩石的动态弹性模量、动态剪切弹性模量、动态体积弹性模量和动态拉梅常数。

岩石的应力波速度越高，表明岩石的孔隙率越低，完整性越好。对同种岩石，岩块试件的波速高，岩体的波速低。表 1-2-2 为常见岩石的弹性波速度，表 1-2-3 为常见岩石的弹性性质。

表 1-2-2 部分岩石的弹性波速度

岩石名称	密度 /kg·cm ⁻³	岩体内的纵波速度 /m·s ⁻¹	岩石杆内的纵波 速度/m·s ⁻¹	岩体的横波 速度/m·s ⁻¹
石灰岩	2.42×10 ³	3.43×10 ³	2.92×10 ³	1.86×10 ³
石灰岩	2.70×10 ³	6.33×10 ³	5.16×10 ³	3.70×10 ³
白大理岩	2.73×10 ³	4.42×10 ³	3.73×10 ³	2.80×10 ³
砂岩	2.45×10 ³	(2.44~4.25)×10 ³	—	(0.95~3.05)×10 ³
花岗岩	2.60×10 ³	5.20×10 ³	4.85×10 ³	3.10×10 ³
石英岩	2.65×10 ³	6.42×10 ³	5.85×10 ³	3.70×10 ³
页岩	2.35×10 ³	(1.83~3.97)×10 ³	—	(1.07~2.28)×10 ³
煤	1.25×10 ³	1.20×10 ³	0.86×10 ³	0.72×10 ³

表 1-2-3 部分岩石的弹性性质

岩石名称	泊松比	弹性模量 /MPa	剪切模量 /MPa	体积压缩 模量/MPa	拉梅常数 /MPa	波阻抗 /MPa·s ⁻¹
石灰岩	0.26	0.217	0.085	0.171	0.091	0.830
石灰岩	0.33	0.731	0.274	0.436	0.556	1.700
白大理岩	0.20	0.384	0.160	0.332	0.106	1.210
砂岩	0.25	0.441	0.147	0.294	0.245	0.60~1.00
花岗岩	0.22	0.620	0.254	0.377	0.206	1.35
石英岩	0.25	0.926	0.370	0.789	0.370	1.700
页岩	0.31	0.294	0.098	0.196	0.098	0.43~0.93
煤	0.36	0.018	0.007	0.009	0.005	0.15

需要说明，应力波在岩体中传播，由于岩石的侧向变形受到限制，因而速度比其在

岩石杆件中传播更大,应用时应注意区分。再者,岩石的容重是一个不同于密度的概念,两者有本质的区别,但在数值上,对完整性好的岩石,两者相差不大,作为近似,可以相互代用。

2. 影响应力波速度的岩石性质参数

(1) 岩石种类。不同岩石,其组成成分、孔隙率、微裂隙密度、结构完整性等必然不同,因而应力波速度不同。从表 1-2-2 可以看出,岩石中的速度最大的可达到 6000m/s 以上,最小的却不到 2000m/s。

(2) 岩石组成。应力波在非均质的岩石中传播时,扰动在不同矿物成分之间的传播速度不同。根据 F. 伯奇的研究,非均质岩石中的应力波速度可用组成它的各种矿物的波速来描述。即有关系式

$$C = 1 / \sum \frac{x_i}{C_i} \quad (1-2-14)$$

式中, C 为岩石中应力波表观速度; x_i 为第 i 种矿物的容积比; C_i 为第 i 种矿物的波速。

Kolar 研究了岩石组成与纵波速度的关系,得出结论:当岩石中角闪石含量增加时,纵波速度增加,当岩石中石英的含量增加时,纵波速度降低。

(3) 密度。岩石密度是影响应力波速度的重要因素,由于岩石密度也影响到岩石的其他力学性质参数,因而使问题变得复杂。在岩石中的波速与岩石密度的函数关系上,不同的研究得出的结论可能不同,甚至是矛盾的。根据 F. 伯奇和 V. 伦威斯克的研究,对于普通岩石,波速与密度成正比。

需要指出:我们前面曾经讲过,弹性介质中的波速为

$$C_p = \sqrt{\frac{E}{\rho_0}}$$

该式对岩石中的弹性波也是成立的。因而,理解岩石中的波速与密度成正比时,应当注意到岩石密度的增加会引起其弹性模量的增加,而且这种弹性模量的增加对波速的影响将超过上式中因岩石密度增加引起的波速降低,从而在整体上表现出岩石中的波速随岩石密度的增加而增加。

(4) 孔隙比。岩石中的孔隙分晶粒间的孔隙和岩石介质间的天然裂隙两类,虽然都导致应力波速度的降低,但它们对应力波速度的影响程度明显不同,前者低于后者。对具体的岩石,其结晶粒之间的孔隙形状对岩石中的波速也有影响,如石灰岩中结晶粒间有贝壳形孔隙时,孔隙率对波速的影响较小,而当结晶粒间有圆球形孔隙时,则孔隙率对波速的影响较大。

实验得到的石灰岩的孔隙率 n 与纵波速度 C_p 的关系,如图 1-2-6 所示。这种关系可用下列函数来近似。

$$C_p = 5430 - 107n \quad (1-2-15)$$

(5) 各向异性。绝大多数岩石是各向异性的。层状岩石中,各向异性较为明显。大理岩中,在 3 个相互垂直的方向 X 、 Y 、 Z 钻取岩芯,并使 Z 方向平行于层面;砂岩、页岩,在两个相互垂直的方向 X 、 Y 钻取岩芯,并使 Y 方向平行于层面。在各个方向

上测得的波速如表 1-2-4 所示。

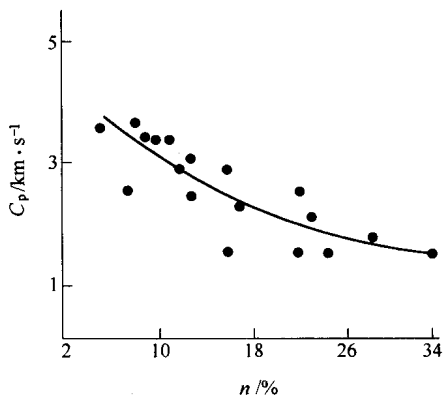


图 1-2-6 石灰岩孔隙率与纵波速度的关系



表 1-2-4 岩石特定方向上的波速及弹性常数

岩石名称	岩芯方向	纵波速度 /km·s ⁻¹	横波速度 /km·s ⁻¹	弹性模量 /MPa	泊松比
大理石	X	4.320	2.640	4.6×10 ⁴	0.170
	Y	5.021	2.594	4.9×10 ⁴	0.315
	Z	4.876	2.603	4.8×10 ⁴	0.289
里昂砂岩	X	3.776	2.554	3.5×10 ⁴	0.076
	Y	4.097	2.682	3.9×10 ⁴	0.115
格林河页岩 (节理不发育)	X	4.342	2.611	4.0×10 ⁴	0.217
	Y	4.743	2.644	4.3×10 ⁴	0.266
格林河页岩 (节理发育)	X	3.577	2.035	2.4×10 ⁴	0.261
	Y	5.062	2.719	4.7×10 ⁴	0.297

由表 1-2-4 知，砂岩在 X 和 Y 方向的纵波速度相差 8%，而横波速度相差 5%。大理岩中，X 和 Y 方向的纵波速度相差 11%，而横波速度相差 1%。在节理不发育的页岩中，X 和 Y 方向的纵波速度相差 8%，而横波速度相差 1%。在节理发育的页岩中，X 和 Y 方向的纵波速度相差 41%，而横波速度相差 34%。由实验数据还可知，在相同的条件下，沿层面的纵波速度大于垂直层面的纵波速度。

对花岗岩，在 3 个特定的互相垂直的方向上取岩芯进行实验，结论为：在 0.1013MPa 压力下，纵波速度在 10% 范围内变化。在 1000MPa 压力下，纵波速度变化不超过 2%~3%。

(6) 应力状态。在一定的压缩应力作用下，岩石中的波速要增大。当作用应力较低时，随应力的增加波速增加较快，作用应力进一步增加时，波速增加逐渐减弱。当应力

超过某一临界值时,若继续增大应力,则波速将降低,图1-2-7为花岗岩中波速与应力状态的关系,图1-2-8为压应力作用下不同岩石的纵波速度变化。在较低压应力阶段,裂隙发育岩石中波速对应力状态的变化敏感程度比致密岩石高。

岩石是天然的工程地质体,不同岩石含有数量不等的孔隙、裂隙。在压应力作用下,有的孔隙、裂隙会闭合,闭合孔隙、裂隙的数量随应力增加而增加,但增加的速率逐渐降低,岩石中所含孔隙、裂隙越多,应力作用引起的孔隙、裂隙闭合越多。但当压应力超过某一临界值后,压应力将引起岩石损伤,造成新的裂纹。根据前节孔隙率与岩石中波速的关系,即可得知应力状态影响岩石中波速的关系。这就是在开始加压阶段,波速随应力增加而增加,而当应力超过一定值后,波速则随应力的进一步增加而降低。

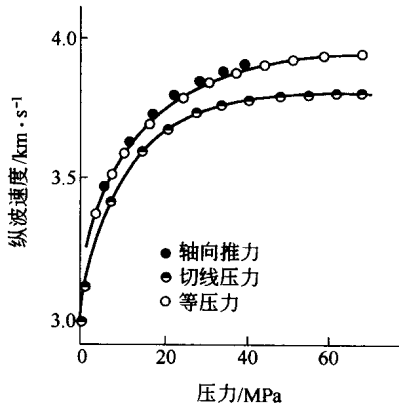


图 1-2-7 花岗岩纵波速度与压应力的关系

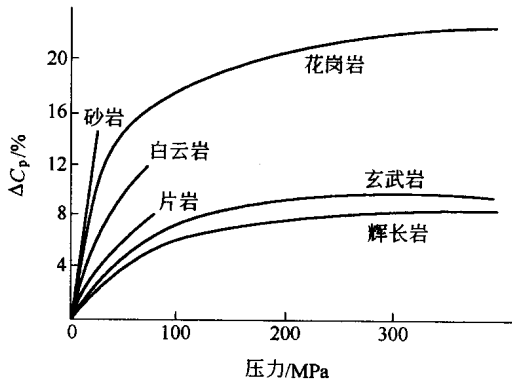


图 1-2-8 压应力作用下岩石中不同纵波速度变化

(7) 含水量。表1-2-5所示为岩石中充填物质时的纵波速度,可以看出,水的波速约是空气的5倍。因此,当岩石中的孔隙被水充填时,将引起岩石波速增加。在饱和含水条件下,岩石中的波速随水饱和时间的增加而增加,48h后达到稳定。

表 1-2-5 岩石中充填物质的纵波速度

充填物质	密度/ $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	纵波速度/ $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
水	1000	1485
冰	918	3200~3300
空气	1.29	331

三、岩石中爆炸应力波的传播特征与衰减规律

绝大多数情况下，岩石爆破采用柱状装药或延长装药，在岩石中传播的爆炸应力波为柱面波。耦合装药条件下，在装药室附近岩石中形成冲击波，随着冲击波的向外传播，应力幅值不断衰减，波速不断降低，最后演变成应力波，应力波的进一步传播、衰减，又演变成地震波。分析认为，引起爆炸应力波衰减的原因有：波阵面的扩大，导致单位面积波阵面上能量密度的降低；传播介质（岩石）质点运动引起的内摩擦能量耗散；爆炸应力波传播过程中的追赶卸载。

冲击波、应力波和地震波具有不同的应力幅值和加载率，因而具有不同的衰减速率和作用范围，图 1-2-9 所示（ R_0 为装药半径）。综合当前的研究成果，冲击波、应力波和地震波等在传播过程中遵循相同的规律——指数规律衰减，但衰减指数不同。

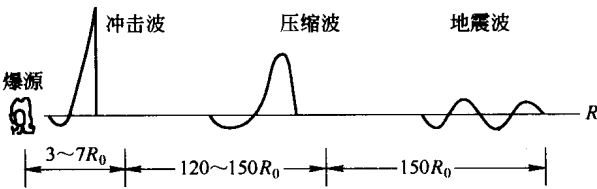


图 1-2-9 岩石中爆炸应力波的演变

1. 冲击载荷作用下岩石变形规律与特征

固体材料（岩石）在冲击载荷作用下的变形规律如图 1-2-10 所示。对应不同应力幅值，所形成的应力波特征不同，如图 1-2-11 所示。

（1）在装药近区，作用于岩石的爆炸载荷值很高，若 $\sigma > \sigma_C$ ，将在岩石中形成波阵面上所有状态参数都发生突变的冲击波（图 1-2-11a），冲击波在岩石中以超音速传播，衰减最快。

（2）随着冲击波向外传播、衰减，当 $\sigma_B < \sigma < \sigma_C$ 时，如图 1-2-10 所示，由于变形模量 $d\sigma/d\epsilon$ 随应力的增大而增大，波速大于图 1-2-10 中 A-B 段的塑性波波速，但小于 O-A 段的弹性波波速，因此应力幅值大的塑性波追赶前面的塑性波，形成速性追赶加载，形成陡峭的波阵面，但波速低于弹性波速，为亚音速，这种波称为非稳定的冲击波，如 1-2-11 所示。

（3）当 $\sigma_A < \sigma < \sigma_B$ 时，由于 $d\sigma/d\epsilon$ 不是常数，且随应力的增大而减小，因此应力幅值大的应力波速度低于小应力幅值的应力波，在传播过程中波阵面逐渐变缓，塑性波

速度以亚音速传播。而应力小于 σ_A 的部分，则以弹性波速度传播，如图 1-2-11c 所示。

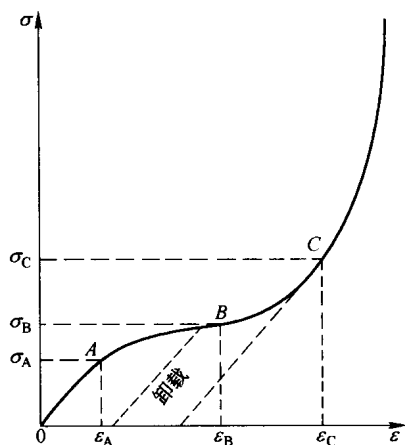


图 1-2-10 冲击载荷作用下岩石的变形规律

(4) 当 $\sigma < \sigma_A$ 时， $d\sigma/d\varepsilon$ 为常数等于岩石的弹性常数，这时应力波为弹性波，以未扰动岩石中的音速传播，如图 1-2-11d 所示。

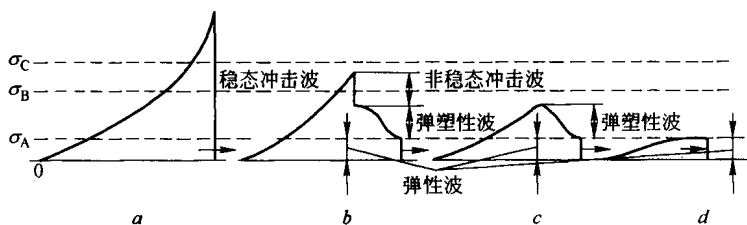


图 1-2-11 不同应力幅值时岩石中传播的各种应力波

2. 岩石中爆炸应力波的衰减

在爆炸源近区，一般情况下岩石中传播的是冲击波。这时可把岩石看成流体，冲击波压力 p 随距离的衰减规律为

$$p = \sigma_r = p_2 \bar{r}^{-\alpha} \quad (1-2-16)$$

式中， \bar{r} 为比距离， $\bar{r} = r/r_b$ ； r 为距药室中心的距离； r_b 为药室（炮眼）半径； σ_r 为径向应力峰值； α 为压力衰减指数，对冲击波，取 $\alpha \approx 3$ 或 $\alpha = 2 + \frac{\mu}{1-\mu}$ 。

冲击波阵面上，各状态参数满足冲击波的基本方程，即

$$\begin{cases} \frac{D}{D-u} = \frac{V_0}{V} \\ \frac{D_u}{V} = p - p_0 \\ E - E_0 = \frac{1}{2}(p + p_0)(V_0 - V) \end{cases} \quad (1-2-17)$$

式中， D 为冲击波速度； u 为质点速度； p 、 V 、 E 分别为压力、比热容和内能；（下角“0”表示初始量）。

利用式（1-2-17）求冲击波阵面上的状态参量，还需要知道岩石的状态方程，而获得岩石的状态方程是十分困难的，因此，一般用岩石的 Hugoniot 曲线式（1-2-6）或下式代替。

$$D = a + bu \tag{1-2-18}$$

式中， a 、 b 为实验确定的常数，部分岩石的 a 、 b 值见表 1-2-6。

这样，知道其中之一参数便可求得冲击波阵面上的所有状态参量。对冲击波，一般认为 $\sigma_r = \sigma_\theta$ （ σ_θ 为切向应力峰值），岩石处于各向等压状态。根据冲击波速度与传播距离的经验关系式

$$D = D_0 - B(\bar{r} - 1) \tag{1-2-19}$$

表 1-2-6 某些岩石的 a 、 b 值

岩石名称	密度/ $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	$a/1000\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	b
花岗岩(1)	2.63	2.1	1.63
花岗岩(2)	2.67	3.6	1.1
玄武岩	2.67	2.6	1.6
辉长岩	2.98	3.5	1.32
大理岩	2.7	4.0	1.32
石灰岩(1)	2.6	3.5	1.43
石灰岩(2)	2.5	3.4	1.27
页岩	2.0	3.6	1.34

式中， D_0 为冲击波传播初始速度； B 为冲击波速度衰减常数，与炸药和岩石有关。如对大理岩中装填泰安炸药，有 $D_0 = 6850$ ， $B = 152.5$ 。

进一步，可以求得冲击波的作用范围

$$r = r_0[1 + (D_0 - D)/B] \tag{1-2-20}$$

根据研究与实验观察，常规炸药在岩石引起的冲击波作用范围仅有装药半径的 3~5 倍。冲击波作用范围虽小，但却消耗炸药能量的大部分。在实施周边爆破时，总是设法避免在岩石中形成冲击波。

在冲击波作用区之外，传播的是应力波，应力波的衰减规律与冲击波相同，但衰减指数较小。前苏联学者给出的应力波的衰减指数为

$$\alpha = 2 - \frac{\mu}{1 - \mu} \quad (1-2-21)$$

此外,我国武汉岩土力学研究所通过现场试验得出的应力波衰减指数为

$$\alpha = -4.11 \times 10^{-7} \times \rho_r C_p + 2.92 \quad (1-2-22)$$

在应力波作用区,岩石中柱状应力波的径向应力与切向应力之间有如下关系

$$\sigma_\theta = \frac{\mu}{1 - \mu} \sigma_r \quad (1-2-23)$$

应力波进一步衰减将变成地震波,习惯上用质点速度来表示地震波的强度,这时其衰减规律表示为

$$u = k \left(\frac{Q}{r} \right)^\alpha \quad (1-2-24)$$

式中, k 为与岩石性质有关的系数,岩石中 $k = 30 \sim 70$,土壤中 $k = 200$,衰减指数 $\alpha = 1 \sim 2$; Q 为一次起爆的炸药重量, kg,分段爆破时为同段起爆的炸药量; u 、 r 的量纲分别为 m/s 和 m。

地震波远离爆源,可以近似看成平面波,求得地震波的质点速度后,可由下式得到地震波的应力

$$\sigma = \rho_r C_p u \quad (1-2-25)$$

3. 岩石中平面应力波的衰减

K.O.Hakailehto 研究了杆中平面应力波的衰减,他认为:当加载应力大于岩石的初始破裂应力(对应于弹性极限 σ_e)时,由于岩石内部裂纹的扩展,导致应力波沿岩石杆传播时幅值降低,设岩石试件某截面的应力为 σ_a ,传播距离 l 后的应力为 σ_b ,则有

$$\sigma_b = \begin{cases} \sigma_a & \sigma_a \leq \sigma_e \\ f(\sigma_a) & \sigma_a > \sigma_e \end{cases} \quad (1-2-26)$$

式中, σ_e 为初始破裂应力,由静压试验确定。

K.O.Hakailehto 认为,当 $\sigma_a > \sigma_e$ 时,应力衰减主要是由大于 σ_e 的部分 $\sigma_a - \sigma_e$ 引起的,令 $\sigma_x = \sigma_a - \sigma_e$, $\sigma_y = \sigma_b - \sigma_e$,并假定衰减沿试件长度呈指数变化,且与岩石试件的破碎程度成正比,而 σ_y/σ_e 越大,对应的岩石破碎程度也越大,由此得

$$d\sigma_y = d\sigma_x - e^{-al} \frac{\sigma_y}{\sigma_e} d\sigma_x$$

即

$$\frac{d\sigma_y}{d\sigma_x} + \frac{e^{-al}}{\sigma_e} \sigma_y = 1 \quad (1-2-27)$$

式中, a 为材料常数。参见表 1-2-7

表 1-2-7 几种岩石的材料常数 a 及初始破裂应力 σ_e

岩石名称	大理岩	花岗岩	砂岩	灰色砂岩	石灰岩
a/m^{-1}	34.0	29.5	21.3	39.0	55.0
σ_e/MPa	77	141	95	120	153

注意到初始条件, $\sigma_x = 0$ 时, $\sigma_y = 0$, 则

$$\sigma_y = e^{-al} \sigma_e (1 - e^{-al \frac{\sigma_x}{\sigma_e}})$$

于是, 得

$$\sigma_b = \begin{cases} \sigma_a & \sigma_a \leq \sigma_e \\ \sigma_e + \sigma_e e^{-al} (1 - e^{-al \frac{\sigma_a - \sigma_e}{\sigma_e}}) & \sigma_a > \sigma_e \end{cases} \quad (1-2-28)$$

四、应力波通过结构面的传播

1. 应力波向结构面斜入射时的一般解

应力纵波向结构面斜入射时的反射、透射情况, 为便于阅读, 用图 1-2-12 表示如下, 图中根据需要作了一些更改。这里, 我们改用波势函数表示各种波, 并设纵波和横波的波势函数分别为 ϕ 和 ψ , 入射纵波的波势函数为 ϕ'' , 反射纵波和横波的波势函数分别为 ϕ' 和 ψ' , 透射纵波和横波的波势函数分别为 ϕ''_1 和 ψ''_1 , 纵波波势的反射系数为 $V_{\parallel} = \phi' / \phi''$, 透射系数为 $W_{\parallel} = \phi''_1 / \phi''$, 纵波转化为横波的反射系数为 $V_{\perp} = \psi' / \phi''$, 纵波转化为横波的透射系数为 $W_{\perp} = \psi''_1 / \phi''$ 。结构面两侧岩石的密度与纵波、横波速度分别用 ρ_r 、 C_p 、 C_s 和 ρ_{rl} 、 C_{pl} 、 C_{sl} 表示。对 $x > 0$ 一侧, 波势函数分别写为:

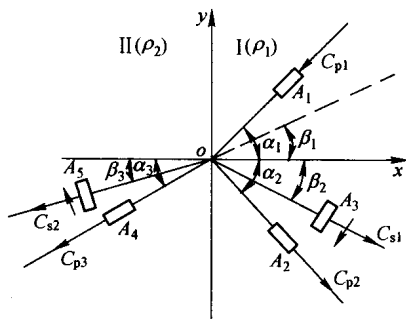


图 1-2-12 应力纵波应力波向结构面反射与透射

$$\begin{cases} \phi = [\phi' \exp(jAx) + \phi'' \exp(-jAx)] \cdot \exp[j(\xi x - \omega t)] \\ \psi = \psi' \exp(jBx) \cdot \exp[j(\xi x - \omega t)] \end{cases} \quad (1-2-29)$$

式中, j 为虚数, $j^2 = -1$; x 为位置坐标。

对 $x < 0$ 一侧, 仅存在透射波, 有

$$\begin{cases} \phi_1 = [\phi''_1 \exp(-jA_1 x) \cdot \exp[j(\xi x - \omega t)]] \\ \psi_1 = \psi''_1 \exp(-jB_1 x) \cdot \exp[j(\xi x - \omega t)] \end{cases} \quad (1-2-30)$$

式中, $\xi = k_{\parallel} \sin \alpha_1 = k_{\parallel} \sin \alpha_3 = k_{\parallel} \sin \beta_3$; $A = k_{\parallel} \cos \alpha_1$; $A_1 = k_{\parallel} \cos \alpha_3$; $B = k_{\perp} \cos \beta_1$; $B_1 = k_{\perp} \cos \beta_3$; k_{\parallel} 、 k_{\perp} 为纵波波数; ω 为频率; k_{\parallel} 为横波波数; t 为时间。

波势函数与应力、位移的关系为

$$u_x = \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial y}; u_y = \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial y}; u_z = 0 \quad (1-2-31)$$

$$\sigma_x = \lambda \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} \right) + 2G \frac{\partial u_x}{\partial x}; \tau_{xy} = G \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) \quad (1-2-32)$$

式中, λ 为拉梅常数; G 为剪切弹性模量。

假若结构面是有摩擦能滑动的, 则其应力、应变应满足下列边界条件:

$$\begin{cases} u_x(y, 0, t) = u_x(y, 0, t) \\ \sigma_x(y, 0, t) = \sigma_x(y, 0, t) \\ \tau_{xy}(y, 0, t) = \tau_{xy}(y, 0, t) \\ \tau_{xy}(y, 0, t) = -\sigma_x(y, 0, t) \cdot \tan \varphi \end{cases} \quad (1-2-33)$$

式中, $\tan \varphi$ 为摩擦系数。

利用以上各式, 得到

$$\begin{cases} A(V_{II} - 1) + \xi V_{It} = -A_1 W_1 + \xi W_t \\ -p(1 + V_{II}) + B V_{It} = -\frac{G}{G_1}(B_1 W_t + p_1 W_1) \\ A(V_{II} - 1) + p V_{It} = -\frac{G}{G_1}(-A_1 W_1 + p_1 W_t) \\ (p_1 \tan \varphi + A_1) W_1 + (B_1 \tan \varphi - p_1) W_t = 0 \end{cases} \quad (1-2-34)$$

式中, $p = (\xi^2 - k_t^2/2) \xi^{-1} = -k_t \cos 2\beta_1 / 2 \sin \beta_1$;

$p_1 = (\xi^2 - k_{II}^2/2) \xi^{-1} = -k_{II} \cos 2\beta_3 / 2 \sin \beta_3$ 。

由式 (1-2-34), 可解得

$$\begin{cases} W_1 = \frac{p_1 - B_1 \tan \varphi}{p_1 \tan \varphi + A_1} \cdot W_t = m_1 W_t \\ V_{It} = \frac{A_1(1 - G_1/G)m_1 + (p_1 G_1/G - \xi)W_t}{p - \xi} = n_1 W_t \\ V_{II} = \frac{(-A_1 m_1 + \xi - \xi n_1)W_t + 1}{\alpha} \\ W_t = \frac{2p}{(B_1 + p_1 m_1)G_1/G + B n_1 + p A_1 m_1/A + p \xi(n_1 - 1)/A} \end{cases} \quad (1-2-35)$$

式 (1-2-35) 即为可滑动条件结构面的反射、透射关系。知道结构面参数、结构面两侧岩石的波阻抗、应力波入射角, 便能求出反、透射的应力幅值比。

应力纵波 σ_1 斜入射时, 产生反射正应力 σ_R 和剪应力 τ_R 及透射正应力 σ_T 和剪应力 τ_T , 它们与式 1-2-35 有下列关系:

$$\begin{cases} \sigma_T/\sigma_1 = W_t \rho_1/\rho \\ \sigma_R/\sigma_1 = V_{II} \\ \tau_T/\sigma_1 = W_t \rho_1/\rho \\ \tau_R/\sigma_1 = V_{It} \end{cases} \quad (1-2-36)$$

于是, 求出 W_1 , W_t , V_{II} , V_{It} 后, 即可得到相应的应力反、透射系数。

应当指出, 若应力波的入射角较小, 它的切向分量不足以克服结构面摩擦力产生滑

动时, 则应按完全粘性条件重新求解其反、透射关系。

2. 结构面两侧为相同岩石的应力波反、透射

当结构面两侧的岩石性质相同时 $\rho_1/\rho = 1$, $C_{p1}/C_p = 1$, $G_1/G = 1$, 进而 $p_1 = p$, 于是由 (1-2-35) 知, $n_1 = 1$ 。由此得知

$$\begin{cases} W_t = \frac{p}{B + pm} \\ W_{11} = \frac{B}{B + pm} \end{cases} \quad (1-2-37)$$

式中

$$m = \frac{\cos 2\beta_1 + \tan \varphi \sin 2\beta_1}{\cos 2\beta_1 \tan \varphi - 2 \sin \beta_1 \cos \alpha_1 (C_s/C_p)}$$

将 m , p , B 的表达式代入式 (1-2-35) 式 (1-2-37) 得到

$$\begin{cases} V_{11} = \frac{(C_s/C_p)^2 \sin 2\alpha_1 / \cos 2\beta_1 - \tan \varphi}{(C_s/C_p)^2 \sin 2\alpha_1 / \cos 2\beta_1 + \cot 2\beta_1} \\ V_{1t} = W_t \frac{\tan \varphi - (C_s/C_p)^2 \sin 2\alpha_1 / \cos 2\beta_1}{1 + \tan 2\beta_1 (C_s/C_p)^2 \sin 2\alpha_1 / \cos 2\beta_1} \\ W_1 = \frac{\cot 2\beta_1 + \tan \varphi}{\cot 2\beta_1 + (C_s/C_p)^2 \sin 2\alpha_1 / \cos 2\beta_1} \end{cases} \quad (1-2-38)$$

图 (1-2-13) 为 $C_s/C_p = 0.6$ (对应的泊松比 $\mu = 0.22$) 时, 由式 (1-2-38) 通过数值计算得到的不同摩擦角压应力纵波斜入射产生的各种波的变化。

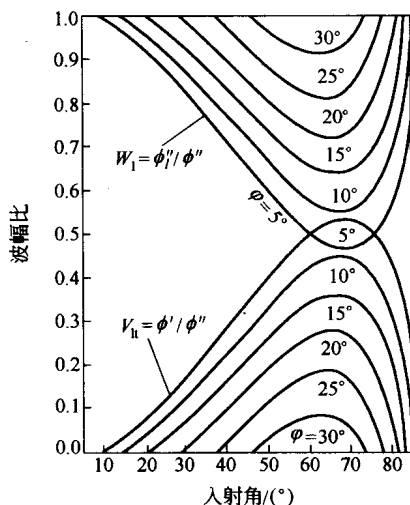


图 1-2-13 同种岩石中结构面在不同摩擦角下的纵波透、反射系数 ($C_s/C_p = 0.6$)

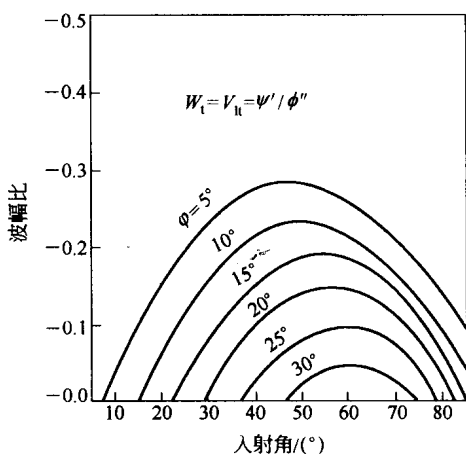


图 1-2-14 同种岩石中结构面在不同摩擦角下纵波转化为横波的透、反射系数 ($C_s/C_p = 0.6$)

3. 结构面两侧岩石可自由滑动时的应力波透、反射

这种情况相当于结构面的摩擦系数 $\tan\varphi = 0$ ，利用式 (1-2-38) 可以得到结构面两侧岩石可自由滑动条件下的应力斜入射时各波幅值比与入射角的关系。

$$\begin{cases} V_{ll} = \frac{\sin 2\alpha_1 \sin 2\beta_1}{(C_p/C_s)^2 \cos^2 2\beta_1 + \sin 2\alpha_1 \sin 2\beta_1} \\ W_t = V_{lt} = -\frac{(C_p/C_s)^2 \sin 2\alpha_1 \cos 2\beta_1}{(C_p/C_s)^2 \cos^2 2\beta_1 + \sin 2\alpha_1 \sin 2\beta_1} \\ W_l = \frac{(C_p/C_s)^2 \cos^2 2\beta_1}{(C_p/C_s)^2 \cos^2 2\beta_1 + \sin 2\alpha_1 \sin 2\beta_1} \end{cases} \quad (1-2-39)$$

此前，Rinehart 对该问题进行了研究，得到了相同的结论。

五、层状岩石中应力波的传播

我们将讨论应力波通过多个平行结构面的传播情况。为此，我们先介绍求解这一问题的一种简便方法——等效波阻抗法。利用这一方法，可以求出不同形式的瞬态波通过各种夹层时的透射效应。由于问题的复杂性，我们只讨论弹性应力波垂直入射多层岩石的传输效应，而不考虑所产生的横波效应。

1. 等效波阻抗法

图 1-2-15 所示为应力波垂直通过 $k+1$ 层岩石介质的传播。在层面 1 上有应力和速度连续条件

$$\begin{cases} v_0 = v_0^+ + v_0^- = v_{11}^+ + v_{11}^- \\ \sigma_0 = \sigma_0^+ + \sigma_0^- = z_1 v_{11}^+ - z_1 v_{11}^- \end{cases} \quad (1-2-40)$$

式中, z_1 为第一层介质的波阻抗, 后面类同。

改变波的相位因子, 可确定同一瞬时界面 2 的质点速度。正向前进的波乘因子 $\exp(-j\delta_1)$, 负向前进的波乘因子 $\exp(j\delta_1)$ 。于是, 有

$$\begin{cases} v_{12}^+ = v_{11}^+ \cdot \exp(-j\delta_1) \\ v_{12}^- = v_{11}^- \cdot \exp(j\delta_1) \end{cases} \quad (1-2-41)$$

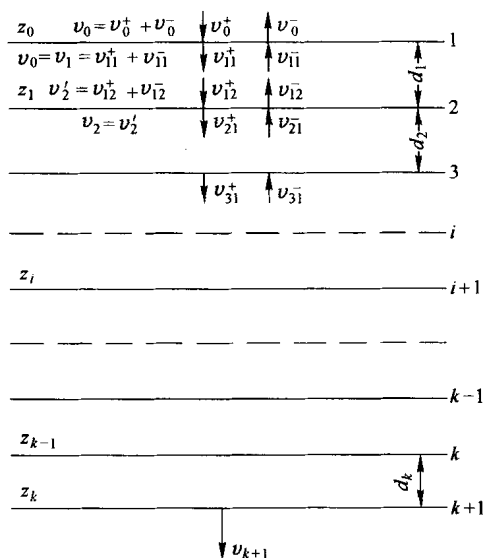


图 1-2-15 多层介质中的应力波传播

式中, $\delta_1 = \omega \cdot t = 2\pi d_1 / \lambda_1$; d_1 为层厚; λ_1 为波长。

由式 (1-2-40) (1-2-41), 得到

$$\begin{bmatrix} v_0 \\ \sigma_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \exp(j\delta_1) & \exp(-j\delta_1) \\ z_1 \exp(j\delta_1) & -z_1 \exp(-j\delta_1) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} v_{12}^+ \\ v_{12}^- \end{bmatrix} \quad (1-2-42)$$

同理, 在界面 2 上有

$$\begin{bmatrix} v_{12}^+ \\ v_{12}^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1/2 & 1/2 z_1 \\ 1/2 & -1/2 z_1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} v_2 \\ \sigma_2 \end{bmatrix} \quad (1-2-43)$$

将式 (1-2-43) 代入式 (1-2-42), 并进行矩阵运算

$$\begin{bmatrix} v_0 \\ \sigma_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\delta_1 & j\sin\delta_1/z_1 \\ jz_1\sin\delta_1 & \cos\delta_1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} v_2 \\ \sigma_2 \end{bmatrix} \quad (1-2-44)$$

同理, 根据界面 2、3 上的连续条件, 有

$$\begin{bmatrix} v_2 \\ \sigma_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\delta_2 & j\sin\delta_2/z_2 \\ jz_2\sin\delta_2 & \cos\delta_2 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} v_3 \\ \sigma_3 \end{bmatrix} \quad (1-2-45)$$

重复上述过程，直到界面 k 和 $k+1$ ，可得到

$$\begin{bmatrix} v_k \\ \sigma_k \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta_k & j \sin \delta_k / z_k \\ j z_k \sin \delta_k & \cos \delta_k \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} v_{k+1} \\ \sigma_{k+1} \end{bmatrix} \quad (1-2-46)$$

联立以上方程，有

$$\begin{bmatrix} v_0 \\ \sigma_0 \end{bmatrix} = \left\{ \prod_{i=1}^k \begin{bmatrix} \cos \delta_i & j \sin \delta_i / z_i \\ j z_i \sin \delta_i & \cos \delta_i \end{bmatrix} \right\} \cdot \begin{bmatrix} v_{k+1} \\ \sigma_{k+1} \end{bmatrix} \quad (1-2-47)$$

其中 $\begin{bmatrix} \cos \delta_i & j \sin \delta_i / z_i \\ j z_i \sin \delta_i & \cos \delta_i \end{bmatrix}$ 是单位模矩阵。任意个这样的矩阵相乘，结果仍是单位模矩阵。

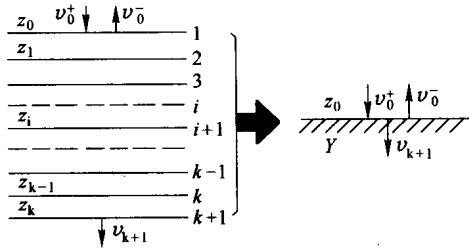


图 1-2-16 等效波阻抗示意图

设应力波通过的 k 层界面的等效波阻抗为 Y ，并将图 1-2-15 改用图 1-2-16 来表示，则有

$$\sigma_0 = z_0 (v_0^+ - v_0^-) = Y v'_{k+1} \quad (\text{应力相等})$$

$$v'_{k+1} = (v_0^+ + v_0^-) = v_0 \quad (\text{速度相等})$$

由此可知

$$\sigma_0 = Y v_0$$

又

$$\sigma_{k+1} = z_{k+1} v_{k+1}$$

将以上各式代入式 (1-2-47)，即得到

$$v_0 \begin{bmatrix} 1 \\ Y \end{bmatrix} = \left\{ \prod_{i=1}^k \begin{bmatrix} \cos \delta_i & j \sin \delta_i / z_i \\ j z_i \sin \delta_i & \cos \delta_i \end{bmatrix} \right\} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ z_{k+1} \end{bmatrix} v_{k+1} \quad (1-2-48)$$

令

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \left\{ \prod_{i=1}^k \begin{bmatrix} \cos \delta_i & j \sin \delta_i / z_i \\ j z_i \sin \delta_i & \cos \delta_i \end{bmatrix} \right\} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ z_{k+1} \end{bmatrix}$$

则有

$$Y = C/B$$

得到等效波阻抗后，应力的透、反射系数为：

$$\text{透射系数} \quad T_{\sigma}(\omega) = \frac{2Y}{z_0 + Y} \quad (1-2-49)$$

$$\text{反射系数} \quad R_{\sigma}(\omega) = \frac{z_0 - Y}{z_0 + Y} \quad (1-2-50)$$

位移的透、反射系数为：

$$\text{透射系数} \quad T_u(\omega) = \frac{2Y}{z_0 + Y} \quad (1-2-51)$$

$$\text{反射系数} \quad R_u(\omega) = \frac{Y - z_0}{z_0 + Y} \quad (1-2-52)$$

2. 单频应力波通过岩石夹层的透射

设岩石中有一夹层，厚度为 d_1 ，波阻抗为 z_1 ，岩石波阻抗为 z_2 ，有一弹性应力波垂直向夹层入射，如图 1-2-17 所示。其等效波阻抗为

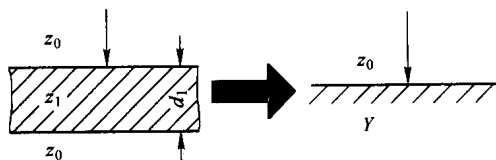


图 1-2-17 应力波通过夹层的透射

$$Y = \frac{z_0 \cos \delta_1 + j z_1 \sin \delta_1}{\cos \delta_1 + j z_0 / z_1 \sin \delta_1} \quad (1-2-53)$$

式中， $\delta_1 = 2\pi d_1 / \lambda_1$ ； λ_1 为波长。

应力透射系数为：

$$T_{\sigma}(\omega) = \frac{2Y}{z_0 + Y} = \frac{4 \left[1 + j \frac{z_1}{z_0} \tan^2 \delta_1 \right]}{2 + j \left(\frac{z_1}{z_0} + \frac{z_0}{z_1} \right) \tan^2 \delta_1} \quad (1-2-54)$$

相应的幅值和相位为：

$$\begin{cases} |T_{\sigma}(\omega)|^2 = \frac{4 \left[1 + \left(\frac{z_1}{z_0} + \frac{z_0}{z_1} \right) \tan^2 \delta_1 \right]}{4 + \left(\frac{z_1}{z_0} + \frac{z_0}{z_1} \right) \tan^2 \delta_1} \\ \varphi(\omega) = \tan^{-1} \left(\frac{z_1}{z_0} \tan \delta_1 \right) - \tan^{-1} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{z_1}{z_0} + \frac{z_0}{z_1} \right) \tan \delta_1 \right] \end{cases} \quad (1-2-55)$$

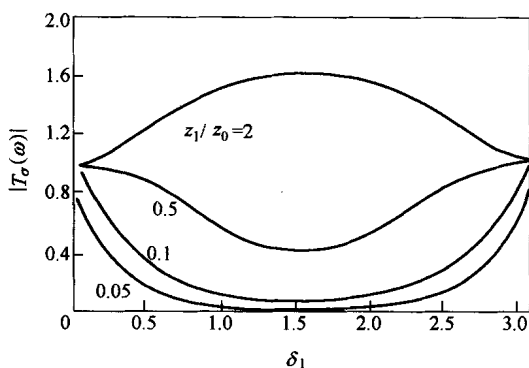


图 1-2-18 不同波阻抗下 $|T_{\sigma}(\omega)|$ 与 δ_1 的关系

图 1-2-18、图 1-2-19 分别是不同波阻抗下，应力透射系数的幅值与相位随 δ_1 的变化。

3. 三角形应力波通过夹层的透射

设有图 1-2-20 所示的持续时间为 τ 三角形应力波通过图 1-2-17 所示的岩石夹层。三角形应力波的函数为：

$$\sigma(t) = \sigma_0(1 - t/\tau) \quad (0 < t \leq \tau) \quad (1-2-56)$$

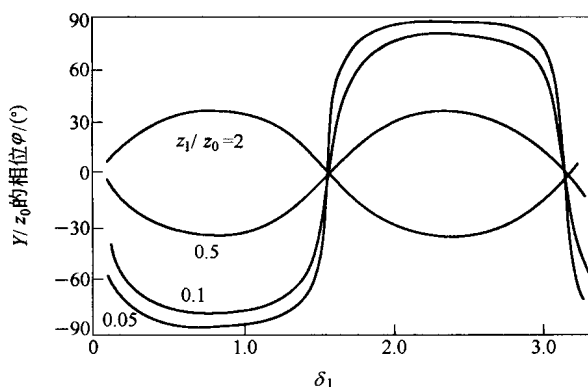


图 1-2-19 不同波阻抗下 $\varphi(\omega)$ 与 δ_1 的关系

将其按正弦级数展开，则为

$$\sigma(t) = \sum_{i=1}^{\infty} \alpha_k \sin \omega_k t = \frac{2\sigma_0}{\pi} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{i} \sin \frac{i\pi}{\tau} t \quad (0 < t \leq \tau) \quad (1-2-57)$$

第 i 个谐波分量 $\sigma_{ik}(t)$ 通过夹层后的应力 $\sigma_{Tk}(t)$ 为：

$$\sigma_{Tk}(t) = T(\omega_k) \sigma_{ik}(t) = T(\omega_k) a_k \sin \omega_k t$$

整个应力波通过夹层后的应力为

$$\sigma_T(t) = \sum_{k=1}^{\infty} T(\omega_k) a_k \sin \omega_k t \quad (1-2-58)$$

z_1/z_0 、 d_1/c_{pl} 和持续时间 τ 知道后, 即可求出压应力波通过夹层时的波形变化, 对其他波形也可按类似方法求解。进行数值计算时, n 值越大, 计算结果越精确。

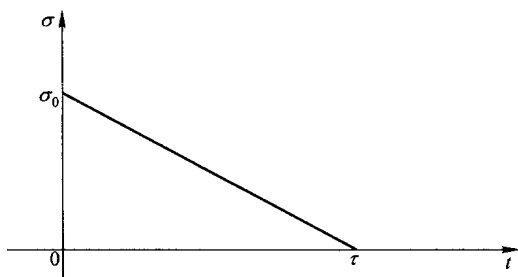


图 1-2-20 三角形应力脉冲波

4. 不同应力波形通过夹层的透射应力特征

李夕兵等对不同应力波形通过夹层的应力透射和能量传递进行了研究, 得到的基本结论是:

(1) 矩形应力波通过波阻抗远小于岩体波阻抗的软弱夹层时, 如: $z_1/z_0 = 0.05$ 、 0.1 , 不但相位有滞后现象, 而且矩形波变成了随时间逐渐上升的圆头形波, 其上升时间与软弱夹层波阻抗及波通过夹层的时间有关, 夹层波阻抗愈小, 波通过夹层的时间愈长, 上升时间愈大; 最大透射应力也与波通过夹层的时间及波阻抗有关, 当夹层波阻抗较小, 同时夹层厚度较大时, 矩形波通过夹层后有明显的削波现象发生。

(2) 不论何种应力波加载, 当通过波阻抗相对很小而厚度又较大的软弱夹层时, 透射波有明显的滞后和削波现象, 其波峰值达不到原入射波峰值; 而当夹层波阻抗大于介质波阻抗时, 则透射波有明显的超前和幅值加强现象发生。

(3) 当夹层波阻抗等于岩体介质波阻抗时, 即相当于没有夹层的情形, 矩形波通过夹层后仍为矩形波。

(4) 当夹层波阻抗大于介质波阻抗时, 相位超前, 同时透射波的幅值在开始时将得到增大。即有明显的应力增强作用。对其他形式的瞬态波亦可得出与矩形波入射时相类似的结果。

(5) 当波通过厚度较大的软弱夹层时, 由于应力波在夹层中的来回反射时间较长, 导致了一个单峰的应力波在通过夹层后将变为有几个波峰的应力波形, 而且后一峰值将大于前一峰值, 波峰间的间隔时间大约为波在夹层中来回的时间。

(6) 采用富氏级数的方法处理瞬态应力波时, 取前 20 项即可达到精度要求, 被去掉的高频波对其影响很小。

(7) 软弱夹层的波阻抗越小, 能量传递效率越差; 当夹层与岩体介质的波阻抗确定

时, 能量传递效率随夹层厚度的增大而减小; 不同形式的瞬态应力波通过夹层时, 其能量传递效率各不相同, 加载波在确定的延续时间内以开始随时间上升然后又随时间下降的波能量传递效率较高, 如三角形波及半周期正弦应力波。

六、顺岩石表面传播的应力波

当应力波向岩石界面入射时, 如果入射角超过某一临界值, 则将不能正常反射, 形成反射波, 而是形成一种顺表面传播的应力波, 这种应力波称为表面波。按照应力波通过时介质质点运动轨迹的不同, 表面波分两种: 一种称为瑞利波, 另一种称为勒夫波。瑞利波通过时, 介质质点在沿波传方向且与界面垂直的平面内作反向 (与波前进方向相反) 椭圆运动; 勒夫波通过时, 介质质点则在垂直于波传方向且平行于界面的平面内作剪切振动, 没有垂直运动分量。表面波的特点是: 质点运动幅值均随远离岩石界面 (表面) 而呈指数衰减, 但它们随远离波源的衰减却低于前面讲述的纵波和横波。相对于表面波, 纵波和横波在介质内部传播, 称为体波。

1. 瑞利表面波

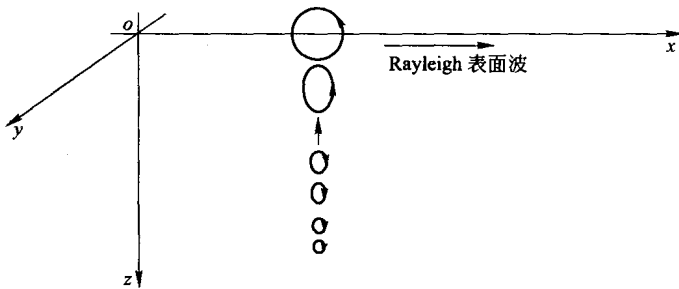


图 1-2-21 瑞利表面波传播特性

如图 1-2-21 所示, xoy 平面为自由表面, z 轴指向岩石内部, 在紧靠表面的岩石中有表面波沿 x 轴正向传播, 波通过时介质质点在与 xoz 平面平行的平面内运动。设表面波为正弦波, 频率为 ω , 速度为 C_{R0} 。

定义势函数 φ 与 ϕ , 使位移为

$$\begin{cases} u_x = \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{\partial \phi}{\partial z} \\ u_z = \frac{\partial \varphi}{\partial x} - \frac{\partial \phi}{\partial z} \end{cases} \quad (1-2-59)$$

于是, 体积应变 Δ 和剪切变形 $\overline{\omega}_y$ 可写为

$$\begin{cases} \Delta = \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = \nabla^2 \varphi \\ \overline{\omega}_y = \frac{\partial u_x}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial x} = \nabla^2 \phi \end{cases} \quad (1-2-60)$$

将式 (1-2-59) 和式 (1-2-60) 代入应力波变形几何方程、物理方程 (本构方程) 和运动平衡方程:

$$\begin{cases} \epsilon_x = \frac{\partial u_x}{\partial x}, \epsilon_y = \frac{\partial u_y}{\partial y}, \epsilon_z = \frac{\partial u_z}{\partial z} \\ \gamma_{xy} = \frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x}, \gamma_{yz} = \frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial y}, \gamma_{zx} = \frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \end{cases} \quad (a)$$

$$\begin{cases} \sigma_x = \lambda \Delta + 2G\epsilon_x, \sigma_y = \lambda \Delta + 2G\epsilon_y, \sigma_z = \lambda \Delta + 2G\epsilon_z \\ \tau_{xy} = G\gamma_{xy}, \tau_{yz} = G\gamma_{yz}, \tau_{zx} = G\gamma_{zx} \\ \Delta = \epsilon_x + \epsilon_y + \epsilon_z, \lambda = \frac{\mu E}{(1 + \mu)(1 - 2\mu)}, G = \frac{E}{2(1 + \mu)} \end{cases} \quad (b)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} = \rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} \\ \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} = \rho \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} \\ \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} = \rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} \end{cases} \quad (c)$$

可得下列形式的波动方程。

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = C_p^2 \nabla^2 \varphi, \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = C_s^2 \nabla^2 \phi \quad (1-2-61)$$

$$\begin{cases} \varphi = A \exp[-qz + j(\omega t - ax)] \\ \phi = B \exp[-sz + j(\omega t - ax)] \end{cases} \quad (1-2-62)$$

式中,

$$q = \frac{\omega^2(C_p^2 - C_R^2)}{C_p^2 C_s^2}, s = \frac{\omega^2(C_s^2 - C_R^2)}{C_p^2 C_R^2}, j = \sqrt{-1}, a = \omega / C_R;$$

a 为瑞利波的波数; A 为常数, 由边界条件确定。

利用边界条件

$$(\sigma_z)_{z=0} = 0, \quad (\tau_{zx})_{z=0} = 0,$$

和方程 (1-2-59) 及 (a) 及 (b) 的有关式, 得

$$\begin{cases} A[(\lambda + 2G)q^2 - \lambda a^2] - 2BGjsa = 0 \\ 2jqaa + (s^2 + a^2)B = 0 \end{cases} \quad (1-2-63)$$

由方程有关于 A 的非零解的条件, 并引入符号

$$\alpha = \sqrt{\frac{1-2\mu}{2(1-\mu)}}, \zeta = \frac{C_R}{C_s}$$

得到决定表面波传播速度与岩石泊松比关系的六次方程

$$\zeta^6 - 8\zeta^4 + 8(3-2\alpha^2)\zeta^2 + 16(\alpha^2-1) = 0 \quad (1-2-64)$$

该方程只有实数解 ζ 才有意义。当泊松比 $\mu = 0.25$ 时, $\alpha^2 = 1/3$, 这一条件下方程惟一的有意义的实数解是: $\zeta = 0.919$ 。

由此, 对泊松比 $\mu = 0.25$ 的岩石, 可写出纵波、横波和瑞利波速度

$$C_p = 1.095\sqrt{\frac{E}{\rho}}, C_s = 0.6633\sqrt{\frac{E}{\rho}}, C_R = 0.582\sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (1-2-65)$$

$\sqrt{\frac{E}{\rho}}$ 为同一岩石杆中的纵波速度。

若只考虑式 (1-2-62) 的实部, 代入式 (1-2-59), 得到瑞利表面波的传播方程:

$$\begin{cases} u_x = Aa[\exp(-qz) - 2qs(s^2 + a^2)^{-1}\exp(-sz)] \cdot \sin(\omega t - ax) \\ u_z = Aa[\exp(-qz) - 2qs(s^2 + a^2)^{-1}\exp(-sz)] \cdot \cos(\omega t - ax) \end{cases} \quad (1-2-66)$$

由此可以看出, 瑞利表面波的质点运动随深度的增加而很快衰减。

瑞利表在研究岩石内裂隙发展机理时, 有重要意义。研究指出, 裂隙在其尖端集中应力作用下, 能够发展的极限速度是瑞利波速。裂隙发展速度超过瑞利波速时, 裂隙的扩展将弯曲或分叉, 因而导致速度下降。据此, 可以求出爆破岩石的合理炸药单耗。

2. 勒夫表面波

勒夫波是在层状岩石中沿层面传播的表面波。勒夫波可以沿岩石的一个内层传播, 内层两侧被不同性质的厚层所限制时, 勒夫波不会穿过界面。勒夫波在衰减特性、弥散现象方面, 类似于瑞利波, 而传播速度更接近于横波。

设有一厚度为 h 的薄层, 一侧为有质量的半无限空间, 另一侧无质量的半无限空间, 这时产生的表面波为勒夫波。图 1-2-21 所示, 薄层与有质量的半空间的界面为 xoy 平面, 勒夫波在夹层内沿 y 轴正向传播, 同时认为位移是 (t, x, z) 的函数, 根据前面提到的勒夫波特性, 可知位移函数

$$u_x = u_z = 0, u_y = u_y(x, z, t) \quad (1-2-67)$$

将其代入方程 (a) ~ (c), 得到运动微分方程

$$\frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} = \frac{G}{\rho} \nabla^2 u_y \quad (1-2-68)$$

其解为

$$u_y(x, z, t) = (A \cos \chi z + B \sin \chi z) \cdot \exp[ja(C_L t - x)] \quad (1-2-69)$$

式中, $x = \sqrt{C_L^2/C_{s1}^2 - 1}$; A, B 为由边界条件确定的常数; a 为波数; C_L 为勒夫波速度, 由下式确定。

$$\tan[ah\sqrt{C_L^2/C_{s1}^2 - 1}] = \frac{G_2\sqrt{1 - C_L^2/C_{s2}^2}}{G_1\sqrt{C_L^2/C_{s1}^2 - 1}} \quad (1-2-70)$$

式中, C_{s1} 为夹层中的横波速度; C_{s2} 为质量半空间中的横波速度; G_1 和 G_2 为薄层和质量半空间的剪切模量。

3. 纵波 (膨胀波) 沿边界的传播

图 1-2-22 表示膨胀波沿自由面传播的情形。图中表示平面波沿 MN 平面发生, 然后向右传播, 沿着弹性介质的自由面 MK 水平掠射。

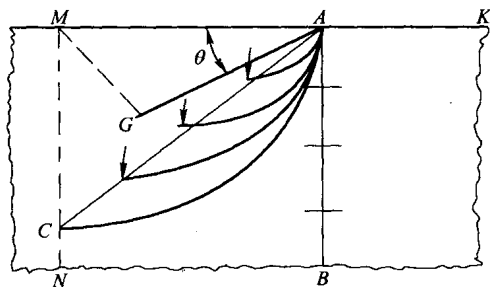


图 1-2-22 膨胀波沿自由边界的传播

质点 A 位于自由面 MK 上, 因此它有向外被挤压造成自由膨胀的可能性, 使 A 点可以向上运动, 又可以向右运动。当波通过时, 自由面 MK 上的一切点, 都有同时产生上述两种运动的可能性, 即前者称为旁侧运动, 后者称为向前运动。在边界 MK 上的点 A , 旁侧运动和向前运动的总效果, 相当于膨胀波倾斜入射到自由面 MK 上, 反射后便产生了子膨胀波和子剪切波。波沿边界运动而产生的膨胀影响区, 可以 M 点为圆心, 取 MA 等于纵波波速 C_p 为半径画弧, 则在圆弧 AC 与波阵面 AB 之间的区域, 其介质质点只有向前运动, 不存在旁侧运动, 所以没有由于自由面 MK 产生的膨胀影响。圆弧 AC 左侧所限定的区域, 旁侧与向前两种运动都有。在自由面 MK 上, 当波通过时旁侧运动的质点速度最大; 而在介质内部, 随着到自由边界 MK 的距离的增加, 其质点的旁侧运动速度迅速降低。因此, 最大旁侧质点速度的轨迹为 AC , 其斜率为 $\tan 45^\circ$ 。

膨胀影响区可以设想为一个已经包含着无穷数量的子波区域, 每一个子波是当母波沿自由面边界传播时在表面的每一点产生的。而表面膨胀产生的剪切波是相对强大的, 子膨胀波与子剪切波合并的相关波前为 AG , 在 $\triangle MAG$ 区域内, 只有剪切子波存在, 其相关波前 AG 与自由边界的倾角, 由下式得出

$$\sin \theta = \frac{MG}{AM} = \frac{C_s}{C_p} = \sqrt{\frac{1 - 2\mu}{2 - 2\mu}} \quad (1-2-71)$$

因此, θ 为泊松比的单独函数。剪切波的振幅在平面 MG 左侧基本上为零。这个平面 MG 垂直于剪切波前 AG 。

子膨胀波与子剪切波两者都是从母压缩波得到能量。由于靠近自由边界的母压缩波能量不断地被消耗, 它的波前强度不断下降, 最后靠近表面的这部分波前一起消失, 最终演变成瑞利表面波。

4. 平板中波的传播

关于压缩波在平板中的传播, 当波长比板厚度小得多时, 则传播速度等于瑞利波速度; 如果波长比板厚度大得多, 则波阵面上应力分布均匀。图 1-2-21 所示, 设波沿 x 轴方向传播, xy 面与板面平行, z 轴方向为板厚, 则可得到波动方程

$$\frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = \frac{E}{\rho(1-\mu^2)} \frac{\partial^2 \mu_x}{\partial x^2} \quad (1-2-72)$$

于是, 得板中波的传播速度

$$C_b = \sqrt{\frac{E}{\rho(1-\mu^2)}} = C_s = \sqrt{\frac{2}{1-\mu}} = C_p \sqrt{\frac{1-2\mu}{(1-\mu)^2}} \quad (1-2-73)$$

式中, C_b 为板中波速; C_p 为弹性体中的纵波速度。

若取 $\mu = 0.3$ 时, 则可知, 板中波速度比弹性体中纵波速度小 20%。

当压缩膨胀波沿板的 x 方向传播时, 由于在板的两个自由面的边界上发生复杂的作用, 将不断地产生大量的剪切波和拉伸波, 其内部波形如图 1-2-23 所示。图中箭头表示各波前的运动方向, 压缩膨胀波前 AB 尾随两个剪切波: BD 与 AC 。它们是由于表面膨胀产生的。相关波前 BD 和 AC 在自由边界反射成为剪切波 DE 和 CF 。

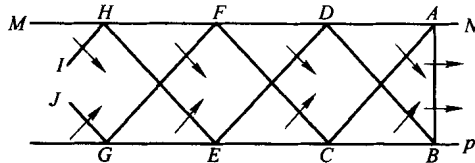


图 1-2-23 板中的内部波形

在任何瞬间, 应力与质点速度的分布都是很不均匀的, 但它具有一个受到板的厚度与弹性波速度制约的周期性。图中距离 AD , DF , BC 与 CE 相等, 它们与板的厚度 D 和波速有如下的关系:

$$\overline{AD} = h \cot \theta = h \sqrt{C_p^2 / C_s^2 - 1} \quad (1-2-74)$$

图 1-2-24 中箭头表示与图 1-2-23 相联系的质点速度。单元 $DOCR$ 为平行于 CD 方向受压。这是因为反射片断 BD 和 DE 上各质点速度方向均趋于向下, 故 D 点受压。同理, C 点亦受压。而单元 $FREQ$ 则在平行于 FE 方向受拉。因此, 当波在板中传播时, 板上的每一点以频率 f 上下振动, 频率 f 由下式计算

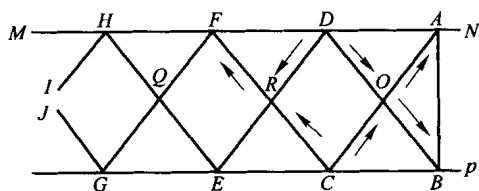


图 1-2-24 各剪切波反射片段质点速度

$$f = \frac{C_p}{DH} = C_p \frac{\sqrt{1-2\mu}}{2h} \quad (1-2-75)$$

随着图 1-2-24 中的波前 AB 向前运动，受到剪切波影响的区域加长，单元 $DOCR$ 将产生越来越多的段。首先，波前 AB 以膨胀波速运动，但当波传播 2 与 3 倍板厚的距离时下降到板速度，原因与上述的旁侧运动效应类同。

当波在板中前进时，由于尾波向前运动的速度比脉冲的波前 AB 的速度小，波前 AB 与剪切波的最后片断或尾波之间的距离逐渐增加。经过时间 t ，波前与波后之间的距离为

$$L = (C_p - C_s \sin \theta) \cdot t \quad (1-2-76)$$

式中， t 为波从开始进入平板算起的时间。

第四节 岩体爆破块度理论

一、岩体爆破块度研究新进展

(一) 概 述

矿岩爆破质量对于爆破参数优化和提高矿山的生产效益都极为重要，如何定量评价爆破质量已成为近几十年来国内外科技工作者一直研究的主要课题。迄今为止，工程上普遍采用的定量评价爆破质量的重要指标就是爆破块度分布，它不仅影响到矿山生产过程的铲装、运输和机械破碎等后续工序的效率与采矿生产的总成本，而且还影响到定向爆破筑坝形成的坝体的沉陷特性、渗透特性和稳定性。因此，对爆破块度的研究变得愈来愈重要和迫切。

岩体爆破块度的研究内容主要包括两个方面：一是从理论上分析岩体的爆破机制，建立爆破过程与爆破块度之间的联系，能够根据孔网参数、装药参数和岩体条件在爆前计算出爆破块度分布；二是测定爆破块度的有效计算方法，以便对所获取到的爆堆块度组成信息进行简便、迅速且准确的处理与计算，这是岩体爆破块度研究的基础。

自 20 世纪 60 年代以来，各国学者在岩体爆破块度的研究方面已做了大量工作，提

出了多种描述爆破块度分布的方法,并且应用应力波理论、能量理论和块度分布函数,建立了十多个计算爆破块度的理论与经验模型。然而,目前的理论研究大多将岩体视为均质连续介质,从爆炸的波动力学角度研究岩体破碎,未能充分考虑岩体的节理裂隙对爆破块度的影响。事实上,岩体中含有大量性质不同、产状各异的节理裂隙,它们不仅控制着岩体力学性质,而且控制着岩体的破坏形式,爆破岩块主要是岩体沿这些节理裂隙面破裂而产生。现有块度模型的建立条件与岩体爆破实质之间存在较大的差异,不可避免地影响块度计算的准确性和可靠性。因此,如何描述节理的分布特征,并将之引入岩体爆破过程,分析节理岩体爆破机制,由此建立节理岩体爆破的块度计算模型,是当前岩体爆破理论研究的主要课题之一。

爆破块度的测定方法研究可以追溯到 19 世纪末,澳大利亚学者 Rozival 首次用线段法测定出岩石的粒度组成。1960 年 BapoH 通过照片取样又将线段法引入爆破块度的测定。至今为止,除线段法外,工程中还常采用面积法、计点法等多种块度测定方法。这些方法都是以所测定的表面块度分布为基础,按抽样筛分结果对其进行修正后作为整个爆堆的块度分布,应用的前提是抽样的块度分布与爆堆块度分布相同。因此,既缺少表面块度分布向空间块度分布转化所必须的统计基础,应用时又需逐次修正才能提高测定精度,这给实际应用带来很大困难。如何探寻出一种准确、实用的块度计算方法,已成为岩体爆破块度研究的主要任务之一。

综上所述,在这两方面做一些深入、细致的基础研究将有助于岩体爆破理论的完善和发展,对爆破参数优化和块度控制都具有积极的促进作用。

(二) 岩体爆破块度模型的研究综述

在此选择九个具有代表性的块度模型,按其所应用的理论和方法划分为三类(应力波模型、分布函数模型和能量模型)加以简介,并对这些模型进行理论分析和评价。

1. 应力波模型

(1) HARRIES 模型 由澳大利亚 G. Harries 于 20 世纪 70 年代初提出,将岩体视为以炮孔为中心的厚壁圆筒,爆炸应力波的传播使得与炮孔轴线垂直的平面内岩石质点产生径向位移,当由径向位移派生出的切向应变值超过岩石的动态极限抗拉应变值时,岩体中形成径向裂缝。

裂缝的初始方位预先规定三个固定方向和一个随机方向,裂缝的长度由计算确定。两条相邻裂缝间的距离即是爆破岩块的线性尺寸。该模型编制了计算机模拟程序,可打印输出块度分布曲线和计算结果。

(2) BMMC 模型 马鞍山矿山研究院邹定祥等人于 1982 年提出,把台阶岩体均匀地划分成有限个单元,根据应力波理论计算出应力波能量在台阶岩体内的三维分布。假定单元岩体的应力波能量全部转化为岩体破坏形成新表面的表面能,且每个单元岩体均匀地破碎成线性尺寸相同的碎块,由此求出均质岩体爆破时线性尺寸 $x_j \leq x_i$ 的碎块筛

下累积率 $F_1(x_j \leq x_i)$

为了考虑岩体中各种弱面（节理、裂隙）对爆破块度的影响，模型认为岩体已被各种地质结构弱面和前次爆破破坏面切割成具有筛下累积率为 $F_0(x \leq x_i)$ 的天然岩块，且实际的岩体爆破只是在这些天然岩块基础上的再破碎。

（3）BCM 模型 由美国 L.G. Margolin 等人提出的一种层状裂缝模型，可对岩体中的应力波传播、破坏与破碎进行计算模拟，通过炸药类型、炮孔排列方式和炮孔间距以及炮孔起爆时差控制爆破块度分布。

BCM 模型应用 Griffith 裂缝传播判据确定裂缝扩展的可能性，并由此计算出临界裂缝长度；应用有效模量理论解决裂缝的存在对应力场的影响问题。

此模型将爆区划分成若干单元，并假定单位体积内的裂缝数目服从负指数分布。

（4）能流分布的三维数学模型 1987 年马鞍山矿山研究院刘为洲等人从研究炸药爆炸产生的应力波能量在台阶岩体中的分布规律出发，引入 Bond 破碎功理论，建立了一个计算块度分布的数学模型。将台阶岩体划分成若干单元，计算炮孔壁处的单元应力张量和单元比能，按应变波在岩体中传播时的能量衰减规律，求得岩体内各单元的比能量。假定 Bond 功指数在岩体爆破中保持不变的前提下，得到了爆后各单元的块度尺寸。

2. 分布函数模型

（1）KUZ - RAM 模型 由南非 C. Cunningham 建立。模型认为爆破后的碎块块度服从 R - R 分布，其分布参数——均匀性指数和特征块度可由爆破参数计算确定。

（2）BOND - RAM 模型 马鞍山矿山研究院郑瑞春等人于 1988 年提出，他们以 Bond 破碎功理论为基础，将 R - R 分布与 Bond 破碎功理论相结合来建立此模型。

假定试验爆破与生产爆破在一定的炸药品种和装药结构条件下，装药量相同，而且炸药能量利用率相等，即两种爆破的 Bond 功指数 W_i 相同，利用 Bond 破碎功理论的方程计算出生产爆破的 P_i 值。

若试验爆破的 W_{50} 和 W_{80} 为已知，利用 Bond 破碎功方程求得 R - R 分布曲线中的两个点 $(P_{50}, 50)$ 和 $(P_{80}, 80)$ ，由此确定出计算生产爆破块度的 R - R 分布函数。

（3）贝兹马特尔内模型 B·X·贝兹马特尔内（原苏联）等人于 1971 年提出了一个计算节理裂隙岩体爆破块度分布的数学模型，以爆前岩体被节理裂隙切割成天然岩块的概率分布和完整岩体爆破成碎块的概率分布为基础，应用随机破碎理论，推导出节理裂隙岩体爆破块度的 R - R 分布函数。

3. 能量模型

（1）GAMA 模型 1971 年巴西 Da Gama 在不同规模的漏斗爆破和台阶爆破试验基础上，按照 Bond 破碎功理论得到了一个计算均质连续岩体爆破块度分布的经验公式。该模型以炸药单耗和最小抵抗线作为块度分布参数。

为了计算节理裂隙发育岩体的爆破块度，Gama 引入天然块度的 F_{50} 指标对均质连续

岩体爆破的块度计算公式进行了修正。

(2) JUST 模型 G.D. Just 和 D.S. Henderson 于 1971 年提出了爆破块度分布随抵抗线变化的经验关系式。该模型以获得最大破碎体积的药包埋置深度为块度分布的参数之一,用破碎梯度作为块度分布指数,破碎梯度可由文献的方法确定。

4. 理论分析与评价

(1) 应力波模型的分析与评价 这类块度计算模型均以应力波在岩体中的传播规律为基础,将岩体划分成单元,计算单元岩体内的应力、应变状态以及应力波能量,根据不同的岩体爆破理论分析其破碎机理,并将之应用于块度计算。其共同之处是爆破机理与块度计算相联系,属于理论模型,但每个模型解决问题的途径和方法又各有特点。

HARRIES 模型将岩体视为均质、连续的弹性介质,按炮孔轴线为对称中心的厚壁圆筒计算,只考虑准静态压力作用下的岩体破裂。这种简化方式有利于定量计算爆破在岩体中形成的裂缝及爆后的碎块尺寸,但却忽略了岩体中裂缝形成的随机性以及又符合统计规律的特点。此外,该模型没有考虑岩体中各种节理裂隙对破碎的作用和爆轰气体的破岩作用,定量计算的局限性较大,有待于在实际应用中进一步完善。

BMMC 模型考虑到了岩体中各处的应力波能量值的不同以及由此而引起的破碎程度的差异,基本反映了岩体爆破的本质。模型还将节理裂隙的统计量引入爆破的块度计算,这比 HARRIES 模型又深入了一步。此外,模型对单元岩体内形成的碎块尺寸相同的假定,为块度的定量计算带来了方便。实际工程中,只要单元的划分方法适当,爆区内任一微小范围内的破碎程度则基本相同。

另一方面,BMMC 模型认为爆轰气体的破岩作用是次要的,仅用一个修正系数来表示其破碎作用。模型在把节理裂隙引入到爆破块度计算时,将岩体爆破当作这些弱面所切割成的天然岩块的再破碎来处理,认为所有弱面在爆破过程中全部破裂。这一假设与爆破后的碎块内部仍然存在弱面的现象不一致。事实上,即使是同一组弱面,由于各条弱面与炮孔及最小抵抗线的相对位置不同,其破裂的概率也不同。这就要求把节理裂隙引入到岩体爆破物理过程中,按岩体破碎机理计算出各单元岩体内沿节理裂隙破裂的比率,才能反映出节理裂隙岩体爆破的本质。该模型在现场进行了小规模验证试验,理论计算与试验结果吻合较好。

BCM 模型以断裂理论为基础说明岩体爆破机理,应用统计方法计算单元岩体内的裂缝数目及其分布状态,强调岩体中原始裂缝对爆破块度分布的影响。这种处理方法避免了 BMMC 模型未将节理裂隙引入爆破机理的不足,但它却无法考虑到未沿原始裂缝扩展的新鲜断裂面,且难以确定岩体中的原始裂缝。

能流分布的三维数学模型是在 BMMC 模型的基础上用 Bond 破碎功理论确定单元岩体与块度的关系。该模型不考虑复杂的爆破过程,应用较方便。它认为爆前岩体尺寸为无穷大,忽略节理裂隙对岩体的切割破坏,且假定各次爆破的 Bond 功指数相等。然而,

在节理裂隙发育的岩体中爆破时，Bond 功指数与节理裂隙的分布密切相关。因此，此模型能否适用于节理裂隙岩体爆破还有待于试验验证。

总之，此类模型应用单元划分方法研究爆破机理和碎块的形成，符合岩体爆破的特点，很有借鉴价值。但是，在如何将节理裂隙考虑到爆破过程中，分析爆轰气体破岩机理这两方面还需做深入的研究。

(2) 分布函数模型的分析与评价 这类模型的特点是通过块度分布函数（主要是 $R-R$ 分布）对爆破块度进行计算，不考虑爆破机理，属于经验模型。各模型都通过不同的途径在爆前求得 $R-R$ 分布函数的两个分布参数。

KUZ-RAM 模型建立了爆破参数和块度分布参数的定量关系，为露天台阶爆破参数的优化提供了一条可行的途径。该模型没有考虑台阶岩体的节理裂隙分布对块度的影响，应用时必须评估地层的节理和均质性，特别是张开节理的间距比炮孔间距还要小时更是如此。

BOND-RAM 模型计算 $R-R$ 分布参数的方法十分简便，利用试验爆破数据计算 $R-R$ 分布曲线中的两个点，在一定程度上反映了岩体的可爆性。但因模型假定试验爆破和生产爆破的装药结构和装药量相同，炸药能量利用率也相等，因而应用的局限性较大。

贝兹马特尔内模型从统计学的角度研究天然岩块与爆破块度的关系，将节理分布参数反映到爆破块度的计算模型中。只要给出爆前岩体的平均节理间距，即可按炸药参数和爆破条件计算块度分布，现场应用较方便。该模型只以平均节理间距表征天然岩块的平均块度是否合理、能否适用于各种类型的岩体爆破，还需深入的研究证实。

(3) 能量模型的分析与评价 此类模型按破碎的能量原理，通过漏斗爆破和台阶爆破试验，得到了块度计算的公式，不涉及爆破机理，属于经验模型。

GAMA 模型考虑到了节理裂隙对破碎的影响，但只涉及天然岩块的平均块度，未考虑节理裂隙的分布特征。因此，对节理裂隙分布变化大的岩体爆破能否保证计算精度，还有待于试验验证。此外，模型中有四个待定系数，需要用大量的试验数据确定这些常数，应用受到很大限制。

JUST 模型给出了爆破抵抗线与块度分布的定量关系，涉及的参数少，计算简便，其关键是确定反映装药结构和岩体可爆性的破碎梯度。模型不具体反映岩体节理裂隙的影响，只通过破碎梯度来表征。对于节理裂隙发育的岩体，破碎梯度的变化较大，块度计算的精确度难以保证。

综上所述，现有块度计算的模型所考虑的影响因素固定不变，并且仅以单个天然块度指标反映节理裂隙对爆破块度的影响，很难适用于不同矿山生产爆破的具体情况。在理论模型中，则没有将节理裂隙分布引入到岩体爆破物理过程，不能体现出节理裂隙对爆破块度的控制作用。若要在岩体爆破块度模型的研究方面取得突破性进展，势

必充分考虑到岩体沿部分节理面破裂和岩石本身破裂的爆破本质以及爆区内不同位置处岩体破碎程度不同的特点,按照某一适当的方法将爆区划分成若干单元,通过一定的力学分析方法,研究各单元岩体的破裂机制,并确定其沿节理面的破裂概率,应用统计原理计算各单元岩体爆后的块度组成,最终求得整个爆区的块度组成。

(三) 节理岩体爆破的研究现状

1. 节理岩体爆破的理论研究进展

节理岩体爆破的研究工作始于 20 世纪 50 年代初,Obert 等人的研究结果表明,节理裂隙的存在是导致应力波在岩体中传播差异的原因,应力波在节理裂隙面的反射和透射取决于节理裂隙的闭合、充填程度,闭节理比张节理对应力波传播的影响小。

Ash 曾就节理面对应力波传播与岩石破碎的关系作了较全面的研究,他认为节理的存在造成应力波的急剧衰减,爆轰气体产物过早外逸使节理岩体的爆破质量比均质岩体差,节理面在岩体内的不均匀分布使爆炸能量分布不平衡,导致岩体的不均匀破碎。后来,Ash 还对层状岩体的爆破机理作了较深入研究,通过层状模型的爆破试验发现:不连续面能为径向破裂和弯曲破裂提供发展方向,爆生裂缝不仅能沿不连续面发展,而且还向自由面方向发展,初步提出了层状模型的爆破机制。

Barker 等人于 20 世纪 70 年代末较深入地研究了节理岩体爆破机理。他们认为:在节理面处由 P 波或 S 波的作用产生新鲜破裂面;P 波尾部的拉应力波派生的剪应力使岩体沿节理面破裂。Fourney 等人又利用层状模型进一步作了爆破试验,他们发现,破裂除了沿节理面产生外,也沿垂直于节理面方向产生并扩展。

Fourney 等人还利用高速摄影并结合动光弹测试技术进行了层状模型的实验研究,其结果表明:应力波能造成爆源附近的节理、裂隙破裂,破裂缝除了从孔壁向外扩展外,还有自由面的反射波在距爆源较远的小节理处产生破裂,确认了开裂缝是由应力波作用而形成。

中国地质大学何思为博士通过室内动光弹试验、超动态应变测试和台阶多孔爆破试验,提出了主结构面控制裂隙岩体爆破质量的观点,并建立了爆生气体作为炸药板作用于台阶岩体的悬臂薄板物理模型。他认为:在两组结构面构成的菱形长、短轴方向上,应力有明显差异;在抵抗线方向上,切向拉应变逐渐过渡到切向压应变,中部形成由入射波与反射波共同作用形成的应力降低区。

过去四十年的理论研究主要集中于分析节理裂隙对应力波传播和岩体破裂的影响,认为应力波作用是岩体破碎的主动力,缺少对爆生气体破岩作用的分析,也没有对岩体爆破机理作深入的研究,未能将节理岩体的爆破过程同爆破块度联系起来。究其原因,是缺少适当的理论研究方法对爆炸载荷作用下众多节理裂隙面的同时开裂、扩展直至破裂的全过程进行分析,造成研究工作的深入开展受到很大限制。

2. 节理岩体爆破的试验研究进展

节理岩体爆破的试验研究主要侧重于分析节理面的产状与孔网参数的相互关系对爆破质量的影响作用。Belland 的试验研究表明,对于含一组节理面的层状岩体爆破,当自由面平行于节理面或沿着节理面方向倾斜时,爆破质量会大大改善。Gnirk 等人的试验发现,爆破漏斗形状与节理面分布状态的关系十分密切,并且认为节理面对岩体爆破的作用超过岩体的其它物理力学性质。20 世纪 70 年代初, Larson 等人在小台阶爆破试验中发现,炮孔排列方向与节理面平行时,爆破质量较好,而斜交时爆破效果较差。这些研究工作定性地说明了炮孔排列方向与节理面的相互位置关系对爆破质量有着较大的影响作用。

Da Gama 着重研究了节理面密度对爆破作用的影响。他认为:节理面间距越大,应力波引起岩体内部层裂作用越弱,爆破作用阻力越大;当节理面间距中等或偏小时,岩体破碎受节理面的影响较大。Singh 等人为了探寻节理面与自由面交角大小对爆破后的平均块度的影响关系,设计了一组交角不等的层状模拟爆破模型,试验结果表明,爆破的平均块度受到节理面与自由面交角的控制,在 $0 \sim 90^\circ$ 范围内,随着交角的增大,平均块度也增大。杨祖光与 Rustan 合作在室内进行了一系列不同排列的多组弱面模型爆破试验。其结果表明:弱面的存在使炮孔周围的粉碎圈受到限制;弱面组数越多,越难控制爆破块度的 K_{50} 指标;当装药集中度较高时,抵抗线不变,则 K_{50} 的变化较小,较多的弱面数量获得较小的 K_{50} ,且随着弱面数量的增加降低了岩体强度,爆破体积也增大。

马鞍山矿山研究院王卫星等人研究了天然块度分布对爆破块度分布的影响,他们认为,爆破后的块度分布明显地较爆前向小块度级偏移,爆前占有百分比含量较高的块度级,爆后仍占有较大的百分含量。北京科技大学于亚伦等人在现场试验基础上,应用能量平衡原理和量纲分析方法,建立了裂隙岩体的爆破块度计算模型,其理论计算值与实测值吻合较好。

上述研究结果都是以试验数据为基础,通过分析节理裂隙面、爆破条件和爆破块度之间的关系获得的,不考虑爆破物理过程,以单因素变化为前提,具有很强的针对性。然而,工程爆破中,很多因素都同时发生着变化,节理分布、炮孔排列方式、起爆顺序以及装药参数等都难以实现单因素变化的条件。多因素之间相互制约、相互影响,即便是同一个因素的影响作用也会因其它因素的改变而产生明显的差异,由此使得试验研究结果的指导意义受到较大限制。

对比分析节理岩体爆破的理论与试验研究的进展发现,理论研究滞后于试验研究,基础理论的研究成果还十分有限,这导致试验研究始终停留在定性分析与经验关系阶段,缺少必要的理论指导。节理岩体爆破的研究难点在于节理分布和岩体破裂过程的复杂性。从理论上解决爆破条件与爆破块度之间定量关系的关键,就是要寻求一种定量描述节理分布特征的方法,同时,还必须应用适当的理论研究手段,将节理分布引入岩体

爆破过程,分析岩体的破裂机制。只有这样,才能从根本上解决岩体爆破的块度问题。

(四) 今后的研究趋势

1. 节理岩体爆破的研究趋势

通过对节理岩体爆破的块度模型、破碎机理和试验研究现状的回顾与分析知,要解决节理岩体爆破的块度问题还需要做许多深入、细致的研究工作。我们认为,今后的主要研究内容将围绕着以下几个方面来展开:

(1) 节理分布状态的定量描述

节理在爆区内的间距、迹长、方向等分布特征对应力波传播、爆轰气体的破岩效果以及岩体沿节理破坏的概率分布起决定作用。因此,有必要对岩体内的节理分布状态进行调查统计,并给予适当的数学描述。工程上,大多采用不同的函数描述节理间距、迹长和方向的分布规律,这种方法只能在统计意义上描述单个节理组的分布特征,未能反映出相同分布参数的多组节理的各自分布特征间的差异,这些差异却体现了节理对岩体爆破效果的不同作用。如何适当地定量描述节理分布状态及其复杂程度,是当前岩体爆破块度研究亟待解决的主要问题之一。初步的研究结果表明,岩体中节理分布具有分形结构,节理的间距、迹长等分布特征及其复杂程度可以用分维数定量描述。怎样准确地确定节理分布的分形特征和计算分维数,是一个很有理论和实际意义的研究方向。

(2) 块度计算数学力学模型的研究

如前所述,已有的块度计算模型的不足是未考虑节理对岩体爆破块度的控制作用。如何把节理引入爆破物理过程,研究其破碎机理以建立块度计算的理论模型,将成为岩体爆破理论研究的重要课题。研究资料表明,爆区内岩体的破碎程度随其方位的不同而变化,组成碎块的表面大多是岩体的节理面,新鲜岩石表面很少,且在碎块内部仍然含有一定数量的节理。这说明,爆破过程中岩体内部沿节理面破坏数量的多少在很大程度上决定了爆后的块度分布,在爆区的不同位置处沿节理破坏的概率不同。为此,可以将爆区岩体划分成单元,单元岩体内沿节理破裂的概率近似为常数。在含有节理的单元岩体内,按一定的力学方法确定其裂缝形成比率,最终建立起裂缝形成比率与单元岩体的块度关系。

(3) 爆破块度预测的系统模型建立

岩体爆破是一个受到数十个影响因素共同作用的复杂系统,块度预测属于多变量控制下的预测问题。现有的块度预测模型涉及的因素固定不变,不能针对矿区的具体情况在确定出影响块度的主要因素后给出相应的预测模型。所以,有必要按照一定的方法确定影响爆破块度的主要因素,将这些因素作为系统控制变量,块度指标作为系统状态变量,应用系统预测方法建立一个通用的系统模型,模型参数由矿区爆破的历史数据经统计分析求出。

(4) 爆破能耗与块度分布关系的研究

岩体爆破产生的各种裂缝的相互贯通和切割,形成了不同块度的岩石碎块。现有的研究资料表明,岩体爆破裂缝的生长符合一定的分形构造,且裂缝生长过程中所消耗的有效能量与裂缝的分维数相关;另一方面,尽管爆破产生的岩块形状各异,大小不等,但具有一定的统计自相似性,并且碎块的块度分布可以通过分维数来表征。因此,可从研究爆破裂缝生长的分形特征与块度分布的分形特征的关系出发,建立起岩体爆破的有效能耗与块度分布的关系,由此定量计算爆破能量利用率。这可以避免在以应力波理论计算能量利用率时因未考虑岩体中各种结构面对应力波能量的吸收作用和爆轰气体的破碎能耗而引起的偏差,同时,还能从爆破能量的有效利用方面,探寻出爆破块度分布与爆破参数间的关系,为块度预测或爆破参数优化开辟一条可行的途径。

(5) 爆破块度的测定方法研究

为了迅速而准确地评价爆破质量和验证块度计算模型与预测模型的可靠性,有必要探寻一种简便、精确地测定爆破块度的计算方法,避免现有简单统计方法需要逐次校正的不足,这是节理岩体爆破块度研究的基础。

2. 研究内容与方法

根据对节理岩体爆破的研究趋势分析,确定出主要研究内容如下:

(1) 节理分布的定量描述研究

通过实测得到的岩体各种断裂几何形状图形,应用分形理论,寻找它们之间的规律性,并对其总体分布特征给予定量描述;用实测节理间距组成数据检验间距分布的统计自相似性,并从分形角度研究节理间距的分布规律;利用节理间距的分布规律和蒙特卡洛模拟方法,计算天然岩块的块度组成。

(2) 岩体爆破过程与块度分布的分形研究

以矿山生产爆破中统计得到的矿岩碎块特征数据和拍照取样数据为基础,分析不同块度级的矿岩碎块在形状上的规律性,检验块度分布的统计自相似性;从分形角度分析岩体爆破过程,研究块度分布与破碎概率和分裂相似比之间的关系。

(3) 建立节理岩体爆破的块度计算模型

将节理裂隙视为岩体内的损伤,应用损伤力学的研究方法,分析节理岩体爆破过程;通过岩体破裂过程的损伤分析,确定岩体破裂比率;应用统计方法,建立节理岩体爆破的块度计算模型。

(4) 爆破块度测定方法的研究

从统计角度分析爆堆表(断)面的块度分布与空间分布的概率关系,提出一种测定块度组成的计算方法——体视概率算法,并进行室内级配试验,验证其测定结果的可靠性。

(5) 探寻出确定影响爆破质量主要因素的方法

将岩体爆破视为灰色系统加以研究,以爆破质量指标为系统特征变量,各种影响因

素为相关因素变量,应用灰色系统理论,确定出各因素对爆破质量影响作用的次序。

(6) 节理岩体爆破块度研究的综合应用

以辽宁镁矿公司桦子峪镁矿为背景,通过爆前节理调查、爆破参数统计和爆后块度测定,对该矿的爆破条件与爆破质量进行综合评价,确定出影响爆破质量的主要因素;分析研究其爆破技术的合理性,并给出爆破参数的合理选取范围。

二、岩体爆破块度的分形分布

从分形的角度观察,岩体的各种断裂几何形状都具有统计自相似性,即:局部的断裂形状经放大后得到整体的断裂形状。爆破岩块的形成是岩体在爆炸荷载作用下产生的大量断裂面相互贯通的结果,所以,用分形几何方法研究这些尺寸不等的岩块形状及其块度分布规律,对于岩体爆破过程的描述和重新认识爆破块度分布的数学基础都具有十分重要的意义。

1. 概述

由分形的统计定义知,如果大于特征线尺寸 x 的破碎块体的数目 N 满足关系式:

$$N = Cx^{-D} \quad (1-2-77)$$

则分维数 D 就定义了碎块的分形分布,式中 C 为比例常数。

Turcotte 利用撞击、爆炸等不同破碎方式下获得的数据进行回归计算后发现,碎块数目与其特征尺寸之间都能很好地符合(1-2-77)式,并给出了碎块的分维数为 1.44 ~ 3.54。Turcotte 还从碎块体积服从 Weibull 分布出发,经过等式变换,推得碎块的分维数与其体积分布的均匀性指数 n 之间具有如下关系:

$$D = 3 - n \quad (1-2-78)$$

1989 年, Turcotte 提出了立方块体破碎过程的分形模型,初步建立起碎块的分维数与块体破碎概率的关系。

谢和平认为,岩石破碎后总存在一个三角形表面,以正三角形为源多边形进行分形构造表征岩石破碎过程,并给出岩石破碎的分维数可能的范围为 2.0 ~ 2.7268。

Poulton 等人做了大量的小规模岩石爆破试验,其分析结果表明:在荷载作用时间一定的条件下,碎块分布所定义的分维数随着压力增加而增大;在压力一定时,分维数又随着荷载作用时间的增加而增大。说明爆破碎块的分维数与爆破条件有关。

这些研究成果在假定不同尺寸的碎块之间具有形状上的相似结构的前提下,从分形定义出发研究岩石破碎过程的分形特征和分维数与块度分布之间的关系。但是, Turcotte 尚未从所提出的破碎过程的分形模型中建立起分维数与块度分布之间的联系,无法说明破碎概率与块度分布的关系。谢和平提出的岩石破碎过程的平面分形模型难以解释岩体爆破这样复杂的三维问题。Poulton 等人的研究只能定性说明外界条件对爆破块度分维数的影响作用。由大量的岩体爆破统计资料知,即使爆破条件相同,爆破块度分布

也会因岩体结构的不同而产生明显的差异，其主要原因在于破碎概率还受到岩体性质的影响。

如何引入破碎概率构造爆破岩块形成过程的随机分形模型，得到爆破块度的分形分布，并由此探寻破碎概率与块度分布参数的关系。

2. 爆破岩块的分形特征

任取一爆破岩块观察，很难确切地描述它具有怎样的形状。可是，大量的、不同尺寸的岩块之间其几何形状似乎又存在某一共同特征。

图 1-2-25 和图 1-2-26 分别是爆破后拍摄的不同块度的菱镁矿块照片。倘若不参考图上比例，则难以说明矿块的尺寸大小，这预示着不同块度的矿块之间其几何形状没有明显的区别。



图 1-2-25 块度 5~15cm 的矿石照片



图 1-2-26 块度 15~25cm 的矿石照片

随机抽取桦子峪菱镁矿的爆破矿块照片十张，统计矿块在照片上的投影形状。在所

记录的 168 个矿块投影中，四边形占 80.36%，其余的为三角形和五边形，其中，在小于 10 cm、10 cm~30 cm 和大于 30 cm 的各块度级内，四边形所占比例分别为 76.19%、80.95%、85.71%。测量这些投影四边形的最大内角与最小内角，并绘于极坐标网中，图 1-2-27 是内角分布形成的包络线。最大内角与最小内角分别在 98°~131°和 48°~78°之间波动。由此可知，爆后的菱镁矿块在形状上具有相似特征。

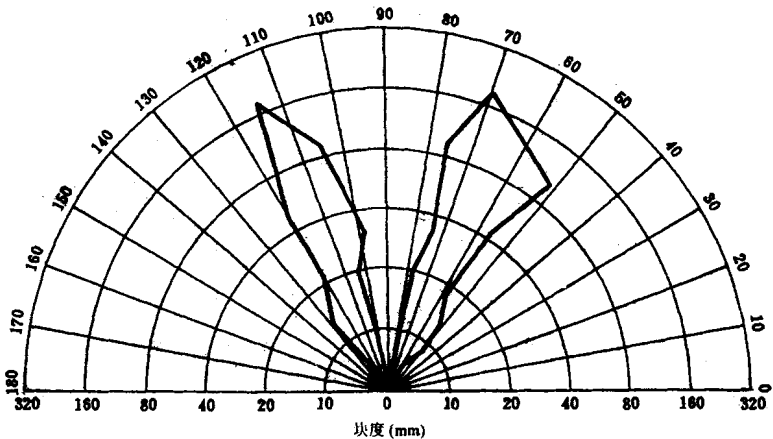


图 1-2-27 投影四边形的最大内角和最小内角分布范围

鞍山钢铁学院研究人员按统一的测量标准测定分析了东鞍山铁矿三种主要爆破矿岩块体的几何形状的相似程度。其具体做法是：假设在岩块外部作多个包络六面体，测量时以其中最小的六面体为统一测量标准，取该六面体三个互相垂直的棱长表征岩块的几何形状，三条棱长中最大者为长度 a 、次之者为宽度 b 、最小者为厚度 c 。用 a/b 、 c/b 和 a/c 分别表示岩块的折算尺寸，称为长度偏差系数、厚度偏差系数和长度/厚度偏差系数。具体测量时，将矿块分为 10 个级别，岩块分为 11 个级别，各级别随机测量 100 个块体，统计出的各偏差系数及其与均值的偏差百分比见表 1-2-8。

从表 1-2-8 知，同类岩（矿）块中各级别块体的三个偏差系数分别在很小范围内变化，即：不论岩（矿）块的大小如何，反映其几何形状特征的三个偏差系数值都大致不变。马鞍山矿山研究院在南芬露天铁矿所做的统计计算结果也与此相同。

表 1-2-8 各级岩块偏差系数

矿岩名称	分级标准 mm											≥800	各级平均
		≤10	10 20	20 40	40 60	60 80	80 100	100 200	200 400	400 600	600 800		
赤铁矿	长度偏差系数	1.840	1.426	1.531	1.744	1.800	1.703	1.525	1.361	1.414	1.407		1.572
	与均值的偏差(%)	14.8	9.3	2.6	10.9	14.5	8.3	3.0	13.4	10.0	10.5		
	厚度偏差系数	0.702	0.639	0.633	0.744	0.717	0.723	0.698	0.705	0.741	0.699		0.703
	与均值的偏差(%)	0.1	9.1	10.0	10.1	2.0	2.8	0.7	0.3	5.4	0.6		
	长度/厚度偏差系数	2.681	2.706	2.775	2.748	2.757	2.367	2.447	2.539	2.127	2.236		2.538
	与均值的偏差(%)	5.6	6.6	9.3	8.3	8.6	6.7	3.6	0.0	16.1	11.9		

续表													
矿岩名称	分 级 标 准 mm	≤10	10 ~ 20	20 ~ 40	40 ~ 60	60 ~ 80	80 ~ 100	100 ~ 200	200 ~ 400	400 ~ 600	600 ~ 800	≥800	各级 平均
混 合 岩	长度偏差系数	1.513	1.524	1.432	1.438	1.573	1.489	1.439	1.510	1.499	1.399	1.612	1.493
	与均值的偏差(%)	1.3	2.1	4.1	3.7	5.4	0.2	3.6	1.1	4.0	6.3	8.0	
	厚度偏差系数	0.735	0.677	0.613	0.727	0.699	0.685	0.693	0.721	0.724	0.696	0.810	0.707
	与均值的偏差(%)	4.0	4.2	13.3	2.8	1.1	3.1	2.0	2.0	2.4	1.6	14.6	
	长度/厚度偏差系数	2.067	2.290	2.290	2.095	2.208	2.201	2.022	2.077	2.202	2.030	1.848	2.121
	与均值的偏差(%)	2.5	8.0	8.0	1.2	4.2	3.8	4.7	2.1	3.8	4.3	12.9	
千 枚 岩	长度偏差系数	1.861	1.482	1.365	1.652	1.531	1.433	1.732	1.562	1.673	1.402	1.372	1.552
	与均值的偏差(%)	19.9	4.5	12.0	6.4	1.3	7.6	11.6	0.6	7.8	9.7	11.6	
	厚度偏差系数	0.512	0.403	0.326	0.428	0.422	0.443	0.517	0.543	0.607	0.521	0.679	0.491
	与均值的偏差(%)	4.3	17.9	33.6	12.8	14.1	9.8	5.3	10.6	23.6	6.1	38.3	
	长度/厚度偏差系数	2.659	2.936	3.110	3.239	3.098	3.175	3.223	3.972	2.832	2.979	2.630	3.078
	与均值的偏差(%)	13.6	4.6	1.0	5.2	0.6	3.2	4.7	29.0	8.0	3.2	14.6	

从统计角度可以认为,相同类型的爆破岩(矿)块的几何形状是基本相似的,小岩(矿)块可视为大岩(矿)块的缩小,这正是分形几何的研究对象所具有的特征之一。

我们在桦子峪镁矿采用抽样法分别统计出三次爆破后的碎块数 $N(x)$ 与其特征尺寸 x (最大尺寸)间的关系如表 1-2-9 示。

图 1-2-9 特征尺寸大于 x 的碎块数目 $N(x)$

序号	特 征 尺 寸 x (cm)				
	5	10	20	40	60
1	452	188	62	8	3
2	501	223	77	29	9
3	751	350	90	21	7

将第 1、第 3 两次统计的 $N(x)$ 和 x 取对数后绘于图 1-2-28 中,二者具有很强的线性关系。对这三组数据取对数后进行回归计算,各自的线性相关系数(分别为 0.985 70、0.992 98、0.998 01)均大于临界相关系数 0.958 73,表明桦子峪镁矿的爆破碎块分布满足分形定义(1-2-77)式。这三次爆破块度的分维数分别为 2.058 1、1.593 6、1.896 8。

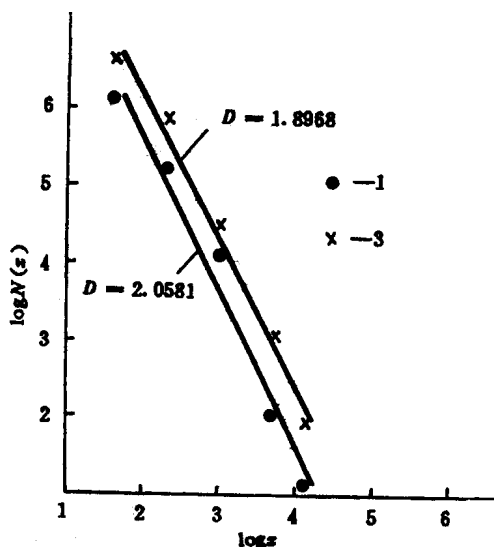


图 1-2-28 第 1、第 3 次爆破统计的 $N(x)$ 与 x 的关系

以上从几何形状的自相似和分形的统计定义两方面证明了爆破块度的分布是一个分形结构,可以用块体的分形构造描述爆破碎块的形成过程,研究其块度的分布规律。

3. 爆破岩块形成的分形描述

爆破岩块在几何形状和块度分布两方面都具有统计自相似性,从分形角度描述岩体破碎过程即是:岩体最初破裂成有限个形状相似的块体,其中的一部分在荷载作用下各自破裂成与原块体形状相似的次一级块体,这些次一级块体中的一部分又被破碎成形状相似的更次一级块体,此过程的每一次重复都产生更小的块体。

设爆破过程中岩体的破裂模型是总体积不变,每次构成时,将原有块体以概率 f 、相似比 r ($0 < r < 1$) 分裂成次一级块体。重复进行以至无穷,如图 1-2-29 所示,于是,生成一系列大大小小的具有相似形状的岩块群体。该过程中分裂构造次一级块体的繁衍量 $N = (1/r)^3 f$,那么,岩块群体的维数 D 为:

$$D = \frac{\log N}{\log (1/r)} = 3 - \frac{\log f}{\log r} \quad (1-2-79)$$

若岩体最初由 M 个线尺寸为 x_m 的源块体(最大块体)组成,各源块体的体积 $V = C_v x_m^3$ (C_v 为体积形状系数),则所有源块体经过 i 次分形构造后产生的第 i 级块体的线尺寸为:

$$x_i = r^i x_m \quad (i = 0, 1, 2, \dots) \quad (1-2-80)$$

其个数为:

$$N_i = \left[\left(\frac{1}{r} \right)^3 f \right]^i (1-f) M \quad (1-2-81)$$

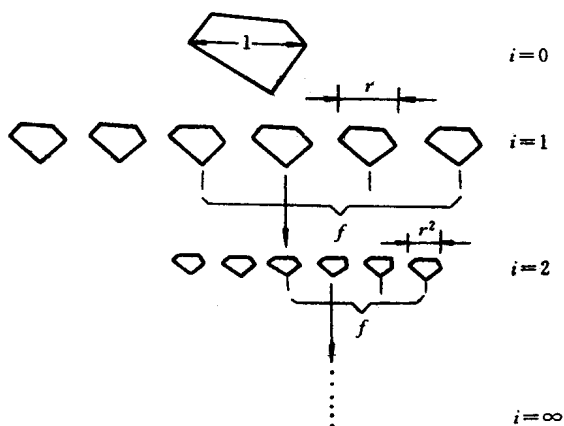


图 1-2-29 爆破岩块群体的随机分形构造模型

由(1-2-80)式和(1-2-81)式得到第 i 级块体的体积 v_i :

$$v_i = C_V x_i^3 N_i = C_V x_m^3 f^i (1-f) M \quad (1-2-82)$$

线尺寸小于或等于 x_k 的块体总体积 V_k 为 :

$$V_k = \lim_{j \rightarrow \infty} \sum_{i=k}^j v_i = C_V x_m^3 f^k M$$

所有块体的体积和 $V_t = MV = C_V x_m^3 M$,所以 线尺寸小于或等于 x_k 的块体的体积占总体积的比率 y_k 为 :

$$y_k = \frac{V_k}{V_t} = f^k \quad (1-2-83)$$

由(1-2-80)式得到 $k = \log(x_k/x_m)/\log r$,代入(1-2-83)式并考虑到等式变换 $f^{\log(x_k/x_m)/\log r} = (x_k/x_m)^{\log f/\log r}$ 和(1-2-79)式 ,则有 :

$$y_k = \left(\frac{x_k}{x_m} \right)^{3-D} \quad (1-2-84)$$

上式是从分形构造得到的块度分布 ,它与岩体爆破块度的 G-G-S 经验分布在形式上完全相同。G-G-S 分布式为 :

$$y = \left(\frac{x}{x_m} \right)^n \quad (1-2-85)$$

式中 y ——块度小于或等于 x 的累积体积比 ;

n ——块度分布的均匀性指数。

比较(1-2-84)式和(1-2-85)式知 ,爆破岩块不仅在形状上具有统计自相似性 ,而且其经典的块度分布公式与分形分布相同 ,并且均匀性指数与分维数有如下关系 :

$$D = 3 - n \quad (1-2-86)$$

上式尽管与 Turcotte 从统计关系经等式变换推得的结论(1-2-78)式一致 ,但更进一步明确了块体破裂过程与块度分布之间的内在联系 ,且说明了 G-G-S 经验分布的数学基础是爆破碎块组成具有分形结构。

爆破工程中常用的另一块度分布函数 $R-R$ 分布为：

$$y = 1 - \exp\left[-\left(\frac{x}{x_0}\right)^\alpha\right]$$

式中 x_0 ——特征块度；

α ——块度分布参数。

若将指数部分展开成幂级数形式,并取前两项作近似,得到：

$$y = \left(\frac{x}{x_0}\right)^\alpha \quad (1-2-87)$$

对比块度的分形分布(1-2-84)式,同样得到：

$$D = 3 - \alpha \quad (1-2-88)$$

所以,块度的分形分布具有普遍意义。

进一步比较(1-2-79)式和(1-2-86)式发现：

$$f = r^n \quad (1-2-89)$$

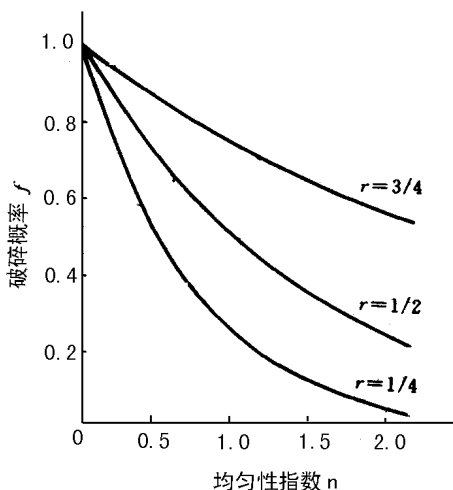


图 1-2-30 破碎概率与均匀性指数的关系

由上式知,通过分裂相似比 r 建立了破碎概率 f 与块度均匀性指数 n 的联系。对于爆区内的某单元岩体,若相似比为定值,则破碎概率决定了单元岩体爆破后的块度分布。图 1-2-30 是不同相似比时 n 和 f 的关系。从图中看出,在相似比一定时,随着破碎概率增大,均匀性指数减小,即分维数将增大。由块体的分形构造过程知,大的分维数对应着小块度的相对比例含量大,亦即:破碎概率增大时,小块度的相对比例含量也增大。在破碎概率一定时,岩体分裂相似比增大,相应的均匀性指数增大。由图 1-2-29 的岩块生成过程知,此时,大块度部分的相对比例含量增高。此外,当分裂相似比小时,破碎概率对均匀性指数的影响更明显。由上述分析看出,爆破块度分布与破碎概率和分裂相似比密切相关,对于同一次爆破,若视爆区各单元的分裂相似比为常数,则确定整个爆区的爆破块度的关键就是计算出各单元岩体的破碎概率。

由(1-2-79)和(1-2-84)式得到爆破块度的 K_{50} 、 K_{80} 表达式：

$$K_{50} = x_m \left(\frac{1}{2} \right)^{\log r / \log f} = x_m \left(\frac{1}{2} \right)^{\frac{1}{3-D}} \tag{1-2-90}$$

$$K_{80} = x_m \left(\frac{4}{5} \right)^{\log r / \log f} = x_m \left(\frac{4}{5} \right)^{\frac{1}{3-D}} \tag{1-2-91}$$

破碎概率增大 ,上两式的指数部分随之增大 , K_{50} 、 K_{80} 值减小 ,即 图 1-2-29 中每次构造的块体数增多 ,意味着所有岩块群体的 K_{50} 、 K_{80} 减小。这也说明岩体爆破过程的随机分形模型反映了爆破岩块的分布特征。

若取分裂相似比 $r = 1/2$,那么 ,当 $f = 0.5$ 时 , $D = 2.0$, $n = 1.0$,从理论上讲 ,筛下累积率为 50% 时的 $K_{50} = x_m/2$,若破碎概率大于 0.5 ,分维数大于 2.0 , K_{50} 将小于 $x_m/2$ 。

4. 应用与分析

岩体爆破块度的分维数可按(1-2-85)式回归计算后由(1-2-86)式给出。表 1-2-10 是马鞍山矿山研究院在船山石灰石矿对三次小台阶爆破试验的碎块进行筛分统计的结果。将各块度级 x 和相应的体积百分含量分别取对数后绘于图 1-2-31 ,并按(1-2-85)式回归计算 ,结果列于表 1-2-11。

表 1-2-10 三次爆破试验小于各块度级的百分含量(%)

试验号	块 度 等 级 (cm)					K_{50}	K_{80}
	5	10	20	30	40		
1	13	22	58	85	96	18	28
2	9	16	45	71	94	23	35
3	18	32	73	93	99	14	24

表 1-2-11 G-G-S 分布回归结果

试验号	n	D	x_m	$f (r = 1/2)$	K_{50}	K_{80}
1	1.0298	1.9702	37.9	0.49	19.3	30.5
2	1.1766	1.8234	41.5	0.44	23.0	34.3
3	0.9544	2.0456	30.8	0.52	14.88	24.4

从图 1-2-31 看出 ,各次试验统计出的块度与筛下累积百分比在对数坐标轴上都几乎成直线关系 ,相关系数都大于 0.99 ,块度分布的分形特征十分明显 ,且表 1-2-11 中回归得到的 K_{50} 和 K_{80} 指标都很接近相应的实测值。

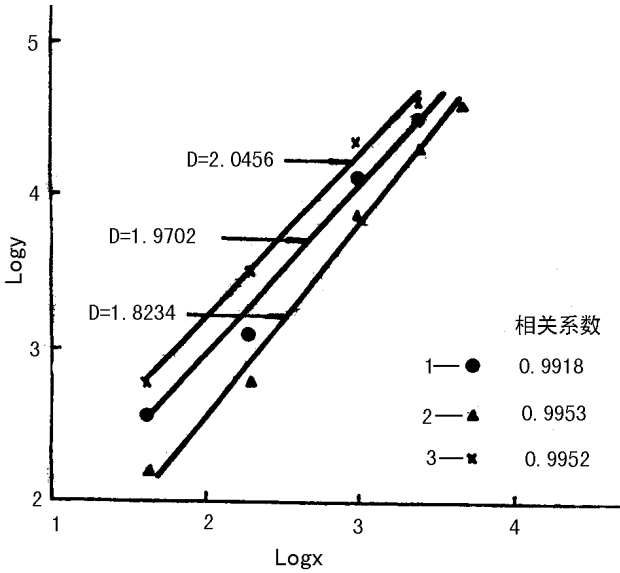


图 1-2-31 石灰石矿 3 次爆破的筛下累积率 y 与块度 x 的关系

对比表 1-2-10 和表 1-2-11 知，第 3 次试验的爆破岩块小于各块度级的比例均比另两次大，其分维数最大（2.0456），第 2 次试验的相应各块度级比例最小，其分维数也最小（1.8234）。分维数反映出的大、小岩块相对比例含量的关系同前述结论一致。

若取相似比 $r = 1/2$ ，那么，这 3 次试验的破碎概率分别为 0.49、0.44 和 0.52，因第 3 次爆破的破碎概率大于 0.5，其 $K_{50} = 14.88 \text{ cm}$ 小于 $x_m/2 = 15.40 \text{ cm}$ ，而第 1、第 2 次试验的 f 值都小于 0.5，各自的 K_{50} 值都大于相应的 $x_m/2$ 。说明破碎概率对爆破块度有很强的控制作用。

按文献给出的室内模拟爆破数据经回归计算后列于表 1-2-12。第 1、第 2 两次试验的块度分维数均大于 2.0，其 K_{50} 值都分别小于各自的 $x_m/2$ ，与表 1-2-11 中的结论相同。

表 1-2-12 模拟爆破回归结果

试验号	n	D	$x_m(\text{cm})$	K_{50}		K_{80}		f ($r = 1/2$)	相关系数
				统计	回归	统计	回归		
1	0.619	2.381	19.5	7.5	6.4	13.3	13.6	0.65	0.997
2	0.859	2.141	23.2	10.3	10.4	17.6	17.9	0.55	0.997
3	1.305	1.695	23.8	14.0	14.0	19.8	20.1	0.40	0.999

从上述现场试验和室内模拟爆破试验的分析结果知,在相同的块度变化范围内,随着分维数增大,小块度的相对含量增大,破碎概率也随之变大,而分裂相似比减小,表明对爆破块度起决定作用的是岩体破碎概率和分裂相似比。

回顾爆破岩块的分形构造过程不难发现,随着单元破碎概率增大,块度组成将产生明显改变,即小块度级所占比例增大,这时反映出来的是块度分维数增大。然而,就破碎概率和块度分维数的因果关系而言,破碎概率的变化决定了块度分维数的大小,块度分维数仅是破碎概率的宏观表现,正是破碎概率和分裂相似比将块度分布与爆破过程紧密联系在一起,起着桥梁作用。尽管该结论是在假定各单元块体的破碎概率相等的条件下得到的,块度的构造模型也很理想化,但是,却明确指出了爆破块度分布取决于岩体破碎概率的岩体爆破本质。这就给我们一个启发:要建立准确、可靠的块度计算模型必须按照一定方式将岩体划分成单元,充分考虑岩体在爆破作用下产生各种破裂面的概率,各单元的破裂概率会因其在爆区内所处的位置而不同,但单元内部的破裂概率却可视为常数。这是通过破裂概率建立爆破块度计算模型的基础。

鉴于爆破过程中存在着岩体沿节理裂隙破裂和岩石破裂的问题,有必要将分形模型中的破碎概率的含义加以拓宽。可以假定有这样三种情况:(1)岩体中所有节理裂隙面都完全破裂而岩石不破裂,爆破块度分布将与天然岩块的块度分布相同;(2)所有节理裂隙面都破裂和岩石破裂,爆破块度将小于天然块度;(3)部分节理裂隙面破裂和岩石破裂,爆破块度将取决于节理裂隙的破裂数和产生的岩石破裂面数。实际的岩体爆破基本属于第三种情况。若要根据岩体的天然块度分布,用统计方法建立爆破块度模型,就必须求得与破碎概率含义相似的节理裂隙的破裂比率和岩石破裂面数相对于节理裂隙总数的比率,即“岩体破裂比率”。

三、节理岩体爆破的损伤机理

爆破岩块的随机分形构造过程揭示出破裂比率决定块度分布的岩体爆破本质,如何确定爆破过程中岩体破裂比率,就成为建立爆破块度计算模型的关键问题。本章应用损伤力学的处理方法,视裂隙为岩体的初始损伤,节理为岩体的潜在损伤源,深入分析爆破过程中岩体沿节理、裂隙面破裂的力学机制,引入岩体破裂比率,建立起节理、裂隙岩体爆破块度计算的损伤力学模型(BDM)。

(一) 概述

1. 损伤与损伤变量

损伤是指在各种加载条件下,材料内凝聚力的进展性减弱,并导致体积单元破坏的现象。损伤并不是一种独立的物理性质,它作为一种“劣化因素”被结合到弹性、塑性和粘弹性介质中去。

1958年前苏联塑性力学家在研究蠕变断裂时,首先提出了“连续性因子”与“有效应力”的概念。后来,又在此基础上提出了“损伤因子”概念。此后,又有人在不断地进行研究,但所有的工作都局限于蠕变断裂。1977年法国巴黎第六大学Lemaitre与法国国家宇航研究所Chaboche等人利用连续介质力学方法,根据不可逆过程热力学原理,建立起“损伤力学”这门新学科。

损伤力学处理问题的方法有两种：一是细观的处理方法，即根据材料的微观成分（基体、颗粒、空洞等）的单独行为与相互作用来建立宏观的本构关系；二是宏观的处理方法，它虽然需要微观模型的启发，但是并不需要以微观机制来导出理论关系式，而是用宏观变量来描述微观变化。损伤力学就是利用这些方法分析问题，把损伤参数当做内变量，即损伤变量，且同一研究对象可以选用具有不同意义的损伤变量。

损伤的测量方法分为两大类。一类是直接法，即直接测量微孔与微裂纹的密度和方向等。另一类是间接法，它又可分为两种：一种是物理法，即依靠测量电阻、超声波传播速度等间接推算出损伤量值；另一种是机械法，即测量损伤对力学性能的影响。

目前，常用的损伤变量的定义是从所提出的“连续性因子”的概念逐渐演变而来的。在推算脆性蠕变断裂时间时认为，由于孔隙的发展而引起有效面积的减少可用“连续性因子” ψ 表述。无损时 $\psi = 1$ ，完全破裂时 $\psi = 0$ 。当时并未对 ψ 的物理意义作解释。Odqvist 和 Hult 把 ψ 解释为有效受载面积与表观面积之比：

$$\psi = \frac{A_{ef}}{A} \quad (1-2-92)$$

式中： A_{ef} ——有效受载面积；

A ——表观面积。

这样，意味着由于损伤造成断面减小因而增大了应力，称之为“有效应力”，即有：

$$\bar{\sigma} = \frac{\sigma}{\psi} \quad (1-2-93)$$

式中： $\bar{\sigma}$ ——有效应力；

σ ——名义应力。

推广了上述理论，引入损伤变量 ω ：

$$\omega = 1 - \psi \quad (1-2-94)$$

实质上，损伤变量 ω 表示受载断面上各种空洞、裂隙等缺陷所占面积与表观面积之比。

2. 岩体爆破的损伤研究进展

1978 年 M. E. Kipp 等人从损伤力学角度视原生微裂隙为岩石损伤，用损伤理论分析断裂缝的力学行为，按统计原理处理随机分布的微裂纹，认为爆破荷载作用下被激活而扩展破裂的微裂纹数服从指数分布。此后，D. E. Grady 以动能理论为基础，导出了动荷载作用下脆性材料的平均破碎块度计算式；L. M. Taylor 等人又进一步确定了岩石损伤变量与微裂纹密度的定量关系以及爆破过程的岩石本构方程，初步建立起岩石爆破损伤模型，并利用二维动力有限元程序（DYNA2D）计算了油页岩爆破的破碎范围；J. S. Kuszmaul 引入损伤变化率改进了上述爆破模型的本构方程；中国矿业大学又利用分形几何描述微裂纹形态，给出了用微裂纹分维数表示损伤变量的岩石爆破分形损伤模型。这些研究成果都肯定了只有一部分原生节理裂隙对岩体爆破起控制作用的观点，从

而使爆破机理的分析逐渐接近客观实际。

然而,值得注意的是,现有爆破损伤模型的计算结果多与室内模型实验相吻合,而与实际岩体爆破的差异较大。究其原因,是由于这些模型都将微(细)观裂纹(矿物晶粒尺寸级或 10^{-5}m 以下)视为岩石损伤,即使采用分形方法描述裂纹的几何形状,也会由于各种断裂的分形特征只存在于一定的测度范围内而不可能在同一测度内用分维数将微裂纹和宏观断裂同时表示出来,而且微裂纹的数量(约 10^4 个/ m^3)远大于宏观弱面数,这极大地削弱了弱面对爆破碎块形成的控制作用。对现场爆破岩块的调查发现,80%以上的爆破岩块表面是沿原生宏观地质弱面形成的,表明微裂纹在岩体爆破中所做的贡献十分有限。因此,在岩体爆破机理研究中有必要考虑工程岩体的尺寸效应,根据研究对象的尺寸特征,将达到某一尺度的宏观弱面视作岩体损伤,才能使理论研究符合工程实际。

(二) 节理岩体爆破的损伤过程分析

1. 节理岩体爆破的损伤观点

节理岩体的特点是:岩体内存在大量的节理、裂隙等弱面,它们往往是成组分布,其间距和迹长多在 $0.1\sim 10\text{m}$ 之间。这些节理裂隙的规模不大,但它们的存在大大地改变了岩体的力学性质,使岩体变形模量的强度参数降低,且呈各向异性。

对爆破岩块的调查统计发现,其表面大多是岩体中原有的节理裂隙面,并且岩块内部仍然存在着节理裂隙。图1-2-32和图1-2-33是在桦子峪镁矿拍摄的岩块表面照片。图1-2-32中可以清晰看出岩块表面上节理、裂隙迹线,而节理面破裂后形成的岩块表面平整且呈现出明显的擦痕如图1-2-33。由此可知,在爆炸荷载短暂的作用阶段,岩体经历了开裂、扩展和相互贯通,即岩体中一部分节理裂隙面同时开裂并扩展,最终导致岩体破碎。沿节理面的裂缝萌生和扩展的力学机制已超出Griffith断裂准则和Coulomb-Navier破坏准则及Mohr破坏准则所研究的范围,不能用它们对岩体爆破机理进行全面分析。



图1-2-32 爆破岩块内仍存在节理裂隙





图 1-2-33 沿节理面破裂成的岩块表面

就整个爆区岩体而言，其内部节理裂隙的空间分布符合一定的统计规律，但这些节理、裂隙尺寸相对于岩体尺寸来说很小，所占体积也十分有限，不影响岩体的连续性，并且它们的强度远小于岩石强度，可将其视为岩体内的“缺陷”。爆破过程中，这些缺陷中的一部分被劣化，繁衍而形成岩体破裂面。介质内的缺陷在外力作用下破裂的全过程及其力学机制正是损伤力学所研究和描述的内容。因此，可借助损伤力学方法，分析岩体爆破过程中的节理破裂问题。

2. 岩体损伤变量的定义

鉴于岩体多沿弱面形成，可暂不考虑岩石破裂，并以合节理、裂隙这两种弱面的岩体为研究对象。根据损伤定义，可将岩体内不能承载的裂隙视为初始损伤，节理视为潜在的损伤发展源。为了突出反映节理破裂问题的本质，有必要把岩体的损伤理想化，为此作出如下假定：(1) 岩体中的节理、裂隙为一平面；(2) 损伤沿节理面发展。

如果岩体内存在一组弱面，其总数为 N ，第 k 条弱面的面积为 $a^{(k)}$ ，则这组弱面的总表面积 S 为：

$$S = \sum_{k=1}^N a^{(k)} \quad (1-2-95)$$

若采用平均值，上式可表示为：

$$S = N \bar{a} \quad (1-2-96)$$

对于爆区岩体内共有 m 组弱面的情况，其总表面积（表观面积）为：

$$A_m = \sum_{i=1}^m N_i \bar{a}_i \quad (1-2-97)$$

式中： A_m ——岩体内弱面的总表面积；

N_i ——第 i 组弱面的数目；

\bar{a}_i ——第 i 组弱面的平均面积。

若岩体受载过程中，各组弱面的节理破裂面数为 N'_i ，初始裂隙数为 N_i^0 ，那么，破裂面的总面积为：

$$A = \sum_{i=1}^m (N'_i + N_i^0) \bar{a}_i \quad (1-2-98)$$

按 (1-2-94) 式损伤变量的定义方法，可将岩体的损伤变量定义为：

$$\omega = \frac{\sum_{i=1}^m (N'_i + N_i^0) \bar{a}_i}{\sum_{i=1}^m N_i \bar{a}_i} \quad (1-2-99)$$

在爆区岩体内，我们往往不能观察到岩体相互垂直的三个表面，因而(1-2-99)式中的 N_i 和 \bar{a}_i 不能直接测量，只能通过台阶岩体表面的节理裂隙分布规律，推测这些不连续面的空间分布，建立岩体结构的概率统计模型。在建立这种模型时，通常将不连续面视为一个无厚度的、二维延展的圆盘，由此估算岩体的初始损伤和损伤变量。

在岩体表面，弱面表现为一条直线(迹线)，迹线的平均长度可给出。作为统计估算，假定迹线平均长度等于弱面的平均直径，则(1-2-99)式中的 \bar{a}_i 可按式计算：

$$\bar{a}_i = \frac{\pi \bar{l}_i^2}{4} \quad (1-2-99a)$$

式中： \bar{l}_i ——第 i 组弱面的平均迹线长度。

由于弱面数目在空间服从均匀分布，在观测面的选取是随机的条件下，单位体积内的弱面数目 J_i 可用下式计算：

$$J_i = \lambda_i^{3/2} \quad (1-2-100)$$

式中： λ_i ——第 i 组弱面的面密度。

设单元岩体的体积为 V ，则第 i 组弱面的总数由下式给出：

$$N_i = V \lambda_i^{3/2} \quad (1-2-101)$$

将(1-2-99a)式和(1-2-101)式代入(1-2-98)式得到岩体的损伤变量：

$$\omega = \frac{\sum_{i=1}^m (N'_i + N_i^0) \bar{l}_i^2}{V \sum_{i=1}^m \lambda_i^{3/2} \bar{l}_i^2} \quad (1-2-102)$$

在爆区岩体内，任一组弱面的平均迹线长度 \bar{l}_i 可能大于单元岩体的最大边长 l ，因此，在计算单元岩体的损伤变量时，凡 $\bar{l}_i > l$ 时，都应取 $\bar{l}_i = l$ 。

若按爆破前各组弱面中的裂隙数代入(1-2-102)式计算，即可求得岩体的初始损伤量。此时 $N'_i = 0$ ，则有：

$$\omega_0 = \frac{\sum_{i=1}^m N_i^0 \bar{l}_i^2}{V \sum_{i=1}^m \lambda_i^{3/2} \bar{l}_i^2}$$

式中： ω_0 ——岩体的初始损伤量。

从而损伤变量可以进一步表示为：

$$\omega = \omega_0 + \frac{\sum_{i=1}^m N'_i \bar{l}_i^2}{V \sum_{i=1}^m \lambda_i^{3/2} \bar{l}_i^2} \quad (1-2-102a)$$

在爆炸荷载作用下，岩体内的一部分节理同时开裂、扩展，直至形成节理破裂面，引起岩体损伤变量值增大。当所有节理面完全破裂时，损伤变量 $\omega = 1$ 。

3. 岩体爆破过程的损伤力学分析

在爆破荷载作用下，尽管岩体内的一部分节理面的破裂发生在极短的时间内，并且有些节理面是同时破裂，但仍然存在一个开裂、扩展直至破裂的全过程，这一过程可以用提出的连续损伤理论的统计模型给予简洁描述。

Качанов 用一组平行杆模拟一个完全脆性的单元体在单轴拉伸作用下的破裂问题，如图 1-2-34 示，每条杆在拉力达到其极限强度 $f_i = f_{Ri}$ 之前都保持其完全弹性状态。若作用在系统上外载荷 F 增加，将引起一部分杆破裂，并伴随着外力在未破裂杆上的重新分布。

从理论上作简化，可以近似认为岩体内各弱面的力学性质基本相同，每个弱面在受力状态相同的条件下，其破裂强度相等。但因岩体弱面在空间呈随机分布，即使岩体受载条件一定，每个弱面表现出的破裂强度也不会都相等，这使得我们在研究爆破过程中的弱面破裂问题时，可以将所有弱面等价地视为图 1-2-34 中的一组平行杆。

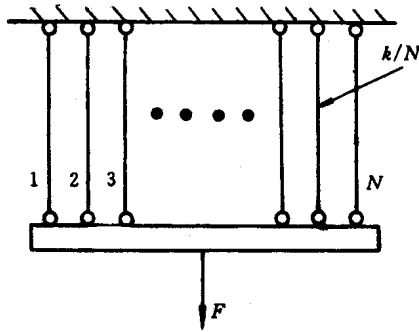


图 1-2-34 平行杆破裂模型

假定每条杆的刚度 (k/N) 相同，但其破裂强度 (f_{Ri}/N) 不同，这里 N 为杆的总数。力与变形的关系为：

$$f_i = \begin{cases} kx/N & 0 \leq kx \leq f_{Ri} \quad \text{且 } x \geq 0 \\ 0 & kx \geq f_{Ri} \quad x \geq 0 \end{cases} \quad (1-2-103)$$

式中： x ——杆系统的轴向位移。

因此，力的平衡方程为：

$$F = \sum_{n+1}^N \frac{kx}{N} \quad (1-2-104)$$

式中： n ——已破裂杆的数目。

于是可得：

$$\begin{aligned} F &= kx \left(1 - \frac{n}{N} \right) \\ &= kx (1 - \omega) \end{aligned} \quad (1-2-105)$$

上式将损伤变量 ω 的定义简化为已破裂杆的数目与杆的总数之比，则 $\omega = n/N$ （相当于视各个弱面的面积相等）。

实际的损伤变量是单元中各条杆破裂强度的函数，对于有大量杆的单元（ N 很

大), (1-2-104) 式可以改写为:

$$F = kx \int_{kx}^{F_R} p(f_R) df_R \quad (1-2-106)$$

式中: $p(f_R)$ ——杆件破裂强度的概率密度函数;

$p(f_R) df_R$ ——位于破裂强度区间 $[f_R, f_R + df_R]$ 内的杆的数目比例;

F_R ——单元中杆的最大破裂强度。

由于

$$\int_0^{F_R} p(f_R) df_R = \int_0^{kx} p(f_R) df_R + \int_{kx}^{F_R} p(f_R) df_R = 1$$

则 (1-2-106) 式可变换为

$$F = kx [1 - \int_0^{kx} p(f_R) df_R] \quad (1-2-107)$$

对比 (1-2-105) 及 (1-2-107) 两式得

$$\omega = \int_0^{kx} p(f_R) df_R = P(kx) \quad (1-2-108)$$

式中: $P(kx)$ ——给定破裂强度概率密度函数 $p(f_R)$ 下的强度分布函数。

在讨论结构破坏问题时, 强度一般服从 Weibull 分布。这样, 损伤发展方程 (1-2-108) 式变为:

$$\omega = 1 - \exp[-B(\sigma/\sigma_0)^\gamma] \quad (1-2-109)$$

式中: γ ——反映单元强度分布集中程度的参数;

B ——与单元尺寸及其变形特性有关的参数;

σ_0 ——造成杆破裂的最小应力;

σ ——作用于单元上的最大应力。

(1-2-102a) 与 (1-2-109) 式构成了岩体沿节理面破裂过程的损伤发展方程。

(三) 爆破块度计算的损伤力学模型 (BDM) 建立

1. BDM 模型的基本观点

现有爆破块度计算模型都认为应力波传播是岩体破裂的主要动力, 这对于整体性好、节理裂隙不发育的均质岩体爆破, 可以近似计算出应力波能量, 或分析单个节理面对应力波能量的衰减作用。然而, 实际工程中, 往往是在含有大量节理、裂隙的岩体中爆破, 即使爆区内只存在几个节理、裂隙面, 也会引起应力波能量的急剧衰减和传播方向的改变, 因而难于准确、可靠地计算出应力波能量在爆区岩体内的分布。此外, 应力波传播速度远大于 (一般在 3~4 倍以上) 岩体破裂缝扩展速度, 在裂缝扩展过程中, 应力波的动力作用十分有限, 它主要造成岩体开裂, 并促使岩体中原有裂缝径向化。库图佐夫等人利用直径大于 150 mm 药包爆破巨石岩块时, 在应力波作用下所破碎的岩体约为 10%, 其余部分的破碎则是爆生气体产物准静态压力持续作用的结果。因此, BDM 模型考虑以准静态压力作为破岩的主动力, 以应力集中系数反映应力波的动力作

用，这不仅便于准确地计算岩体内的应力分布，而且与岩体爆破的动力机制一致。

在爆轰气体产物的准静态压力作用下，岩体存在着沿节理裂隙面破裂和产生新鲜破裂面的岩石破裂这两个特点。根据爆破岩块的分形构造模型结果，我们将破碎概率的物理意义扩展，提出“岩体破裂比率”这个概念。这样，岩体破裂比率包括两方面内容：弱面破裂比率和岩石破裂比率，即：

$$K = K_w + K_r$$

式中： K ——岩体破裂比率；

K_w ——弱面破裂比率， $K_w = N_w/N$ ， N_w 为岩体沿弱面破裂数， N 为统计的弱面总数；

K_r ——岩石破裂比率， $K_r = N_r/N$ ， N_r 为岩石破裂面数。

岩体内爆生气体产物的准静态压力随着与爆源距离的增加而降低，不同区域岩体的破碎程度不同，即岩体破裂比率不等。为了准确计算爆破块度，有必要按照适当方法，将爆区岩体划分成若干单元。现有的块度计算模型通常采用均匀划分方法，这会引起一些单元内的应力分布极不均匀，造成岩体破裂比率在单元内部产生明显差异，不利于准确计算单元岩体内的爆破块度。因此，可以考虑采用非均匀划分方法。例如，在与炮孔轴线垂直的平面内，可按某一相等的压力降低值将岩体以爆源为中心分成若干不同宽度的环状区域，在环向则按等圆心角将环状区域再划分成平面单元。沿炮孔轴线也按某一相等压力降低值将岩体划分成不同厚度的层状带，如图 1-2-35 示。压力降低值的选取应使得多数单元岩体的破裂比率可近似为常数，但又含有大量的节理裂隙。在爆源近区，由于压力衰减快且幅度大，该区域的单元体积较小，有可能出现节理裂隙数量少的现象，但这些单元岩体所占体积很小，并且也因高压作用得到充分破碎。

根据不同单元岩体的应力状态，很容易按照上一节对岩体爆破过程的损伤分析结果求得弱面破裂比率。

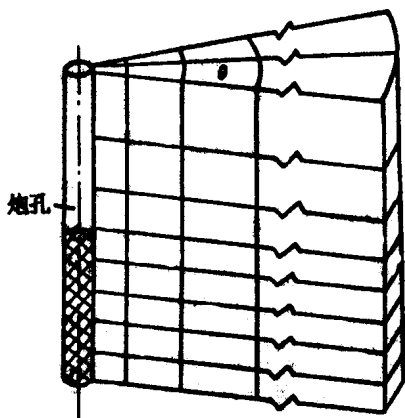


图 1-2-35 爆区岩体单元非均匀划分示意图

岩体爆破块度计算的损伤力学模型 (BDM) 正是基于上述分析讨论提出, 其出发点是: 以爆轰气体产物的准静态压力作用为破岩主动力, 用应力集中系数表示应力波的动力作用, 计算爆区岩体的应力分布状态; 将节理、裂隙视为岩体的损伤, 应用损伤力学方法, 研究岩体破裂机制, 确定岩体破裂比率; 采用非均匀划分方法, 将爆区岩体划分成若干单元, 应用概率统计方法, 按照岩体破裂比率计算各单元岩体的块度组成, 由此确定整个爆区的块度分布。

2. 弱面破裂比率的计算

在准静态压力作用下, 单元岩体内各点的应力状态基本相同, 且节理数目服从均匀分布, 可以近似认为岩体沿节理面破裂的概率为常数, 且各组弱面的节理破裂概率相等。则单元岩体在应力水平 σ 作用下第 i 组弱面的节理破裂数 N_i^j 为:

$$N_i^j = (N_i - N_i^0) K_i^j$$

式中: K_i^j ——第 i 组弱面的节理破裂概率。

$$\begin{aligned} \omega &= \omega_0 + \frac{\sum_{i=1}^m (N_i - N_i^0) K_i^j \bar{l}_i^2}{V \sum_{i=1}^m \lambda_i^3 \bar{l}_i^2} \\ &= \omega_0 + (1 - \omega_0) K_i^j \end{aligned}$$

得:

$$K_i^j = \frac{1 - \exp[-B(\sigma/\sigma_0)^Y] - \omega_0}{1 - \omega_0}$$

令 $F(\sigma) = 1 - \exp[-B(\sigma/\sigma_0)^Y]$, 则有:

$$K_i^j = \frac{F(\sigma) - \omega_0}{1 - \omega_0}$$

给出了单元岩体在应力 σ 作用下沿节理面破裂的概率, 由此可以计算出弱面的总破裂数:

$$N_w = \sum_{i=1}^m [(N_i - N_i^0) K_i^j + N_i^0]$$

单元岩体的弱面破裂比率 K_w 由下式给出:

$$\begin{aligned} K_w &= \frac{\sum_{i=1}^m [(N_i - N_i^0) K_i^j + N_i^0]}{\sum_{i=1}^m N_i} \\ &= K_i^j + (1 - K_i^j) \frac{\sum_{i=1}^m N_i^0}{\sum_{i=1}^m N_i} \end{aligned}$$

代入上式有:

$$K_w = \frac{F(\sigma) - \omega_0}{1 - \omega_0} - \frac{1 - F(\sigma)}{1 - \omega_0} \cdot \frac{\sum_{i=1}^m N_i^0}{\sum_{i=1}^m N_i}$$

$\sum_{i=1}^m N_i$ 可按 (1-2-101) 式计算。 $\sum_{i=1}^m N_i^0$ 可以根据爆前统计得到的各组弱面中裂隙数

占其总数的比例求得，例如，岩体表面上第 i 组弱面中的裂隙数与其总数之比为 q_i ，则

$$\sum_{i=1}^m N_i^0 = \sum_{i=1}^m q_i N_i$$

对 ω_0 求一阶导数：

$$\frac{dK_i^j}{d\omega_0} = \frac{1 - F(\sigma)}{(1 - \omega_0)^2}$$

由于 $0 < 1 - F(\sigma) \leq 1$ ，从而 $\frac{dK_i^j}{d\omega_0} \leq 0$ ，表明节理破裂概率 K_i^j 是初始损伤 ω_0 的严格单调递减函数，这意味着在爆破参数一定的条件下，随着岩体中裂隙含量增大，节理破裂概率势必减小，即岩体中原有节理面破裂的数目减少。这就是为什么裂隙发育的岩体爆破时，岩体不能充分破碎，爆破岩块中仍然存有许多节理面，产生块度过大的根本原因。

3. 岩石破裂比率的计算

迄今为止，人们已从不同角度对岩体在爆炸荷载作用下发生岩石破裂的问题进行了广泛研究。如果撇开各种研究方法在确定单元岩体应力状态上的差异，而只考虑在计算岩石破裂面数目方面的处理方法，这将启发我们如何计算出单元岩体的岩石破裂数。

爆破过程中，岩体沿炮孔径向和水平方向产生新鲜破裂面的数量分别可以按 Harries 和 Gama 提出的计算方法确定。若按图 1-2-35 单元划分方法，在炮孔的环向以相同的角度 θ 将岩体划分成 $M_\theta = 2\pi/\theta$ 个扇形单元，那么，单元岩体的径向岩石破裂面数由下式给出：

$$N_{ra} = \frac{\text{ent} [\epsilon/\epsilon_t]}{M_\theta}$$

式中： N_{ra} ——单元岩体的径向岩石破裂面数；

ϵ ——单元岩体的环向拉应变；

ϵ_t ——岩石的动态抗拉应变值；

$\text{ent} [x]$ ——小于或等于 x 的最大整数。

Gama 认为，岩体中产生的水平方向的岩石破裂面主要分布在炮孔装药高度范围内，其数量取决于单元岩体的垂直拉应力和岩石的动态抗拉强度，即有：

$$N_{ho} = \frac{\text{ent} [\sigma_v/\sigma_c] h}{H_c}$$

式中： N_{ho} ——单元岩体（装药高度范围内）在水平方向的岩石破裂面数；

σ_c ——岩石动态抗拉应力值；

σ_v ——单元岩体的垂直拉应力分量；

h ——单元岩体在铅垂方向的高度；

H_c ——炮孔装药高度。

上两式相加，得到单元岩体的岩石破裂面数：

$$N_r = \frac{\text{ent} [\epsilon/\epsilon_t]}{M_\theta} + \frac{\text{ent} [\sigma_v/\sigma_c] h}{H_c}$$

由此得到单元岩体的岩石破裂比率：

$$K_r = \frac{\text{ent} [\epsilon/\epsilon_t] / M_0 + \text{ent} [\sigma_v/\sigma_c] h/H_c}{\sum_{i=1}^m N_i}$$

完全确定了单元岩体破裂比率，它与单元岩体的应力状态和岩体中弱面分布密切相关。岩体中裂隙含量过多，将降低节理破裂概率。在此情况下，只有采用提高单元岩体应力水平的方法，才能增大节理破裂概率，因而要求适当缩小炮孔间距和抵抗线（尤其是在单排孔顺序微差爆破条件下），即比均质岩体爆破孔网参数要小。这一改进措施还弥补了因裂隙存在引起爆生气体过早逸出所造成的压力下降，减小了裂隙对岩石破裂的影响，提高了远离爆源单元岩体的应力水平。

弱面破裂比率同单元岩体应力水平和岩体的初始损伤有关。在一定的岩体条件下，初始损伤 ω_0 为常数，存在一个使弱面破裂比率最大的单元应力状态，它由爆破参数和岩体初始损伤确定。因此，还可以作为节理、裂隙岩体爆破参数优化的基础。

4. BDM 模型的统计基础和计算方法

爆破前岩体已被节理、裂隙面切割成具有某一块度分布的天然岩块，爆破过程中岩体沿部分节理面破裂和岩石破裂形成爆破岩块。对爆破前后块度分布的统计分析发现，爆破前占有百分比含量较高的块度级，爆破后仍占有较大的百分比含量，说明爆破块度由天然块度和岩体破裂比率决定。

节理分布的分形特征知，小范围内不同位置处的岩体节理的分维数基本相等，可以认为爆区内节理分布状态一般不出现显著的变化，可以假定爆区内单元岩体的天然块度分布与整个爆区的分布相同。由于采用非均匀单元划分方法，可认为每个单元岩体的破裂比率为常数（各单元之间不一定相等）。通常，一个岩石试件在外力作用下破裂后，其碎块具有一定的块度分布，由此可以认为，单元岩体的爆破岩块也具有一定的块度组成，但各单元之间因其破裂比率不等，块度组成也各异。

若将爆破后块度分为 t 个等级，即 $x_1 < x_2 \dots < x_t$ ，爆破后块度小于 x_j 的总体积 V_j 为：

$$V_j = \sum_{i=1}^M [V(i) y_j(i)]$$

式中： $V(i)$ ——第 i 个单元岩体体积， $i=1, 2, \dots, M$ ， M 为爆区划分的单元个数；

$y_j(i)$ ——第 i 个单元岩体爆破后块度小于 x_j 的百分比含量， $j=1, 2, \dots, t$ 。

因爆区总体积为 $V_0 = \sum_{i=1}^M V(i)$ ，爆破后块度小于 x_j 的体积比率为：

$$Y_j = \frac{\sum_{i=1}^M [V(i) y_j(i)]}{\sum_{i=1}^M V(i)}$$

爆破过程中，每一个节理破裂面和岩石破裂面的形成并相互贯通，都对各级爆破岩块的产生做出贡献。正如爆破岩块的分形构造模型一样，可以视单元岩体中各块度级内

的天然岩块被破裂成次一级爆破岩块的概率相等。这样,爆破前后单元岩体在各块度级内的百分比含量保持不变,其块度则由单元岩体的破裂比率确定。

若岩体破裂比率 $K = 1$, 不论节理破裂面和岩石破裂面各自产生的数目多少,其总数与岩体中原有的弱面数量相等,从统计意义上可以认为爆破前后的块度分布相同;若 $K > 1$, 意味着爆破产生的各种破裂面数目比岩体中原有弱面数目多,爆破块度将小于天然块度; $K < 1$ 的情形则与 $K > 1$ 时正好相反,爆破块度将大于天然块度。考虑到岩体中同级序的结构面具有等间距分布特征,在此假定爆破过程中形成的各种岩体破裂面也符合等距性规律,从统计角度可以认为爆破岩块的块度变为其天然块度的 $1/K$ 。

设爆破前天然岩块的筛下累积率为 $P(\leq Z) = F_0(Z)$, Z 为天然块度尺寸,则有 $y(\leq x) = P(\leq Z)$, 且 $x = Z/K$ 。由此得到第 i 个单元岩体爆破后块度小于 x_j 的百分比含量:

$$y_j(i) = F_0[K(i)x_j(i)]$$

式中: $K(i)$ 、 $x_j(i)$ 分别是第 i 个单元岩体破裂比率和块度。

即为 BDM 模型的块度计算公式。由这两个公式的表达形式知,各单元岩体破裂比率 $K(i)$ 对爆破块度起决定作用。即使天然块度小,也会因各单元岩体破裂比率小而产生大块度的爆破岩块。因而爆破块度分布取决于岩体破裂比率,分析结论是一致的。BDM 模型体现了爆破岩块具有分形特征的思想,并通过岩体破裂比率将节理岩体爆破机理同块度计算联系起来,突出反映了岩体沿节理面破裂和岩石本身破裂的岩体爆破本质。

四、测定爆堆块度组成的体视概率算法应用研究

爆堆块度组成的测定是岩体爆破块度研究的另一个主要内容。准确地测定出爆破后的块度组成,既是正确评价爆破质量的前提,又是建立爆破块度计算模型和优化爆破参数的基础。这里应用体视学的统计分析原理,用等体积球直径近似爆破岩块尺寸,从爆堆表(断)面上随机测线与岩块相截所获得的截长组成信息出发,提出计算三维爆堆块度组成的新方法——体视概率算法,并通过室内级配试验,验证该方法测定结果的准确性。

(一) 爆破块度的测定方法回顾

目前测定爆破块度组成的方法达六种以上,但归结起来只有直接法和间接法两类。

筛分法是直接测定方法的典型代表,它采用一定的筛分工具对爆堆矿岩进行筛分和称重,从而获得爆堆矿岩的块度组成数据。这类方法测定出的爆堆块度组成的准确度最高,对模型爆破试验或小规模爆破较为适用,但对于生产规模的台阶爆破,则存在着工作量太大、劳动强度高和设备投资大等难以克服的困难,广泛采用受到很大制约。

间接法是通过摄影、摄像等手段获得爆堆表(断)面上矿岩块体的几何信息,并按照一定的统计方式,推断爆堆块度组成,如:爆堆表(断)面摄影法、爆堆表(断)面摄影—图像分析法、电视摄像—图像自动分析法、高速摄影—图像分析法和标准照片匹配对比法等。若撇开上述各方法获取岩块几何特征的方式,而只考虑如何从这些几何特

征信息求得爆堆的块度组成,那么,间接法又可分为线段法、面积法、计点法和方格法等。

1. 线段法评述

(1) 随机截距法

最早由澳大利亚 Rozival 提出,20 世纪 50 年代末 Барон 等人将该方法用于测定爆堆岩块的块度组成。随机截距法实质上是利用线段的长度比确定块度组成,即:在照片(图像)上放一张带平行线的透明纸,记录各岩块切割的线段长度,将这些线段长度分级,若线段总长为 L_0 ,而其中某一分级的长度和为 L_i ($i = 1 \sim t$),则此级在所统计的岩块中所占比例 ψ_i 为:

$$\psi_i = \frac{L_i}{L_0}$$

并用其作为爆堆岩块在该级内的体积含量。

随机截距法假定爆堆岩块都是一些按相同方向排列的、有相同截面积的棱柱体的组合。事实上,爆堆表(断)面上岩块的截面积各不相同。通常,大岩块的截面积大,小岩块的截面积小,这就使得按上式计算出的小块度级含量高于相应的实际值(筛分值)。另一方面,即使岩块的截面积相同,也会因各级岩块的随机均匀分布而导致岩块的无序排列。在进行随机表(断)面取样时,岩块边界与测线相交截出的线段长度总是小于该岩块的实际块度,由此造成计算出的大块度级含量低于相应的实际值。

小台阶爆破试验的测定结果证实,用随机截距法测定出的筛下累积含量曲线总位于筛分曲线的上方,各累积含量的测定误差多大于 20%,这同上述分析结果相符。

由于随机截距法本身的不足,使得在相同的筛下累积百分率下所统计出的岩块尺寸总比实际的岩块尺寸小,因此曾提出了随机截距法会产生“小化”现象的观点,并认为“小化”现象是由于爆堆表(断)面上岩块出露的平面图形的几何尺寸比它在无遮挡情况下的平面图形的几何尺寸小而引起的。然而,从块体的三维概率分析可知,随机截面所截出的块体平面尺寸总是等于或小于其实际尺寸,且切割出最大尺寸的概率等于零。因此,用爆堆表(断)面上岩块的平面尺寸作为其空间尺寸,自然会出现所谓的“小化”现象。

为纠正用爆堆表(断)面分布作为其整体分布产生的误差,国内曾提出过多种方法:概率推断、重量化处理与回归分析综合修正法;相关分析法;立体转化法等。

东北大学提出的综合修正法是以减少各测线间未统计到的小岩块带来的误差以及体积与重量间的转换误差为目的。其概率推断公式为:

$$N_j = \frac{n_j G}{g_j}$$

式中: N_j ——第 j 级岩块的推算总数;

n_j ——测线上统计到的第 j 级岩块的数量;

G ——测线统计区域总面积;

g_j ——第 j 级岩块被统计到的面积。

对推算出的各级岩块数再进行重量转换:

$$W = \frac{\alpha P_r q}{n^2 m}$$

式中： W ——岩块重量系数；

α 、 n 、 m ——岩块形状系数；

P_r ——岩块体积系数；

q ——岩块的容重。

在上式基础上计算出爆堆表（断）面上岩块的重量分布，然后用如下回归公式将平面分布转化为空间分布：

$$y = A \exp \left(\frac{B_1}{x} + \frac{B_2}{x} \right)$$

式中： y ——空间分布（筛分分布）与表（断）面分布的比值；

x ——块度；

\bar{x} ——表（断）面上统计出的平均块度；

A 、 B_1 、 B_2 ——回归系数。

1988年，马鞍山矿山研究院通过相关分析给出了表（断）面块度分布与其整体分布的关系：

$$y_s = a \exp (by_x)$$

式中： y_s ——筛分得到的某块度级下的累积含量；

y_x ——相同块度级下的平面累积含量；

a 、 b ——回归修正系数。

长沙矿山研究院于1989年提出了立体转化法：

$$f(x) = H(x) \cdot F(X_{\max}, X, A) \cdot f'(x)$$

式中： $f(x)$ ——爆堆整体分布；

$f'(x)$ ——平面分布；

$F(X_{\max}, X, A)$ ——岩块特征值的换算系数，其值与平面上的最大块尺寸 X_{\max} 、块度 X 和松散程度 A 有关；

$H(x)$ ——分布立体化函数。

上述对截距法的研究结果表明，用爆堆表（断）面上的块度分布直接作为整体分布是不可行的，必须进行适当的修正或立体化。

东北大学提出的修正方法考虑了测线未截出小岩块所丢失的组成信息和岩块尺寸向其重量转化的问题，提高了爆堆平面块度分布的准确性，且在平面分布向整体分布转化中引入平均块度作为限制变量，进一步明确了实际分布与其平面分布的比值关系。

尽管马鞍山矿山研究院提出的修正方法没有进行小岩块推断和重量转化，得到的平面块度组成可能出现较大的“小化”，然而，由于修正的目标是找出平面累积含量与整体累积含量的定量关系，即使平面块度组成的误差稍大（属于系统误差），对回归分析也不会产生明显影响，且这样修正更为简单、明确。

立体化方程考虑到了爆堆的松散程度和最大块度，这比简单的回归计算又进了一步。不过，其前提是用给定的某一块度分布式拟合出平面分布和筛分分布，先求出立体

化函数 $H(x)$ 和换算系数 F ，才确定出各项参数。由于用给定函数拟合筛分块度组成本身就会产生一定误差，再以其为标准纠正平面拟合分布作为整体分布的误差，测定精度自然会极大降低。因此，能否考虑用各块度级含量作为立体化变量还有待研究。

目前，对随机截距法的改进都援用其基本假设，着重研究如何修正以使其与实际值吻合，尚未真正消除产生误差的根源。并且，所采用的修正公式都建立在小台阶爆破试验基础上，即：以筛分含量为标准进行回归计算，确定修正系数。实际工程中，即使是同一区域采用相同的爆破参数，不同次爆破的爆堆块度组成也不一定相同，此时，修正系数是否具有普适性尚难确定，需进行专门研究。否则，有必要对各爆堆逐一进行抽样筛分，以便计算出相应的修正系数，才能保证测定出的块度分布具有实际意义。

(2) 最大长度法

鞍山钢铁学院于 1992 年研究了一种改进型线段法——最大长度法。与随机截距法不同，该方法量取测线所截交岩块的最大线性尺寸，但仍推算爆堆表面各级岩块数，计算出表面的岩块长度分布，再将其转化为重量分布，最后建立起表面块度分布与整体分布的关系。

岩块长度与其重量的转化公式为：

$$W = KL^\beta$$

式中： W ——岩块重量；

L ——表面岩块的最大线尺寸；

K 、 β ——转换系数，由岩块形状确定。

最大长度法在由表面分布推断整体分布时，仍以筛分结果为标准，二者的关系为：

$$\begin{cases} y' = kx^n \\ y = y_0 y' \end{cases}$$

式中： y' ——筛分累积含量与表面累积含量的比值函数；

y_0 ——表面块度分布的累积含量；

y ——由表面分布推算出的整体分布；

k 、 n ——常数。

最大长度法在一定程度上弥补了随机截距法量取的线段长度往往小于爆堆表面上被量测岩块实际块度的不足。在不进行修正的条件下，虽然各块度级的累积含量曲线仍在筛分曲线之上（误差大于 15% ~ 20%），但其误差比截距法小。就量取截长的方式而言，最大长度法更合理些。在推算爆堆块度分布方面，却与现有的随机截距法的修正相类似，未能发现表面的块度分布与其空间分布之间存在的特定的概率关系。

2. 面积法评述

该方法用照片上各块度等级的岩块投影面积比代替爆堆中各块度等级岩块的体积比。若各组平均面积为 S_i ($i = 1 \sim t$, t 为分组数)，则各组岩块的平均块度尺寸 d_i 为：

$$d_i = K_S \sqrt{S_i}$$

式中： K_S ——岩块的面积形状系数。

累积各组的投影面积与总的投影面积，得到各块度级的比例含量：

$$\psi_i = \frac{\sum_{i=1}^i S}{\sum_{i=1}^i \sum_{i=1}^i S}$$

式中： $\sum_{i=1}^i S$ ——第 i 组中各岩块投影面积之和。

面积法的提出是基于由能量分布原理所导出的爆堆块度分布与其表面块度分布相似的观点。然而，这种相似性仍存在较大的偏差。已有的研究表明，虽然用面积法量测出的各级岩块累积含量曲线与筛分曲线的变化规律近似，但测定出的筛下累积曲线有时总在筛分曲线的上方，而有时却完全相反，且累积含量的绝对误差大多在 15% 以上，反映出面积法的稳定性和准确性仍较差。

马鞍山矿山研究院提出用线性函数将照片上的面积分布转化为整体分布的方法：

$$y_s = a + by_m$$

式中： y_s ——爆堆筛分的某一块度级的筛下累积含量；

y_m ——爆堆面上相同块度级的筛下累积含量；

a 、 b ——回归系数。

中国矿业大学曾提出用可见度系数和分布系数将面积法得到的平面分布修正为爆堆总体分布的方法：

$$y = k_B k_p y_m$$

式中： y ——修正得到的爆堆累积含量；

y_m ——面积分布；

k_B ——随观测角和累积含量而变的可见度系数；

k_p ——爆堆块度分布系数， $k_p = 5.6 \times y^{-0.53}$ 。

修正面积分布具有简单、方便的特点，但修正后的累积含量仍有一定误差（10% ~ 15%）。

虽然考虑到因观测角不同而引起的岩块在照片上的可见度差异，但这只能使照片上测定出的面积分布更准确。此外，仅用分布系数表征爆堆块度分布与其面积分布的复杂关系却过于简单，而且 k_p 的取值是否通用尚待研究。

与线段法的各种修正方法类似，上述对面积法的修正都必须以抽样筛分结果为标准，回归分析得到的各修正系数能否适合于不同的爆堆块度分布有待证实。

3. 标准照片匹配对比法评述

南非的阿斯韦金等人于 1986 年提出。该方法以爆堆块度的 $R-R$ 分布函数为基础，在估测出爆堆的平均块度 \bar{x} 和均匀指数 n 后，由下式

$$y = \exp[-0.693(x/\bar{x})^n]$$

计算爆堆的筛下累积含量 y 。

具体做法是：按 $R-R$ 分布函数建立一系列不同特征尺寸和均匀指数的标准矿堆，在矿堆表面放一张卡片，其中心部位涂黑的面积等于矿堆平均块度；然后，对各标准化矿堆进行拍照，获得不同块度分布的标准化照片；将实际爆堆取样照片（爆堆上放置一直径为 275 mm 的塑料球作比例目标）同标准化照片相对比，选择出与之相匹配的标准