

冲击采煤的应力波传播分析及研究

摘 要

本文首先分析了现在采煤生产中常用的滚筒式采煤机的破碎机理及其存在的缺陷，由此结合煤的岩石材料的性质，提出了冲击式采煤的理论，根据此理论设计制造了冲击式采煤机，并进行了工业性试验，取得了预期的效果。理论和实践都证明了采用冲击式采煤机可以很好地解决煤矿生产中存在的问题。

为了更加完善冲击式采煤的理论，从而指导完善冲击式采煤机的改进和应用，本文着重研究了应力波在煤体材料中的传播，详细地分析了应力波在煤体中传播的三个阶段以及每一个阶段中煤体中应力波的传播规律和煤体内部质点的应力状态，从中得到了任一时刻质点的应力大小和冲击应力的关系，并得出可能产生最大应力的时刻和原因。文中还指出，如果选择合适的应力波波形，则会产生更加大的应力集中现象。另外本文还研究了冲击破煤过程中的能量耗散，冲击劈裂宽度以及有用能量和冲击力的关系等问题。最后，运用有限元方法通过 ANSYS/LS-DYNA 对冲击采煤过程进行了数值模拟，得出了符

合理论分析的结论，验证了冲击式采煤理论的正确性和冲击式采煤机的可行性。

关键字 冲击破煤，应力波，能量耗散，数值模拟

THE PROPAGATION LAW ANALYSIS
AND STUDY OF STRESS WAVE ON
IMPACT CUTTING OF COAL

ABSTRACT

This thesis firstly analyzes the fragmenting mechanism and the faults of the common used drum shearer in the coal mining. We make out the theory of compact cutting of coal combining the characteristic of coal. According to the theory, we design and manufacture the impact mining machine. The underground industrial experiment of the model machine had gotten the expected result. Both the theory analysis and experiment provide that the impact-mining machine can solve the mining problems.

In order to perfect this theory and instruct the improvement and application of the machine, the author emphatically studies the propagation of stress wave in coal and detailed analyzes both the three stages that the stress wave propagates in the coal and the propagation law of the stress wave and the stress state of the inner material points of each stage. From this study, we gain the

relationship of the stress value and the compact stress at random points, also obtain the reason and the time of the possible maximum stress. This thesis also points out that if we choose the right stress wave form it will produce the higher stress concentration. In addition, this thesis researches the dissipation of energy in process of compact mining, the split thickness of impact and the relationship between the useful energy and the impulsive force. Finally, we make the numerical stimulation of the process of the impact mining by finite element method and ANSYS/LS-DYNA through which we draw a reasonable conclusion, verify the truth of this theory and the feasibility of this machine.

Keywords impact cutting of coal, stress wave,
dissipation of energy, numerical stimulation

第一章 引论

1.1 现有采煤理论及其存在的缺陷

从二十世纪四十年代末，我国首次采用的截煤机到五十年代的框式联合采煤机，再到煤炭工业部 1965 年开始组织推广的滚筒式采煤机，采煤机在我国经历了几次大的更替，其效率越来越高，性能也越来越好。直到现在滚筒式采煤机仍然是机械化采煤的首选机械。可以说滚筒式采煤机对我国煤炭工业的发展起到了积极的作用，但是随着社会的发展，人们对节能环保的重视，滚筒式采煤机以及它的铣削式的破煤理论的缺陷也开始显露出来。

滚筒式采煤机的破煤机理为挤压切削破碎，或者称为铣削式破碎；这

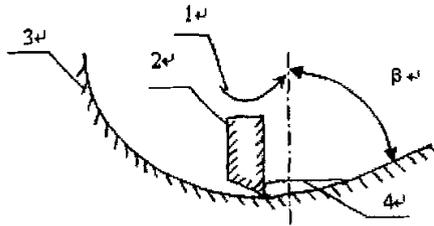


图 1-1 滚筒式采煤机的截齿与煤壁接触关系示意图

Fig 1-1 The relationship between coal and blade on cylinder coal cutter

1-刀具运行方向 2-刀具 3-煤壁 4-煤层

样的方法较好的发挥了剪切力的作用，利用了煤体易于剪切破碎的特点；滚筒式采煤机正是利用滚筒的旋转产生的剪切力来达到破煤的效果，如图 1-1 所示，单个截齿作用于煤壁时，由于截齿切入煤体的深度不能太大，同时截齿运动方向始终与切割方向生成的新煤壁面相切，所以有破碎角 β 不可能太大，于是其破碎下来的煤块就不可能太大，这样就会使破碎比较大，能量损耗就多。

以上缺陷就是现在采煤机存在的，也就是我们急需解决的问题：减少能耗，减少采煤时的碎煤、末煤比例。

1.2 冲击式采煤理论的提出

目前，煤矿的井下破煤大都采用滚筒式采煤机或刨煤机来完成，其破煤机理为铣削式或刨削式破煤，实际上是借助采煤机牵引力使滚筒造成对煤壁的挤压力再通过滚筒旋转来实现破煤的。但是这种方法也存在一些问题，主要如下：

第一，在开采过程中煤炭被过度破碎，产生大量粉尘，恶化了生产场所的工作环境。

第二，块煤比率较低。市场上块煤的价格要远高于末煤，因此，提高块煤率可为煤炭企业带来巨大的经济效益。

第三，能耗较高。现有滚筒式采煤机采用的破碎机理是利用剪应力将煤体剪破，而煤的抗剪强度远大于抗压强度，相对于拉应力破煤来说，滚筒式采煤机需要消耗巨大的能量。

以上三个问题一直是采矿工程技术人员致力解决的问题。

原山西矿业学院的科研人员通过大量的岩石截割破碎理论的相似模拟试验, 根据比能耗与各项强度参数的相互关系得出: 在滚筒式采煤机的切削式破煤过程中, 煤体的破碎与抗剪强度的相关性最大, 与抗拉强度的相关性次之, 与抗压强度的相关性最小, 并由此认为目前的破碎方式应当向利用拉应力破煤的方向转化。

根据以上的研究总结, 太原理工大学的田取珍教授提出了冲击破煤理论。该理论的核心就是利用冲劈的方法落煤, 这是一种全新的破煤方式, 它在破煤机理上完全不同于传统的利用剪切力破煤的机理。它的破煤方式在很大程度上克服了滚筒式采煤机的缺陷, 表现在:

- 一, 利用煤体的拉应力破煤, 可以以较小的能量使煤块从煤壁上脱落, 节省能耗;
- 二, 可以选择冲劈的位置控制煤块的大小, 使块煤率提高, 增加经济效益;
- 三, 产生的块煤多, 粉煤就少, 可减少煤尘, 使工作生产环境得到改善。

1.3 国内外研究动态及意义

关于岩石类材料的冲击破碎机理的研究, 国内外已有不少学者和工程技术人员作了许多工作, 也取得了大量的成果。已有的煤岩冲击破碎研究较多是落锤对煤岩的砸碎作用、圆柱杆件的冲击作用及冲击波的传播、抛射体对岩石类材料的撞击作用、高压水射流的冲击破碎作用、冲击凿岩机对煤岩的冲击扭转作用以及其他形状器具的冲击研究等。这其中, 中南工

业大学的李夕兵教授、古德生教授、陈寿如教授、赖海辉教授等也在作岩石加载应力波下变化情况的工作；他们讨论了加载波不同波形条件下能量耗散的问题，采用了脆性动态断裂准则和富氏分析法，给出了矩形波、钟形波和指数波衰减波加载与岩石的能量耗散的差异；同时在研究应力幅值和延续时间对破岩效果的影响时；他们指出岩石吸收能量存在有一定临界入射应力值，当入射应力小于该值时，即使应力波延续时间再长，岩石也没有丝毫损伤；当入射应力大得足以在单次冲击下破碎岩石时，每一次入射应力下均存在有与其对应的临界应力延续时间，应力幅值为岩石破碎强度的 1.33-2 倍时，对应的岩石吸能最大，但最大的岩石吸能也只有入射能的 40%-50%。1992 年中国科学院武汉岩石力学研究所的陈静曦在分析应力波对岩石断裂的相关因素时指出，要了解岩石类材料的动态断裂机理，首先就必须找出与断裂相关的因素，以及由此导致的裂纹开裂、发展、止裂等条件。1993 年中国科学院武汉岩石力学研究所的鞠庆海、吴绵拔在研究岩石材料三轴压缩动力特性时，指出岩石类材料在冲击动力作用下的破坏形式随着加载速率和围压的不同而呈现不同的形状；提高加载速率或降低围压具有相同效应，即增加了岩石类材料的脆性；降低加载速率或提高围压具有相同效应，即增加其塑性。1993 年，南京航空航天大学刘铁让教授讨论了弹性体在表面冲击载荷下所激发的应力波。他获得研究弹性体在表面任意轴对称冲击载荷下所激发应力波传播问题的一个基本解。1996 年，武汉工业大学的何开明教授，汪承林教授在研制石材劈裂机时对石材劈裂机理进行了研究；并给出了劈裂力的计算模型。2002 年，尹冠生，郑碧玉等人在对弹性板受连续冲击时的动力响应进行研究过程中，提出了冲击过程中冲击反力的模拟表达式，避开局部变形问题，只考虑冲击过程中的动力响应，利用冲量-动量关系和动力微分方程求解。1997 年，长沙矿冶研究

院的甘海仁, 赵统武等人根据液压凿岩机具, 气动凿岩机具和内燃、电动凿岩机的部分样机的测试数据, 分析了凿岩机和冲击类工具的性能特性, 入射应力波形和钎杆应力峰值系数等, 其结果将对钎杆的受礼分析, 凿岩机冲击能的确定凿岩机具的合理匹配提供了一个有价值的依据。2002年, 胡柳青, 李夕兵, 赵伏军在《冲击荷载作用下岩石破裂损伤的耗能规律》一文中, 从损伤的实质物理意义出发, 提出了损伤参量的抽象分形, 把损伤推广应用到岩石的破碎阶段, 用损伤差值分形来表示总体损伤, 从而构造出损伤与块度的迭代关系式。根据冲击荷载作用下烟丝中的能量耗散规律与脆性动态断裂准则, 把应力波作用下的疲劳损伤迭代关系式应用到岩石的破坏后阶段, 从而得出冲击能量、岩石损伤、块度分布之间的关系, 实验表明, 两种关系计算所得损伤吻合较好。而2003年, 北京工业大学的高文学, 刘运通等学者在利用工具进行平面撞击试验之后得出结论: 岩石在冲击波作用的过程中将产生不可逆的能量耗散, 而损伤能量耗散密度则可以通过计算 Rayleigh 线以及 Hugoniot 冲击绝热线之间的面积而得到, 另外根据动高压实验原理及 Rankine-Hugoniot 守恒方程, 计算得到不同冲击载荷下岩石试件中的损伤能量耗散密度, 从而为建立新的岩石动态损伤模型创造了条件。

冲击式采煤理论提出以后, 待研究和解决主要问题有以下几个方面:

- (1)、研究冲击式破煤的物理力学模型;
- (2)、冲击应力(波)在煤层(体)内的传播规律;
- (3)、冲击破煤时块煤率、产尘量、比能耗;
- (4)、各冲击参数对破煤效果的影响及匹配和优化等等。

所有这些问题的解决与否, 将直接关系到冲击式破煤理论的合理阐释和冲击式采煤机的研究及工业性应用, 因而有必要对以上问题进行大量

的研究实验。

本文所研究的课题是冲劈效应，冲劈效应的涵义就是指截齿在冲劈煤壁时，在整个冲劈的全过程中，冲击产生的应力场可以在煤壁中发生哪些变化规律，这些变化情况可以对煤壁产生哪些破坏效果（也就是煤岩的破坏形式），及这些破坏效果之间的相关性。具体来说，冲劈效应是一个综合性的问题。

冲劈效应的部分内容曾经被太原理工大学（矿业工程学院）的学者研究过，毫无疑问，他们的研究成果对于冲击式采煤理论的发展是有积极作用的。作者认为，由于井下工作环境的复杂性和多变性，应当把前三个问题综合起来去研究冲击式破煤理论。选择冲劈效应作为本研究课题的主要目的：是试图应用应力场变化的观点对冲击式破煤作到最合乎现场实际的理论阐述和描述；为冲击式采煤在井下的现场工作当中提供一个理论支持；理论同时为其一些设计参数提供参考的依据。

冲劈效应研究的主要意义在于指导冲击式采煤机的研制。这种采煤机的最终试验成功和大批投入生产必将给煤炭生产单位带来巨大的经济效益和社会效益。

1.4 论文的主要内容及研究方法

论文的主要内容包括以下几个方面：

A、煤岩本身的物理力学性质、地质特征及煤层所处力学环境的简要论述，主要包括：

(1)、煤体中的层理及节理存在及其对煤岩强度的削弱作用；

(2)、矿山压力对煤层的力学状态所起的特殊作用分析;

(3)、煤体物理力学参数。

B、分析冲击式破煤的物理力学模型

(1)、分析已有的破煤方式的力学模型

(2)、分析冲击式破煤方式的力学模型

C、冲劈效应的分析;

(1) 冲劈效应中的动力学效应对煤体破坏的影响分析;

(2) 冲劈效应中压实核产生的机理及其影响其尺寸大小的各种因素分析;

(3) 冲劈效应中的应力波在冲击破煤过程对煤体破坏的影响;

(4) 利用动力学的方法来分析冲击式破煤过程中的几个问题。

D、冲劈效应的模拟试验验证及分析:

(1)、冲击截齿冲击试块时的入射波形分析;

(2)、冲击所激发的应力波在试块中产生的应力场分析;

(3)、试块中应力场大小的影响因素分析。

(4)、试验数据的分析和整理得出试验性的参数以及优化匹配。

论文的研究方法:

破煤过程是一个非常复杂的多因素共同作用的过程, 不仅与采煤机本身的机构性能有关, 而且与开采工艺和所采介质的物理力学性质以及赋存条件等诸多因素有关。这就决定了在研究破煤过程中不能单一地对采煤机进行研究, 而应综合考虑多方面的影响因素, 这样才能达到预期的目标。

本文的分析过程为:

(1)、评价破碎介质。破碎的对象为煤层, 煤体为脆性材料, 它的抗冲击破碎强度、脆性强度、粉碎性能以及煤层内部的层理、节理等因素都

决定着煤层的破碎效果。所以需要对其本身的物理力学性质加以详细的讨论。

(2)、从井下收集到的大量工业性试验数据和结果与模拟模型的冲击效果进行比较，从中分析影响破碎效果的因素。

(3)、在计算机模拟条件下确定截齿劈裂煤岩的规律。在试验中，我们根据煤的特点和实验数据建立模型，并利用合理的工具进行冲击模拟，其中模拟中我们选择的是混凝土材料，并使材料的参数设定和煤体的基本一致，并在模拟模型中人为制造一些弱面以模拟实际材料中的层理和节理。

(4)、对模拟所收集到的数据进行曲线拟合的数值分析方法对试件中的应力场进行分析。

(5)、总结归纳以上所述的各方面的研究，确定合理的破碎参数。

总之，本人打算的主要研究方法为利用力学原理以及应力波在固体介质中的传播理论分析煤体在受到冲击作用时的破碎方式以及破碎的过程重能量的损耗规律，并由此达到预期效果。

第二章 煤的性质以及煤层所处的力学环境

由于煤是一种特殊的岩石，是由植物经过漫长的地质年代形成的有机沉积岩，并且深藏在地下，所以煤的各种物理的、力学的及地质方面的性质与其他岩石类材料相比既有共同点也有很多特殊点，特别是暴露在采煤工作面的煤壁，具有特定的物理力学性能。

由于煤层储藏在地下深处，在上部岩层压力、瓦斯压力、由于采煤而引起的支承应力重新分布等作用下，煤体内产生的应力状态的性质对煤炭的抗破碎强度也有很大的影响。

煤体是我们研究的主要对象，也是我们在采煤过程中的最主要的破碎对象，因此煤的物理力学性质和煤层所处的力学环境成为我们在从事冲击式破煤研究之前所必须要研究和了解的。

本章我们就来了解一下煤这种特殊的材料的物理力学性质和整体煤层所处的力学环境。

2.1 煤的物理性质

煤的物理性质主要包括以下的一些内容：

1) 光泽 指煤的新鲜断面的反光能力，是肉眼鉴定煤的主要标志之一。随着煤的变质程度的提高，各种煤岩成分的光泽有不同程度的增强，镜煤、

亮煤变化显著，丝炭及暗煤的变化较小，故常根据镜煤、亮煤的光泽确定其变质程度。常见的光泽有沥青光泽、玻璃光泽、金刚光泽、蜡状光泽及油脂光泽等。

2) 颜色和粉色 指新鲜煤块表面的自然色彩。煤的表面反射光线所显示的颜色成为表色，腐植煤的表色是随着煤化程度的增高而发生变化的。根据煤的表色可以明显地判别褐煤、烟煤、俄无烟煤。腐泥煤的表色常呈深灰、浅黄、棕褐等色，有时为深绿或黑色，变化不定。煤研成粉末的颜色称为粉色。一般是用钢针刻划煤的表面或用镜煤在脱釉的素烧瓷板上刻划得条痕而得，故又称条痕色。

3) 硬度 指煤抵抗外来机械作用的能力。通常是用标准矿物（摩氏硬度计）刻划煤来测定其相对硬度。各种宏观煤岩成分中，暗煤比镜煤、亮煤硬。煤的硬度与变质程度有关，煤化程度低的褐煤和焦煤的硬度最小，为2~2.5；无烟煤的硬度最大，接近4。

4) 脆度 指煤受外力作用而破碎的性质。一般腐泥煤和腐植煤脆度小韧性大。在腐植煤的煤岩成分中，镜煤和没有矿化的丝炭最脆，亮煤次之；暗煤中，往往散布着许多稳定组分和矿物杂质，所以韧性大。不同变质程度煤中，肥煤、焦煤和瘦煤脆度最大，无烟煤脆度最小，长焰煤和气煤的脆度较小而且有一定的韧性。

5) 比重和容重 煤的比重是在一定的温度（20℃）条件下，煤的重量与相同体积水的重量之比。煤的比重取决于煤的煤岩成分和变质程度，以及煤中所含矿物杂质的成分和含量。根据测量的方法不同分为容重（视比重）和真比重两种。容重实计算每层储量的重要指标。褐煤（含杂质较少的）容重为1.05~1.2，烟煤为1.2~1.4，无烟煤为1.35~1.8。随变质程度繁荣增高，煤的容重也增大；随矿物质含量的增多，煤的容重而增高。

6) 断口 煤受外力打击后不沿层面或者裂隙面断裂, 而成为凹凸不平的表面, 称为断口。更具表面形状的不同, 煤的断口常分为贝壳状断口、参差状断口、阶梯状断口。

7) 裂隙 煤的裂隙指在成煤过程中, 煤受到自然界各种应力的影响所造成的裂开现象。按成因不同分为内生裂隙和外生裂隙两种。内生裂隙常见于光亮的煤岩成分——镜煤和亮煤中, 垂直于层理面, 裂隙光滑平坦。它是煤在煤化过程中由于温度压力的影响, 内部结构紧压、体积均匀收缩而产生内张力所引起的。所以, 它的发育程度与变质程度有关。外生裂隙以不同角度与煤层层理面相交, 一般斜交的较多, 其间距离较宽。外生裂隙是煤层形成后受构造应力的作用而产生的。焦煤及瘦煤中外生裂隙特别发育, 主要外生裂隙组的方向常与附近断层的方向一致。

在煤的物理性质中有一些是很适合采用冲击式破煤方式的。煤的硬度在 2~4 之间, 从而可以由此确定冲击式采煤机用的刀齿的材料。确定合理的刀齿材料可以增加刀齿对煤体的破碎能力和耐磨能力, 可以增加刀齿的寿命。煤是一种脆性比较好的材料, 在冲击破煤的过程中, 脆性的煤体更容易在拉应力的作用下从整体的煤层上脱落下来。另外, 煤体中存在许多裂隙, 不论是内生的还是外生的, 对煤的整体来说, 都是一种破坏和损伤, 这些裂隙的存在对于煤块从煤体上的脱落起一定的作用。

2.2 煤的力学性质

首先, 我们来了解煤体的变形破坏过程及其本构关系。

冲击破煤的过程就是煤体的变形、煤体中损伤的积累及破坏的过程。了解煤岩在受压情况下变形破坏过程是非常有借鉴意义的。同时煤岩力学本构关系也从另一方面反映了煤岩的物理力学性质。

(一)、煤岩的变形破坏过程

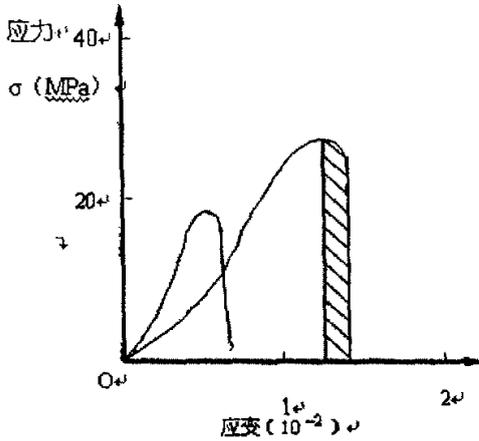


图 2-1 煤样的应力-应变曲线

Fig 2-1 The whole stress-strain curve of coal style

从国内外采用刚性实验机对煤岩进行单轴和三轴试验得到的煤岩应力-应变过程曲线来看。可以从煤岩全程曲线峰值后的特性把煤岩分为两大类：I类，即弹脆性型，其对应的应力-应变过程曲线如图 2-1 所示。在应力达到峰值后，尽管实验机对试件不再做功或做功很小（所做功的数值应当为图 2-1 中的阴影部分的面积，也就是材料的应变能，从与图 2-2 的比较中可以发现其面积较小），但试件所储蓄的变形能足以使破裂继续扩展，并使试件迅速失去承载能力。这类煤具有强烈的冲击倾向性，在我国只占很小的比例。II类，即弹塑性软化型，其对应的应力-应变过程曲线如图 2-2 所示，该类型的特点是当应力达到峰值后，试件所储蓄的变形能不能使试件的破裂继续扩展，只有再进一步压缩才能使其进一步破坏，虽然试件承

载能力降低了，但仍保持部分强度。这类煤岩所组成的煤层无冲击倾向性或冲击倾向性很低，我国多数煤层属这类，尤其是在三向压缩状态，一般都具有弹塑软化性。

据图 2-2，弹塑性软化型煤体的变形破坏过程可由 A-D 四个点分为以下五个阶段：

(1)、压密阶段：原裂隙被压密，曲线呈上凹状，变形模量随应力增大而增大；图 2-2 中 OA 段。(2)、线弹性阶段：煤体发生弹性变形，应力-应变呈线性关系；如图 2-2 中 AB 段。

(3)、局部破裂阶段：应力达到极限强度前夕，煤体开始发生破裂，变形模量下降；达到极限强度时突然产生大量纵向裂隙，如图 2-2 中 BC 段；

(4)、塑性软化阶段：承载能力随破裂发展而急剧下降，变形模量为负值，如图 2-2 中 CD 段；

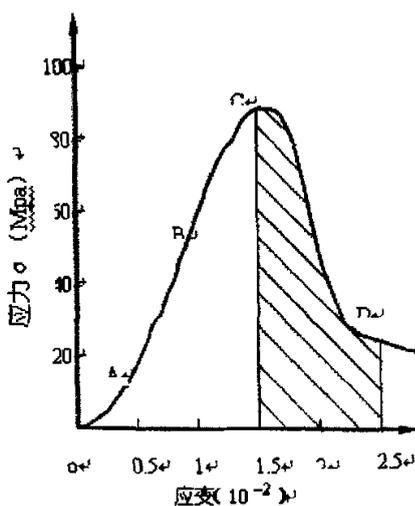


图 2-2 II 类煤样的应力-应变曲线

Fig 2-2 The whole stress-strain curve of II coal style

(5)、残余应力阶段：煤体最终破坏后，由于侧向压力作用及煤体内部摩擦，仍能使其保持一定的残余强度，如图 2-2 中 D 点以后的曲线段。

(二)、煤体的本构关系：

根据国内外大量的煤体实验，可以将煤体应力应变全程曲线简化为理想弹塑性软化模型，把变形过程分为弹性变形、塑性变形和流动三阶段，其软化程度用软化角 θ_0 和软化模量 M_0 表示，

$$M_0 = \tan \theta_0 \quad \text{一般煤}$$

体呈 II 类， $\theta_0 \neq 0^\circ$ ；对于理想弹脆性体（I 类）， $\theta_0 = 90^\circ$ ；对于理想弹塑性体， $\theta_0 = 0^\circ$ ，这是金属材料的特性，煤体不属于这种类型。

i、煤体屈服时满足摩尔-库仑准则（以主应力形式表示的）：

$$\sigma_d = k_p \sigma_3 + \sigma_c \quad k_p = \frac{1 + \sin \varphi}{1 - \sin \varphi} \quad (2-1)$$

式中 σ_d —— 极限强度，Pa； $\sigma_c = \frac{2C}{1 - \sin \varphi}$ ；

C —— 煤体的内聚力，Pa；

σ_3 —— 最小主应力，Pa；

φ —— 内摩擦角，度；

k_p —— 是将一般的摩尔-库仑准则转化为主应力形式表示的摩尔-库仑准则时所带的系数。

ii、在软化阶段，内聚力 C 明显降低， φ 值变化不大，煤体强度为：

$$\sigma_d = k_p \sigma_3 + \sigma_c - M_0 \varepsilon_1^p \quad (2-2)$$

式中 ε_1^p —— 塑性应变变量。

iii、在流动阶段，煤体强度降低到残余值

$$\sigma_d = k_p \sigma_3 + \sigma_c^* \quad (2-3)$$

式中 σ_c^* ——单轴压缩时的残余强度, Pa。

下面来看煤体的一些与破碎有关的力学特征参数。

(一) 煤体的脆性程度

苏联学者用实验的方法得出, 侧断角 Φ 与劈裂厚度 h 和常量指标 B 有关。指标 B 就叫煤体的脆性程度:

$$\tan \Phi = Bh^{-0.5} \quad (2-4)$$

因而, 在从煤壁表面劈裂时, 单位耗能为:

$$H_w = \frac{A}{b + Bh^{-0.5}} \quad (2-5)$$

在固定的劈裂参数 (b -侵入深度和 h -劈裂厚度) 条件下, 单位耗能与煤体抗劈裂强度 A 和脆性程度 B 有关。在其他条件相同时, B 值越大, 劈裂能耗就愈小, 或者说煤体的脆性就愈强。

实际上, 在同样的抗劈强度和固定的劈裂参数等条件下, 用一定的单位能耗破碎煤体的性能, 就是煤体的脆性程度。所以, 脆性程度可用于描述劈裂的单位能耗。

(二) 煤的抗碎强度

煤的抗碎强度是指一定粒度的块煤, 从规定高度自由落下到足够厚度的坚硬钢板上的抗破碎强度 (Shatter Strength) 用 ss 表示。测量抗碎强度的方法是将块度为 60-100mm 的块煤从 2m 高处自由落下到规定厚度的钢板上, 然后使大于 25 mm 的块煤再次落下, 如此破碎三次, 以破碎后大于 25 mm 的块煤占原煤样的质量百分数表示煤的抗碎强度 (%), 按下式计算:

$$ss(\%) = \frac{m_1}{m} \times 100 \quad (2-6)$$

式中: ss —煤的抗碎强度, %;

m_1 —落下试验后大于 25 mm 块煤的质量, kg;

m —落下试验前块煤的总质量, kg。

煤是结构不均一旦有裂纹和局部缺陷的块状多孔体, 煤体内还会有不同含量的矿物质, 所以它的破碎过程受裂纹和内部缺陷的大小、矿物含量的分布和多寡、以及多孔脆性材料的抗断裂能力及孔结构分布的影响。因此在研究冲击破煤之前把这些问题了解清楚是有重要意义的。

2.3 煤层所处的力学环境

以上介绍的是煤的个体的物理性质和力学性质, 在采煤的过程中, 除了利用物理力学性质以外, 还要综合考虑煤层所处的力学环境的因素。由于煤埋藏于地表深处, 在采煤工作面上, 矿山压力的存在使得煤体产生了许多与其自身性质不同的变化, 例如裂隙的变化, 裂隙的产生有利于煤块的产生。因此在研究冲击式破煤理论之前, 我们有必要了解一下煤层所处的力学环境。

首先来了解地应力的存在以及形成。

地应力的是指地壳岩体内在天然状态条件下所具有的内应力。

由于地下采煤工作面的煤体处于地面以下的一定深度, 因而不可避免的要受到地应力的作用。地应力是支配煤岩体力学作用的重要因素之一, 研究表明, 它既是煤岩体运动的作用力之一, 又是其本构规律特征的控制因素之一。在上部岩层压力、瓦斯压力、以及因进行煤体的开采而使煤体内的应力重新分配等作用下, 煤体内应力的变化对煤岩的抗切削强度也有很大的影响。煤岩赋存的地应力与其本构特征的关系主要表现在:

1. 影响着煤岩体的承载能力；2. 影响煤岩体变形和破坏机制；3. 影响煤岩体中应力传递规律；

而对与已进行开采的采场煤体来说，我们主要关心的是被破碎的工作面煤壁即沿工作面推进方向约 0.6-0.8m 宽的煤壁内的应力状况，尤其是它的垂直分量和水平分量。根据矿压理论，被冲击的煤体处于应力降低区，即它的垂直地应力要小于未受扰动时的平均地应力水平。

其次，我们来看采煤工作面附近采场支承压力分布情况。

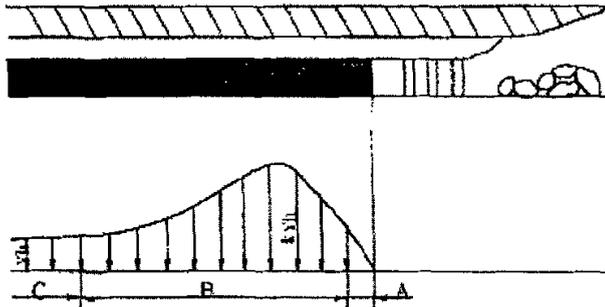


图 2-3 采场支承压力分布图

Fig 2-3 The distributing graph of abutment pressure on coalface

A——降压区 B——升压区 C——稳压区

根据矿压控制理论可知，回采工作面由于受巷道开掘和回采的扰动影响，在采场前方会出现如图 2-3 所示的压力分布区。

如图所见在采场前方出现了降压区 A、增压区 B 和稳压区 C。在减压区 A 内煤壁所受垂直压力小于稳压区的平均垂直压力 γH ，因而工作面煤壁经历了一个其垂直应力由平均地压水平而后升高再至降低的过程。这就使得在物理力学特性上表现为脆性的煤体，因为硬度不同而形成了发育程度不同的纵向裂隙。上部岩层和煤体中瓦斯对煤体所施加的压力，在未被巷道破坏的煤体内，产生高的体积压缩应力(接近流体静压力)。当进行破碎时，

煤体内应力发生再分配，瓦斯压力由于瓦斯沿裂隙移动而下降，而上部岩层施于煤层的压力，此时逐渐加入，在距离暴露表面约 2—5 个煤层厚度的地点，压力达到最大值，然后在开采的暴露面附近减小下来。在接近暴露表面的地带，随着应力状态的变化，常出现煤层向采空区的位移现象。如果阻碍煤层向采空区位移的摩擦阻力不大时，由于产生了极限的横向变形而完全可能使煤层破碎。因此，接近工作面的煤壁表面产生拉力变形。如果拉力变形达到极限值，则在煤层中的原有裂隙得以发展，这种裂隙与层面垂直并与暴露表面平行。这一区域称之为拉力变形带。这个变形带为冲击破煤提供了条件。

本章小结

本章以上三节分别从煤的物理性质、力学性质和煤层所处的力学环境三个方面讨论和介绍了煤以及煤层的各种特性。通过以上的分析和讨论，了解到了煤作为单个煤体在自身性质上有些方面是适合于采用冲击式破碎的，类似于岩石材料，煤的本身的脆性决定了煤本身的抗拉强度远远小于它所能承受的抗压能力，而脆性的材料在冲击作用下容易因为强烈的应力波作用而产生的拉应力作用而迅速的破坏，这是我们提出冲击式破煤方式的主要依据之一；另外，煤的力学性质当中也有有利于采用冲击式破煤的性质，其中煤的变形破碎过程是和其他类型的岩石材料很相似的，都是在当施加的应力超过其强度的时候开始破碎，并且一旦破碎之后，所需要的应力会瞬间减小很多，从而可以减少很多的能量消耗，从这个方面我们提出的冲击式采煤理论正好符合，它是在每一次冲击之后迅速的脱离煤体，

而不是像滚筒式采煤一样，刀齿和煤壁一直保持接触；最后我们讨论了煤这种物质所处的力学环境，矿山压力的存在使煤体作为一个整体的本身性质与暴露在工作面的煤壁一段距离内的煤体性质有了变化和不同，工作上的煤体由于处于压力降低的区域，而且因为原来也处于应力升高区域，使得这一段煤体由于往复的压缩和减压而变得更加容易破碎，内部的裂隙也比原生的煤体更加多和容易产生，因而这一段煤体在冲击机械的作用下，会很容易的由于矿山压力和冲击拉应力共同作用而从整体煤壁上脱落。

综上所述，煤无论作为单体材料还是整体材料都是适合于采用冲击式破煤方式的，这些在下面几章的讨论的分析中还会有所应用和讨论。

第三章 冲劈效应的理论分析

冲劈效应所指的是煤体在受到冲击后，其内部应力场的变化规律，应力场内各种应力波的相互作用形成的对煤体破坏起主导作用的张拉应力的变化规律，以及在破碎过程中能量的耗散规律。通俗的讲，冲劈效应包含冲击、作用、破坏三个过程，在这三个过程当中，应力波的传播规律和能量的耗散规律是我们最关注的两个焦点问题。其实，在每一次冲击破煤的过程中，在煤体内部微观的变化是非常复杂的，并不像宏观上我们看到的那么简单。应力波的产生、传播以及煤体的破碎是其中最主要的过程。

冲击的过程产生了很多的效应，这基本上可以分成以下几个阶段。第一段是冲击接触压实阶段，在这一段时间内，刀齿与煤壁接触并形成压实核。第二阶段是各种应力波的形成阶段，这段时间内刀齿的冲击力通过压实核传向煤壁内部形成各种应力波。第三阶段是应力波的传播、会聚干涉效应阶段。在这段时间内，各种应力波相互作用形成各种力作用在煤体上并使煤块破碎和从煤壁上脱落的阶段，这是冲击破煤过程中最需要研究的阶段。经过以上的几个阶段后，才算一次冲击破煤的全过程结束。本章的内容就是对冲劈效应的三个过程进行了详细的分析，并对我们要关注的两个问题进行了推理和演算。从而从理论的方面阐述了我们所提出的课题的全新性和优势所在。

3.1 冲劈过程中压实核的形成过程分析

在冲击破煤的过程中，首先发生的过程便是冲击刀具与煤体的接触压实阶段，在这个过程中压实核的形成以及其作用是最值得我们研究和分析的。关于压实核的形成机理问题，许多国内外的学者研究过这个问题，但是不同的作用力形成的压实核问题有不同的解释。首先我们来了解一下压实核的研究现状。

3.1.1 压实核问题概述

冲击刀具侵入脆性岩石共有的基本现象早已为人们所熟悉。无论刀具的截面是圆形、矩形或是其他的多边形，刀具顶端尖锐与否，也无论被侵入岩石的硬度、强度、密度等力学指标有何差异，刀具都是历经同样的过程侵入脆性岩体。从刀具对岩面实施动态冲击加载开始，当载荷迅速达到某个数值时，刀具与岩体之间突然发生冲击作用，周围的岩石碎屑随之向外飞散，在刀具下方形成一个漏斗坑，刀具侵入岩体至某一深度，载荷压力迅速衰减至零。继续侵入又要历经冲击加压，再次出现冲击作用，刀具才能又侵入岩体至一定深度，如此循环往复。刀具在冲击加载的过程中不是平静、连续地侵入脆性岩体，而是间断地，通过冲击作用、跳跃式地侵入到岩石体内。在侵入岩体的过程中，刀具前方都有一压实核生成，对冲击刀具侵入岩体过程产生着重要地影响。

关于煤岩破碎方面的压实核问题，不少中外学者和其著述进行过论述，但是压实核作为冲击破煤过程当中的特殊现象，应当在这里作为一个专题来讨论。所以这里将详细讨论压实核问题。

3.1.2 冲击破煤过程中的压实核问题

在冲击破煤过程当中，当截齿侵入煤壁后，由于我们采用的是楔形刀具，会在截齿尖端附近出现一个被压实的楔形小区，这个区就是我们常说的压实核。压实核是客观存在的，在冲击破煤过程中无论截齿的形状、冲劈厚度如何变化，压实核均存在。尽管压实核的具体形状会随冲击破煤的条件变化而稍有变化，但其基本形状不变，都是楔形。

在冲击破煤当中压实核的形成和破坏过程与大块煤岩碎屑的形成过程是联系在一起的，一次完整的冲击破煤过程也就有一次完整的压实核形成和破坏过程。压实核的形成过程可以这样理解，随着冲击破煤过程的进行，在截齿前端的煤体材料产生了裂纹和粉屑，其中部分含裂纹的材料被压碎、压实，该压实体逐渐增大，达到一定程度后代替截齿起到冲击的作用。在此过程当中部分压实核的破裂主要是作为大块煤岩碎屑中的粉屑与大块煤岩一同从煤壁上分离下来；有时部分压实核在随截齿一起越过因冲击产生的凹坑时而掉入其中，这就是压实核的破坏过程。即在冲击破煤全过程当中的压实核有如图 3-1 所示的形成与破坏的循环过程。

在冲击破煤的过程中，当压实核的尺寸达到比较稳定的状态后，对煤

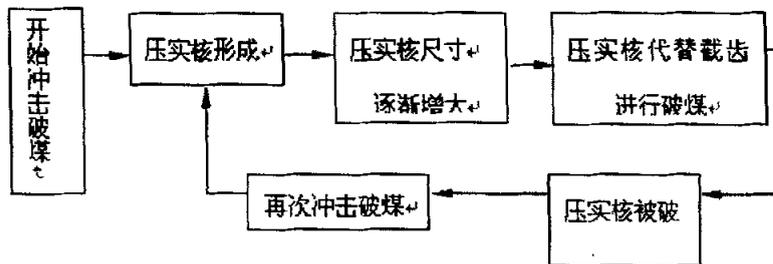


图 3-1 压实核作用流程图

Fig 3-1 The flow chart of consolidation core

壁所施加的力应当只有冲击系统的液压力，冲击刀架、截齿的惯性力应当是不参与破煤的；可以这样说，压实核的稳定状态是冲击破煤动力效应和劈裂效应的分界线。在动力效应阶段参与破煤的力主要是刀架、截齿的惯性力和冲击系统的液压力合成；在劈裂效应阶段参与破煤的力主要是冲击系统的液压力。实际上由于煤层的力学环境与煤岩的坚固性的不同；往往在冲击过程中劈裂效应的大小可能是千差万别的，这在后面还要进行分析。

冲击破煤最后形成的大块煤岩碎屑是在压实核的作用下形成的。大连理工大学的胡忠举在进行煤岩类材料的切削机理的研究中发现，人为的不断去掉刀尖前面的压实核粉屑，其结果就是形成大块切屑的机会便明显减少；为什么会出现这种情况并未见到相关的报道。不过该发现对冲击破煤的研究是有一定意义的。为什么会有如此的发现？笔者有两种想法：一种是这是由于硬度差造成的，因为无论是冲击还是切削，压实核最终要代替工具去施力于待破岩体，而压实核与待破岩体的材质是相同的，不存在硬度差，而去掉压实核后情况恰恰相反；第二种是压实核由于是粉碎粉末状的，当冲击作用时，压实核的煤岩体可以看作是流体，这样压实核的粉末可以看作类似于岩石爆破时的空气冲击波，粉末传递来的冲击波传到前方充满裂隙的煤岩中，加速了煤岩中的裂隙的扩展，从而有助于煤岩的破碎。当然这样的理解还需要通过实验来验证。

3.1.3 压实核的形成机理

煤岩中存在许多的微裂隙，尤其是处于矿山压力之下的煤岩更是如此。此外，煤岩中晶粒边界和解理面等往往是煤岩中的脆弱部分，这就构成了煤岩中的裂纹源。这些裂纹源在密度比煤大许多的变质岩中的分布密度都是相当大的。W. F. Brace, L. K. Robert 研究了花岗岩、辉绿岩、橄榄岩等岩

石的结构，发现所有的岩石当中都存在着张开的自然孔隙，在晶界上一些矿物晶体的解理方向上常常易存在裂隙；Baldridge, Simmons 曾研究过一种石英岩，发现其裂纹的密度达到每立方毫米 340 条；国内的许江学者观察到在没有施加作用力的情况一个 10×20 (mm) 的砂岩试件上长度在 $0.2-0.6$ (mm) 的裂隙就有 96 条。所以说煤岩中大量裂纹源的存在是冲击破煤过程中形成压实核的内在因素，在冲击截齿的作用下，裂纹源中的裂纹将会有一些产生扩展、丛集、贯通，最后会使煤岩局部破碎，并被紧密压实，最终形成压实核。

事实上，冲击破煤时截齿接触煤壁时的受力情况如图 3-2 所示；设 $Z=0$ 是冲击表面，而力 P 沿 Z 轴作用在 $Z=0$ 的平面上，采用柱坐标系，利用弹性力学的方法，可以求得力 P 所引起的诸应力分量如下：

$$\sigma_r = \frac{P}{2\pi R^2} \left[\frac{(1-2\mu)R}{R+Z} - \frac{3r^2Z}{R^3} \right] \quad (3-1)$$

$$\sigma_\theta = -\frac{P(1-2\mu)}{2\pi R^2} \left[\frac{R}{R+Z} - \frac{Z}{R} \right] \quad (3-2)$$

$$\sigma_Z = -\frac{3P}{2\pi R^2} \frac{Z^3}{R^3} \quad (3-3)$$

$$\tau_{rZ} = -\frac{3P}{2\pi R^2} \frac{rZ^2}{R^3} \quad (3-4)$$

以上四式中的 r, Z 为柱坐标， R 为原点到观察点的距离，应力是以拉应力为正； μ 为泊松比。

若取一垂直与 Z 轴的单元面 mn (见图 3-2 所示)，由式 (3-3)、(3-4) 可知该面上的正应力分量和剪应力分量之比是：

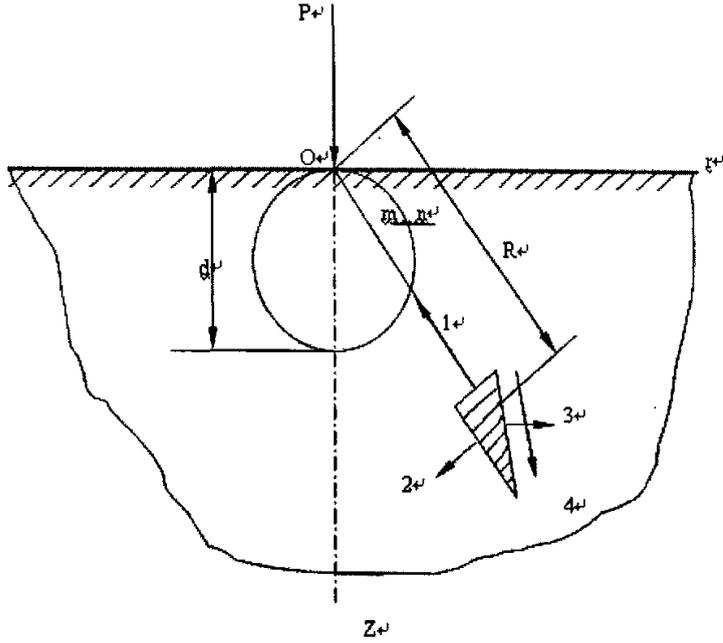


图 2-2 压实核形成机理示意图

Fig 2-2 The diagram of theory of consolidation core

$$\frac{\sigma_z}{\tau_{rz}} = \frac{z}{r} \quad (3-5)$$

因此，该单元面上的合应力作用线通过原点 0，合作用力的大小是：

$$S = \sqrt{\sigma_z^2 + \tau_{rz}^2} = \frac{3Pz^3}{2\pi(r^2 + Z^2)} = \frac{3P \cos^2 \phi}{2\pi(r^2 + Z^2)} = \frac{3P \cos^2 \phi}{2\pi R^2} \quad (3-6)$$

所以合应力与载荷作用点的距离平方成反比，假设有一直径为 d 的球面，在原点 0 和 Z=0 平面相切，在这球面上每一点的几何关系：

$$r^2 + z^2 = d^2 \cos^2 \phi \quad (3-7)$$

所以由式 (3-7) 知，在球面上任一点的水平面上的总应力都是：

$$S = \frac{3P}{2\pi d^2} \quad (3-8)$$

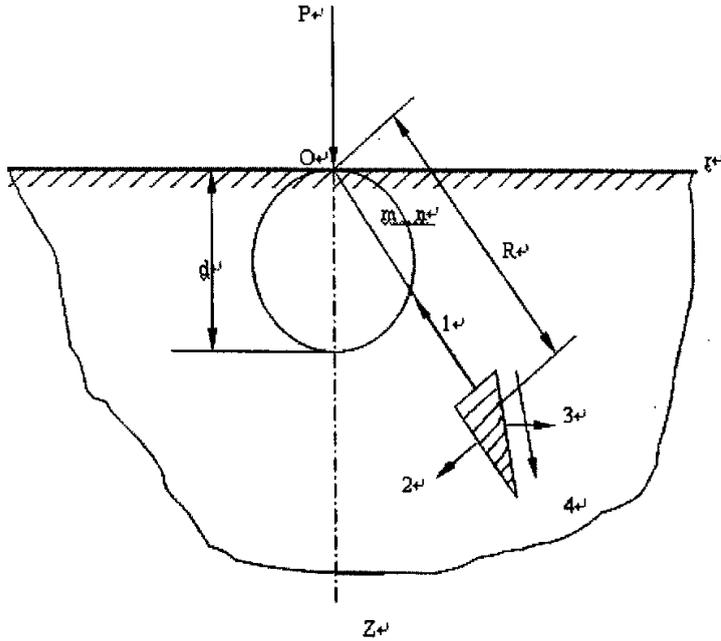


图 2-2 压实核形成机理示意图

Fig 2-2 The diagram of theory of consolidation core

$$\frac{\sigma_z}{\tau_{rz}} = \frac{Z}{r} \quad (3-5)$$

因此，该单元面上的合应力作用线通过原点 0，合作用力的大小是：

$$S = \sqrt{\sigma_z^2 + \tau_{rz}^2} = \frac{3PZ^3}{2\pi(r^2 + Z^2)^2} = \frac{3P \cos^2 \phi}{2\pi(r^2 + Z^2)} = \frac{3P \cos^2 \phi}{2\pi R^2} \quad (3-6)$$

所以合应力与载荷作用点的距离平方成反比，假设有一直径为 d 的球面，在原点 0 和 Z=0 平面相切，在这球面上每一点的几何关系：

$$r^2 + z^2 = d^2 \cos^2 \phi \quad (3-7)$$

所以由式 (3-7) 知，在球面上任一点的水平面上的总应力都是：

$$S = \frac{3P}{2\pi d^2} \quad (3-8)$$

直至使之成为高密度的岩石碎屑粉体。剩余的能量经过压实核传递给外围的岩石，仍以弹性变形能的形式积蓄下来。随着压实核破碎程度的增加，塑性变形逐渐占据首位，密实核对刀具的支撑能力逐渐衰减。此时受力体结构转为刀具—压实核—核外煤岩，构成弹塑组合结构平衡体系。

以上是冲击破煤在第一个阶段的过程中的一些分析，其中最主要一些是关于压实核的形成与扩张，在第一个阶段，压实核的主要作用是承受压力和积蓄能量，在这个过程中冲击刀具前方的一些煤岩因为冲击力的作用破碎并被压碎，压实形成越来越碎的粉末状岩体，当这一部分煤岩从开始破碎到形成压实核的时候，破煤处于开始阶段。

3.2 冲劈过程产生的应力波种类及特点

冲击破煤的每一个过程都是非常短暂的，但其内部发生的过程确实非常的复杂。第一个阶段是压实核的形成阶段，我们在前面已经讨论过了，现在我们来讨论第二个阶段，即：冲击破煤过程中，各种应力波的产生以及它们各自的特点。

冲击破煤的过程就是利用应力波的各种效应产生的作用力来达到破煤的效果的。但是冲击破煤的过程中产生的应力波有很多种，有些对我们研究冲击破煤理论是有很大的大作用的，有些起到的作用就比较小。

3.2.1 冲击破煤的力学模型

在冲击的过程中会激发应力波，这是为许多实验所证实的，但是在截齿冲击煤壁的一瞬间在煤体内激发起应力波及激发那些类型的应力波，这些问题只能从理论上和实验上进行分析。下边在对这个问题进行分析的时

候是采用的无损伤介质的观点,即假设煤体内不存在天然损伤,认为煤体是均匀的连续性物质。虽然这样处理的结果可能并不精确,但这样处理起来比较简单和方便。实际上,冲击破煤的过程中每一次冲击,都可以视为截齿对煤壁这样一个特殊半空间施加的一个应力脉冲(因为冲击截齿作用的区域同煤壁的面积相比较很小,因而可以把煤壁视为半空间状态,同时当应力波尚未传播到自由面时可以借鉴 Lamb 问题的分析成果)。Lamb(1904)首先研究了弹性半空间中脉冲的传播情况,处理了表面垂直线源和点源及埋入的膨胀线源和点源四个基本问题,这些问题统称为 Lamb 问题。在冲击破煤的过程中,同时触及煤壁的截齿数目不只是一个,那么此时就可以借鉴表面法向线荷载源作用的情况,而表面法向线荷载源作用的情况又可分为时间谐和变化的线性荷载和突然施加的线性荷载。冲击破煤的情况实质上是突然施加的线性荷载。在下面进行分析时并没有考虑自由面的影响,实际上自由面的影响在冲击破煤当中会对应力波的传播、及应力场分布有决定意义的作用,只是在应力波尚未传播到自由面时可以借鉴表面垂直线源突然加载的弹性半空间的理论。这里只是说明冲击的一瞬间会在煤壁内激发什么样的应力波,以及这些应力波产生的先后顺序是什么,只有搞清楚冲击时产生的应力波的种类、及其产生的先后顺序,才能了解这些应力波是如何影响煤壁的。

如图 3-3 所示是一个简化的冲击力学模型,沿 y 方向分布的法向荷载就相当于冲击截齿的冲击力方向,该力在 $t=0$ 的时刻突向分布的法向荷载就相当于冲击截齿的冲击力方向,该力在 $t=0$ 的时刻突然施加到煤壁半空间的表面 $y=0$ 处。

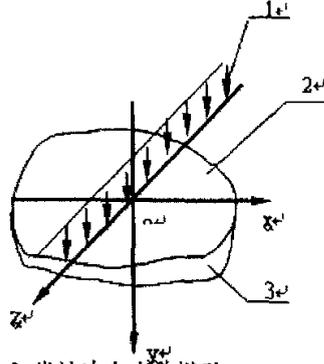


图 3-3 线性冲击力学模型

Fig 3-3 The mechanics model by lineal stress

1—冲击作用方向 2—冲击作用面 3—自由面

该弹性半空间的动力响应的控制方程由下列方程组成:

(1)、沿着与 z 轴重合的线性荷载垂直作用于弹性半空间时将产生平面应变变形, 且位移分量 $u(x, y, t)$, $v(x, y, t)$ 满足以下方程:

$$\begin{cases} u = \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{\partial \varphi}{\partial y} \\ v = \frac{\partial \phi}{\partial y} - \frac{\partial \varphi}{\partial x} \end{cases} \quad (3-9)$$

式中 ϕ 、 φ 分别是半空间中不考虑体力时的位移方程中的标量势和矢量势。并且应满足以下方程组:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = s_L^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \\ \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = s_T^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} \end{cases} \quad (3-10)$$

式中 s_L 和 s_T 是波慢向量, 他们被定义为:

$$\begin{cases} s_L = \frac{1}{c_L} \\ s_T = \frac{1}{c_T} \end{cases} \quad (3-11)$$

上式中的 c_L 和 c_T 分别是弹性纵波波速和塑性波波速:

$$\begin{cases} c_L = \left(\frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \\ c_T = \left(\frac{\mu}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \end{cases} \quad (3-12)$$

上式中 λ 、 μ —材料的拉梅常数; ρ —材料的质量密度。

(2)、媒体材料内部质点所满足的应力张量的有关分量方程为:

$$\begin{cases} \tau_x = \lambda \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right) + 2\mu \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial y} \right) \\ \tau_y = \lambda \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right) + 2\mu \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial y} \right) \\ \tau_{xy} = \mu \left(2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial y} - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} \right) \end{cases} \quad (3-13)$$

式中 τ_x 、 τ_y 、 τ_{xy} 表示空间内一点的应力状态, 参见图 3-3 所示。

(3)、空间初始处于静止, 因此初始条件由下列方程描述:

$$\begin{cases} u(x, y, 0) = v(x, y, 0) = 0 \\ \dot{u}(x, y, 0) = \dot{v}(x, y, 0) = 0 \end{cases} \quad (3-14)$$

(4)、空间受到荷载 1 的作用, 所以其边界条件为:

$$\begin{cases} \tau_y = -Q\delta(x)f(t) \\ \tau_{xy} = 0 \end{cases} \quad (3-15)$$

$$(y=0)$$

上式中 $\delta(x)$ 为狄拉克函数, Q 为荷载作用的幅值, $f(t)$ 是时间的函数, 其中 (3-9) 至 (3-13) 是控制方程。通过对时间变量 t 作单侧拉普拉斯变换和对变量 x 作双侧拉普拉斯变换来寻求场变量的表达式。利用卡尼阿-德·霍普方法, 采用了下列形式的双侧拉普拉斯变换:

$$f^*(p, \eta) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-p\eta x} f(x) dx \quad (3-16)$$

逆变换是:

$$f(x) = \frac{p}{2\pi} \int_{\eta-i\infty}^{\eta+i\infty} e^{p\eta x} f^*(p, \eta) d\eta \quad (3-17)$$

这时, 在半空间 $y \geq 0$, 适用的标量势 ϕ 和矢量势 φ 的变换 $\bar{\phi}^*$ 和 $\bar{\varphi}^*$ 形式为:

$$\begin{cases} \bar{\phi}^* = \Phi(p, \eta) e^{-p\gamma_L y} \\ \bar{\varphi}^* = \Psi(p, \eta) e^{-p\gamma_T y} \end{cases} \quad (3-18)$$

上式中“-”表示对变量“x”双侧拉普拉斯变换, “*”表示对时间的单侧拉普拉斯变换, 而 $\Phi(p, \eta)$ 和 $\Psi(p, \eta)$ 均为待定的变换函数。其中:

$$\gamma_L = (s_T^2 - \eta^2)^{\frac{1}{2}}, \quad \gamma_T = (s_T^2 - \eta^2)^{\frac{1}{2}} \quad (3-19)$$

为中间变换的结果, 位移及相应应力的变换结果为:

$$\begin{cases} \bar{u}^* = p\eta\bar{\phi}^* - p\gamma_T\bar{\varphi}^* \\ \bar{v}^* = -p\gamma_L\bar{\phi}^* - p\eta\bar{\varphi}^* \\ \bar{\tau}_x^* = up^2 \left[(s_T^2 - 2s_L^2 + 2\eta^2)\bar{\phi}^* - 2\eta\gamma_T\bar{\varphi}^* \right] \\ \bar{\tau}_y^* = up^2 \left[(s_T^2 - 2\eta^2)\bar{\phi}^* + 2\eta\gamma_T\bar{\varphi}^* \right] \\ \bar{\tau}_{xy}^* = up^2 \left[-2\eta\gamma_L\bar{\phi}^* + (s_T^2 - 2\eta^2)\bar{\varphi}^* \right] \end{cases} \quad (3-20)$$

由边界条件 (3-15)、(3-18) 和式 (3-20) 的末两式可以得到 $\Phi(p, \eta)$ 和 $\Psi(p, \eta)$ 的表达式:

$$\Phi(p, \eta) = -\frac{Q}{u} \cdot \frac{\bar{f}(p)}{p^2} \cdot \frac{s_T^2 - 2\eta^2}{R(\eta)} \quad (3-21)$$

$$\Psi(p, \eta) = -\frac{Q}{u} \cdot \frac{\bar{f}(p)}{p^2} \cdot \frac{2\eta\gamma_L}{R(\eta)} \quad (3-22)$$

上两式中的 $R(\eta)$ 为瑞利函数:

$$R(\eta) = (s_T^2 - 2\eta^2)^2 + 4\eta^2\gamma_L\gamma_T \quad (3-23)$$

这里主要对应应力场 τ_y 的表达式进行推演, 因为应力波中的主导作用是压力波; 并且压力波能够以最快的速度产生和传播, 所以应当主要考察由压应力波 c_L 所激发的压应力场 τ_y 的变化; 由双侧拉普拉斯变换的逆变换公式 (3-17) 给出下式:

$$\bar{\tau}_y = -Qp\bar{f}(p)\{\bar{I}_L + \bar{I}_T\} \quad (3-24)$$

其中:

$$\bar{I}_L = \frac{1}{2\pi i} \int_{\eta-\infty}^{\eta+\infty} \frac{(s_T^2 - 2\eta^2)^2}{R(\eta)} e^{p(\eta - \gamma_L y)} d\eta \quad (3-25)$$

$$\bar{I}_T = \frac{1}{2\pi i} \int_{\eta-\infty}^{\eta+\infty} \frac{4\eta^2\gamma_L\gamma_T}{R(\eta)} e^{p(\eta - \gamma_T y)} d\eta \quad (3-26)$$

并且在式 (3-25) 和 (3-26) 中, 都有 $-s_L < \eta < s_L$ 。应当注意在 η 复平面上有下列奇点: 在 $\eta = \pm s_L$ 和 $\eta = \pm s_T$ 的支点, 以及在 $\eta = \pm s_R$ 的极点。 s_R 为瑞利波慢向量。利用卡尼阿-德·霍普方法 (Cagniard-DeHoop), 采用下列定义的积分路径:

$$\eta_{L\pm}(r, \theta, t) = -\frac{t}{r} \cos\theta \pm i \left(\frac{t^2}{r^2} - s_L^2 \right)^{\frac{1}{2}} \sin\theta \quad (3-27)$$

i 为虚单位, 上式是通过解方程:

$$\left(s_L^2 - \eta^2 \right)^{\frac{1}{2}} y - \eta x = t \quad (3-28)$$

得到的。其中 $r^2 = x^2 + y^2$ 。利用 (3-27) 式则式 (3-25) 的被积函数变换成 Caginard-DeHoop 方法所需要的形式:

$$\bar{I}_L = \int_{s_L}^{\infty} G_L(r, \theta, t) e^{-pt} dt \quad (3-29)$$

$$\text{其中: } G_L(r, \theta, t) = \frac{1}{\pi} \oint \left[\frac{\left[\frac{s_T^2 - 2r^2}{R(\eta)} \right]}{\eta - \eta_0} \right] \frac{\partial \eta_L}{\partial t} \quad (3-30)$$

对于 \bar{I}_T 的被积式, 需要下式定义的积分路径:

$$\eta_{T\pm}(r, \theta, t) = -\frac{t}{r} \cos\theta \pm i \left(\frac{t^2}{r^2} - s_T^2 \right)^{\frac{1}{2}} \sin\theta \quad (3-31)$$

由于变

形是关于 $x=0$ 对称的, 所以只需要考虑 $0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$ 这一范围, 所以积分路

径应当是由附加的围绕交割线的路径由圆心在 $\eta = -s_L$, 半径为 $\epsilon (\epsilon \rightarrow 0)$ 的圆和由下式表示的两段曲线组成:

$$\eta_{TL} = -\frac{t}{r} \cos\theta + i \left(s_T^2 - \frac{t^2}{r^2} \right)^{\frac{1}{2}} \sin\theta + i\epsilon \quad (3-32)$$

分别令 $\eta_{TL} = -s_L$ 和 $\eta_{TL} = -s_T \cos\theta$, 则得到 t 的范围为:

$$t_{LT} \leq t \leq s_T r \quad (3-33)$$

$$\text{其中: } t_{TL} = s_L r \cos\theta + r \left(s_T^2 - s_L^2 \right)^{\frac{1}{2}} \sin\theta \quad (3-34)$$

则积分 \bar{I}_T 可以转化成:

$$\bar{I}_T = \int_{t_{TL}}^{s_T r} G_{TL}(r, \theta, t) e^{-pt} dt + \int_{s_T r}^{\infty} G_T(r, \theta, t) e^{-pt} dt \quad (3-35)$$

其中：

$$G_{TL}(r, \theta, t) = \frac{1}{\pi} \int \left[\left. \frac{4\eta^2 \gamma_L(\eta) \gamma_T(\eta)}{R(\eta)} \right]_{\eta=\eta_L} \frac{\partial \eta_{TL}}{\partial t} \right] \quad (3-36)$$

$$G_T(r, \theta, t) = \frac{1}{\pi} \int \left[\left. \frac{4\eta^2 \gamma_L(\eta) \gamma_T(\eta)}{R(\eta)} \right]_{\eta=\eta_r} \frac{\partial \eta_{T+}}{\partial t} \right] \quad (3-37)$$

利用单侧拉普拉斯逆变换的性质可将式(3-29)、(3-35)推出；最后得出由振幅为 $Qf(t)$ 的线载荷的作用力引起的应力 $\tau_y(x, y, t)$ 的表达式，由于 $\tau_y(x, y, t)$ 关于 $x=0$ 的对称性，所以只需考虑 $0 \leq \theta \leq \pi/2$ 的范围，但是应区分 $0 \leq \theta \leq \cos^{-1}(S_L / S_r)$ 和 $\cos^{-1}(S_L / S_r) \leq \theta \leq \pi/2$ 这两个范围，这是由于前边的积分路径所决定的，结果得到：

$$\tau_y(x, y, z) = -Q[(\tau_y)_L + (\tau_y)_{TL} + (\tau_y)_T] \quad (3-38)$$

3.2.2 对冲击产生的应力波的分析

不同时间范围内的函数 $(\tau_y)_L$ 、 $(\tau_y)_{TL}$ 和 $(\tau_y)_T$ 的表示式如表3-1所示。

下边主要对该表进行分析，首先对于表中提供函数的具体形式可以不予考虑，单从形式上看可以发现，虽然该表仅仅是表示了沿 y 方向压应力随着时间的变化情况；但是足以说明表面线源的半空间扰动问题是由四种波迭加形成的。当截齿突然作用于煤壁表面后的时间段属于 (t_L', t_{TL}) 时，式(3-38)的第一项产生在 $r < c_d t$ 范围内的扰动，它实际上就是以波速为 c_d 传播的柱面弹性压缩波，也就是第一项是由压缩应力波产生的压应力。当时间过度到 (t_{TL}, t_{T+}) 时，煤体介质中的压应力除了由压缩应力波（柱面压缩波）产生之外，会迭加上头波产生的压应力，但是这种压应力的存在范围仅在与 x 轴夹角为 $(0, \cos^{-1}(S_L / S_r))$ 之内，头波是由于第一项扰动在 $y=0$ 表面处的掠入射而形成的，可以用Huygens(惠更斯)原理得以解释这个

波仅在与 x 轴夹角为 $(0, \cos^{-1}(S_L / S_T))$ ，并且该波的波速为 c_s ，此外该波沿柱面压缩波的法向传播，它是一种塑性波。在时间段 $t \geq s_T r$ 时：压应力 τ_y 应当叠加上此刻柱面等容波产生的在 y 轴方向上的压应力分量。

表 3-1 当 $0 \leq \theta \leq \pi/2$ 时 方程 (3-38) 的分量

Tab3-1 The component of (3-38) when $0 \leq \theta \leq \pi/2$

t		$(\tau_y)_L$	$(\tau_y)_{TL}$	$(\tau_y)_T$
$t \leq s_L r$		0	0	0
$s_L r \leq t \leq t_{TL}$		$\frac{df}{dt} * G_L \int_{s_L r}^t$	0	0
$t_{TL} \leq t \leq s_T r$	$0 \leq \theta \leq \cos^{-1}\left(\frac{s_L}{s_T}\right)$	$\frac{df}{dt} * G_L \int_{s_L r}^t$	$\frac{df}{dt} * G_{TL} \int_{t_{TL}}^t$	0
	$\cos^{-1}\left(\frac{s_L}{s_T}\right) \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$	$\frac{df}{dt} * G_L \int_{s_L r}^t$	0	0
$t \geq s_T r$	$0 \leq \theta \leq \cos^{-1}\left(\frac{s_L}{s_T}\right)$	$\frac{df}{dt} * G_L \int_{s_L r}^t$	$\frac{df}{dt} * G_{TL} \int_{t_{TL}}^t$	$\frac{df}{dt} * G_T \int_{s_T r}^t$
	$\cos^{-1}\left(\frac{s_L}{s_T}\right) \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$	$\frac{df}{dt} * G_L \int_{s_L r}^t$	0	$\frac{df}{dt} * G_T \int_{s_T r}^t$
记号: $\frac{df}{dt} * G \int_{t_1}^{t_2} \frac{df(\tau)}{d\tau} G(x, y, t - \tau) d\tau$				

图 3-4 显示了波阵面的样式。在上述波产生的同时，会沿煤壁的表面产生瑞利表面波 (Rayleigh)，并且以瑞利波速传播，瑞利波类似于流体中的重力表面波，并且瑞利波的作用随着到表面距离的增加而按指数规律迅速的衰减。此外瑞利波的适用是有条件的：(1)、边界必须是平面，这样

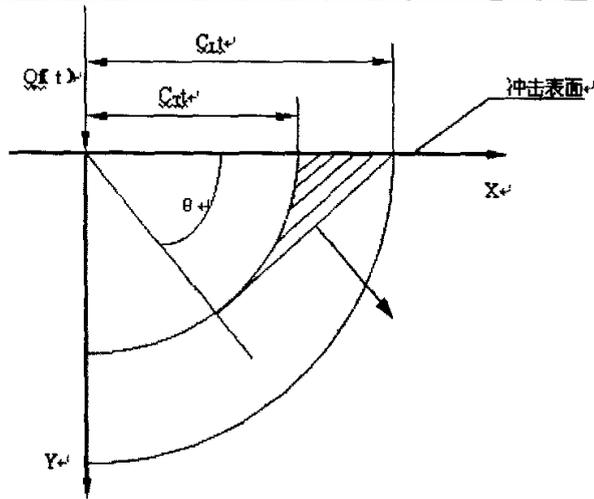


图 3-4 冲击时的波阵面样式

Fig 3-4 The style of wave front when coal was compacted

C_1 —弹性纵波波速 C_2 —塑性波波速 $Qf(t)$ —冲击作用方向

θ —与 X 轴的夹角, 大小为 $\cos^{-1}(1/\beta)$

不会在界面上出现反射和折射；（2）、边界面的应力应当为零，即要求是自由面。但是在冲击以后新生成的煤壁表面不可能是平整的，所以，瑞利波在冲击破煤过程中的影响是可以不考虑的。总之，在冲击破煤的不同时间段内会产生不同的波。从表 3-1 的第六行会发现，在冲击破煤的某一时刻压应力的值是最大的，这就有可能使煤岩沿着冲击的方向形成凹痕，在宏观上的表现就是我们看到的冲击凿坑比冲击截齿的尺寸要大许多的情况。以上的分析仅是在煤体是均匀、连续介质的基础上进行的。而实际上煤岩中大量存在的节理、层理和裂隙，在冲击的时候会产生沿着这些不连续面传播的面波—斯东利波(Stoneley)，该波的性质类似于瑞利表面波。斯东利波的存在会使煤体沿着不连续面进行松动和错位，从而达到破坏煤岩的目的，单是在煤岩破碎的过程中，它起到的作用也是微小的。

通过以上对截齿冲击煤壁时所激发应力波的效应的分析会发现：

(1)、在冲击破煤的一瞬间产生的波形主要有：柱面弹性压缩波、平面塑性波、柱面等容波、沿煤壁表面的瑞利波和存在于煤岩不连续面的斯东利波。其中的每一种波都会产生对煤岩进行松动和破碎的作用。其中，柱面压缩波属于纵波，平面等容波和柱面等容波属于横波。

(2)、每种波形的波速是不同的，其中波速最快的是柱面压缩波；其次是波速相同的平面等容波和柱面等容波；波速最慢的是瑞利面波和斯东利面波，并且这两种面波的波速是相同的，但是由于柱面等容波产生的较晚，因此它只对破煤起一种后续破坏的作用。

(3)、从表 3-1 中可以知道冲击应力波在煤体中激发的应力场在煤岩中的一定范围（尤其是在与 x 轴夹角属于 $0 \leq \theta \leq \cos^{-1}\left(\frac{v_L}{v_T}\right)$ 时）和冲击过程中的某一时刻有最大值。该最大应力场是使冲击破煤的能量集中的地方，从这里也应当看出为什么冲击破煤以后裂纹的平面是一个四分之一的圆弧状，这就是因为裂纹沿着该应力场扩展。

(4)、冲击破煤时产生的波形其波振面的形式主要是平面波和柱面波两种，其中瑞利波、斯东利波及平面等容波的波前是平面的，而压缩波和等容波是柱面波前（因为同时施加于煤壁的冲击截齿数目不是一个，即作用于煤壁表面的载荷是线载荷，所以压缩波和等容波是柱面波前）。

3.3 应力波的传播、会聚干涉效应

应力波的产生使得我们期望的冲击破煤有了可能，但是由于煤体是一种复杂的介质，其内部存在很多损伤状态（层理、裂隙、断层）。因此，了解应力波在其内部的传播、会聚和干涉方式以及状态对于我们研究煤岩破碎的机理有很大的作用，并且对我们将来选取更加合适的刀具有指导性的意义（因为不同形状的刀具产生不同波形的波，不同的波在发生干涉的时候要求不同的分析方法）。

3.3.1 单个刀齿冲击时的应力分析

单个刀齿冲击煤壁的力学模型如图 3-5 所示，单个刀齿冲击煤壁时，由于刀齿的面积相对于煤壁来说很小了，多以可以近似地看作是点冲击，因此产生的冲击波的波前可以看作是球面波，球面波的中心点为冲击作用点。由于球面波波前表面积成几何性地增长，从而将迅速地改变波形的应力分布。因此，球面波的波前应力以距波源的距离成反函数关系衰减。

球面波的波动方程为：

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}(r\Phi) = C_1^2 \frac{\partial^2}{\partial r^2}(r\Phi) \quad (3-39)$$

$$C_1 = \sqrt{\frac{E(1-\mu)}{(1+\mu)(1-2\mu)\rho}} \quad (3-40)$$

式中： $\Phi = \Phi(r, t)$ ——位移的势函数；

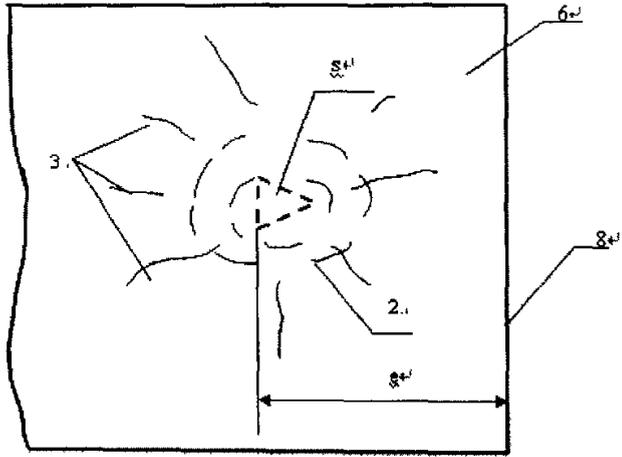
C_1 ——煤体中冲击波的传播速度，m/s；

r ——球心到球面的距离，m；

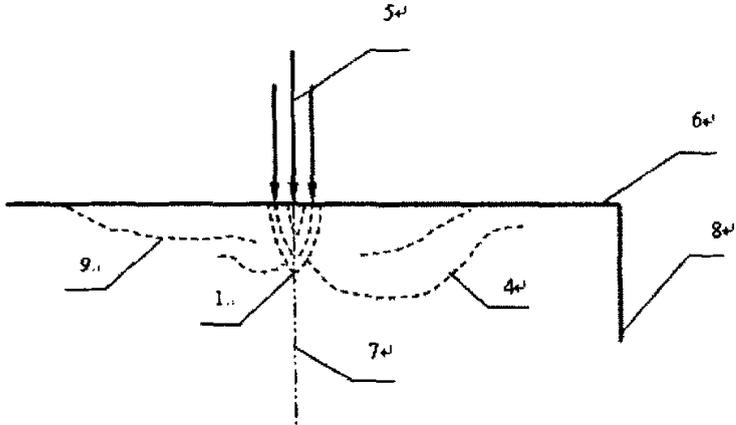
t ——时间，s；

E ——煤体的弹性模量，MPa；

μ ——煤体的泊松比；



I 沿冲击方向的正视图



II 通过冲击截齿轴线垂直于煤壁的断面图

图 3-5 单个刀齿冲击煤体时的力学模型示意图

Fig3-5 The mechanical model of impacting coal with single blade

1-破碎核 2-环形裂纹 3-径向裂纹 4-破坏漏斗 5-截齿冲击力方向

6-煤体表面 7-对称轴 8-煤壁自由面 9-水平裂纹

S-冲击截齿在煤壁上的作用力区域 e-冲臂厚度

ρ ——煤体的密度, kg/m^3 。

$$\text{它的通解为: } \Phi = \frac{g_1(r - C_1 t)}{r} + \frac{g_2(r + C_1 t)}{r} \quad (3-41)$$

式(3-41)是球面波的解。 $g_1(r - C_1 t)/r$ 是由原点向外传播的扰动, 它的波速是 C_1 , $g_2(r + C_1 t)/r$ 是向着原点传播的扰动, 波速的大小也等于 C_1 。

对于一个向外传播扰动的球形波的解为

$$\Phi = \left(\frac{A}{r}\right)f(\tau) \quad (3-42)$$

式中 A ——任意常数;

$$\tau \text{ 为 } \tau = t - (r - a)/C_1; \quad (3-43)$$

其中 a ——产生波源的球壳表面的球半径, 在此可以认为是压实核的最大圆半径。

对煤体施加冲击载荷时, 产生的冲击应力脉冲实质是在冲击点上应力突然升高到 σ_0 , 然后按指数规律衰减, 脉冲表达式如下:

$$\begin{aligned} P &= P_0(t = 0) \\ P &= P_0 e^{-\alpha t} (t > 0) \end{aligned} \quad (3-44)$$

式中 α 为时间衰减系数, 时间是从冲击压力突然升高到 P_0 开始测量的。对于瞬间施加的载荷, 煤体产生的位移应变函数为

$$\Phi = \frac{P_0 a}{B \rho r} \left[-e^{-\alpha t} + \left(\frac{\bar{B}}{\omega_0}\right) e^{-\alpha_0 t} \cos(\omega_0 t - \beta) \right] \quad (3-45)$$

式中的 \bar{B} 、 α_0 、 ω_0 和 β 为各种常数, 它们与煤体的性质以及冲击压力脉冲的形状有关, 即:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_0 &= \frac{C_1}{a} \frac{1-2\mu}{1-\mu} & \bar{B}^2 &= \omega_0^2 + (\alpha_0 - \alpha)^2 \\ \omega_0 &= \frac{C_1}{a} \frac{(1-2\mu)^2}{1-\mu} & \beta &= \tan^{-1}[(\alpha_0 - \alpha) / \omega_0] \end{aligned} \right\} \quad (3-46)$$

当 $t = 0$ 时, 由 (3-45) 可以直接导出初始状态时的球面波前状态方程:

$$\left. \begin{aligned} v_r &= \frac{P_0 a}{\rho r C_1}, \sigma_r = \frac{a}{r} P_0 \\ \sigma_\theta &= \frac{\lambda a}{(\lambda + 2G)r} P_0 \end{aligned} \right\} \quad (3-47)$$

由以上的波前状态方程可以清楚地看出: 球面波波前的应力状态, 随着离开冲击作用点的距离的增加, 按 $1/r$ 的比例减少。另外, 由 (3-47) 可以推出

$$\sigma_r = \rho C_1 v_r \quad (3-48)$$

这就意味着, 球面波前的径向应力与径向质点速度是线性关系。但是在现实中煤体的不均匀性和弱面的存在, 波的传播速度会随着离开冲击作用点的距离增加而变化, 因此波前应力的变化和 r 的变化不是简单的线性函数关系, 因此可以推断出球形冲击波在煤体中传播时, 波形是在不断的变化的。但是我们在研究冲击破煤的过程中, 为了简化我们的模型和达到近似研究的目的, 我们可以近似地利用无损伤的观点来进行研究, 我们把煤体看作是均匀的介质, 这样在不影响结果的前提下, 我们可以尽量的简化我们的模型。

由于球面波的传播方向是向着反球心的方向传播而且各个方向的应力和传播速度都一样, 因此我们可以把单个径向的介质拿出来进行研究, 即: 为了研究的方便我们取出沿煤体自由面传播的一段长度为冲劈厚度为 e 的

介质进行研究。由于这一段是线性的，我们可以近似的把它看成一维细长杆来研究应力波在其中的传播特性。模型如下图 3-6：



图 3-6 应力波研究简化模型

Fig 3-6 The model of study in stress wave

当冲击发生时，由于我们简化的模型的原因，表面波（瑞利波和斯东利波）的作用可以忽略不计，我们只考虑柱面压缩波、平面等容波、柱面等容波。由于等容波的传播速度相同，而且都是横波，因此我们在分析的时候可以合成一种，看作一种横波研究。那么我们研究的就是有限长杆中的两种波的传播问题。

由于冲击时冲击应力 σ_0 远远大于煤的抗压强度 σ_s ，所以出现了压实核的问题，但是在压实核以外，应力波的传播过程中，压应力是小于煤的抗压强度的。因此，此时在煤体中会同时激发起弹性压缩波和塑性压缩波。其中弹性压缩波的应力幅值为 σ_s ，传播速度为 C_d ，塑性压缩波的应力幅值为 σ_0 ，其传播速度为 C_s 。

杆中的应力状态可以分成以下几个阶段分析：第一，弹性压缩波从开始到传播到自由面之前，即： $0 \leq t < e/C_d$ ；第二，弹性压缩波在自由端反射到与后来的塑性波相遇时，即： $e/C_d \leq t < 2e/(C_s + C_d)$ ；第三，反射的弹性压缩波与塑性波相遇以后，即： $t \geq 2e/(C_s + C_d)$ 。

事实上在压缩纵波的反射波与平面横波相遇发生干涉以后还会有平面横波到达自由面的反射以及其反射波与其自身的叠加等，但是由于在煤体中能量和应力的耗散，使得平面横波反射后的应力幅值已经很小，不能使

煤体发生破坏了，所以后面的研究可以省略了。以上的研究时间分段方法是我们在参考实际破煤过程上提出的。

下面我们对各个阶段的应力状态进行详细的分析：

首先，我们分析第一个阶段，即： $0 \leq t < e/C_d$ 时间段内煤体内应力的状态。此时应力幅值为 σ_s 的弹性压缩波以速度 C_d 向右传播，应力幅值为 σ_0 的塑性压缩波以速度 C_s 向右传播。此时杆中各个部分的应力大小如下式 (3—49) 表示：

$$\sigma(X, t) = \begin{cases} \sigma_0 & 0 \leq X \leq C_s t \\ \sigma_s & C_s t \leq X \leq C_d t \\ 0 & C_d t \leq X \leq e \end{cases} \quad (3-49)$$

分析：在这一段时间内，当杆端受到冲击时，产生的首先是弹性压缩波，在冲击载荷还没有达到煤的动态屈服极限 Y 的时候，此杆处于弹性变形的情况。应力和应变关系符合虎克 (Hooke) 定律，本构关系可以简化为：

$$\sigma = E \varepsilon \quad (3-50)$$

式中 E 为 Young 模量。于是此时杆内的波动方程为线性波动方程

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - C_0^2 \frac{\partial^2 u}{\partial X^2} = 0 \quad (3-51)$$

式中 C_0 是完全由材料的常数 ρ_0 和 E 所决定的常数

$$C_0 = \sqrt{\frac{E}{\rho_0}} \quad (3-52)$$

此时波动方程的特征线和相容条件分别为 (X, t) 平面和 (v, ε) 平面上斜率为 $\pm C_0$ 的两族直线：

$$\begin{cases} dX = \pm C_0 dt \\ dv = \pm C_0 d\varepsilon \end{cases} \quad (3-54)$$

引入积分常数 ξ_1, ξ_2, R_1, R_2 后可写成

$$\left. \begin{aligned} X - C_0 t &= \xi_1 \\ v - C_0 \varepsilon &= R_1 \end{aligned} \right\} \text{(右行波)} \quad \left. \begin{aligned} X + C_0 t &= \xi_2 \\ v + C_0 \varepsilon &= R_2 \end{aligned} \right\} \text{(左行波)} \quad (3-54)$$

具体到我们简化的问题, 也就是 $t=0$ 时刻 在杆端 $X=0$ 处受到一给定条件的冲击, 也就是冲击速度 $v_0(\tau)$ 是已知的。于是问题归结为在初始条件

$$v(X, 0) = \varepsilon(X, 0) = 0, 0 < X \leq \infty \quad (3-55)$$

及边界条件

$$v(0, t) = v_0(\tau), t \geq 0 \quad (3-56)$$

下求解波动方程 (3-51), 即我们所说的 Cauchy 问题和 Picard 问题。

在 (X, t) 平面上, 经过任意一点有正向和负向两特征线, 如图 (3-7)

其中 OA 是经过 $O(0, 0)$ 点的正向特征线。

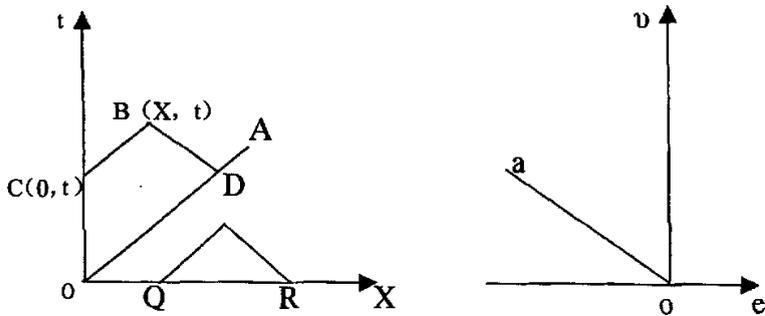


图 3-7 弹性波的特征线图

Fig 3-7 The character lines of elastic wave

先讨论 OA 下方即 AOX 区的情况。沿 OX 轴的 v 和 ε 按初始条件是已知的, 而经过 AOX 区中任意一点 P 的正向特征线 QP 和负向特征线 RP 都与 OX

轴相交, 于是沿这两条特征线的 Riemann 不变量 R_1 和 R_2 可由初始条件确定:

$$\text{沿 } QP \quad v - C_0 \varepsilon = v(Q) - C_0 \varepsilon(Q),$$

$$\text{沿 } RP \quad v - C_0 \varepsilon = v(R) - C_0 \varepsilon(R),$$

因而 QP 和 RP 之交点 P 处的 $v(P)$ 和 $\varepsilon(P)$ 即可由上式解得:

$$v(P) = \frac{1}{2} \left\{ [v(R) + v(Q)] + C_0 [\varepsilon(R) - \varepsilon(Q)] \right\},$$

$$\varepsilon(P) = \frac{1}{2C_0} \left\{ [v(R) - v(Q)] + C_0 [\varepsilon(R) + \varepsilon(Q)] \right\}. \quad (3-57)$$

在目前零初始条件的情况下, 由于有 $v(Q) = \varepsilon(Q) = v(R) = \varepsilon(R) = 0$, 因此有 $v(P) = \varepsilon(P) = 0$ 。既然 P 点为 AOX 区的任意一点, 因此整个 AOX 区是 $v = \varepsilon = 0$ 的恒值区。实际上, 只要是恒值的初始条件, 即

$v(Q) = \varepsilon(Q) = \text{常数}, v(R) = \varepsilon(R) = \text{常数}$, 则 AOX 区总是恒值区, 总有: $v(P) = v(Q) = v(R), \varepsilon(P) = \varepsilon(Q) = \varepsilon(R)$ 。

现在讨论 OA 上方即 AOt 区的情况。既然经过任意一点 B 的负向特征线 BD 总与 OA 相交, 而沿 OA 上的点已知 $v = \varepsilon = 0$, 因此在此区域中恒有 $R_2 = 0$, 或即恒有

$$v = -C_0 \varepsilon = -\frac{\sigma}{\rho_0 C_0} \quad (3-58)$$

正向特征线 CB 总交于 Ot 轴, 而沿 Ot 轴的 v 按边界条件时已知的, 于是 R_1 可由点 $C(0, \tau)$ 上的 $v_0(\tau)$ 来确定, 即沿 CB 有

$$R_1 = v - C_0 \varepsilon = 2v = -2C_0 \varepsilon = 2v_0(\tau) \quad (3-59)$$

注意到正向特征线的 CB 的数学表达式为 $X = C_0(t - \tau)$

式中 $C_0 \tau$ 为积分常数 ξ , τ 正是此特征线在 t 轴上的截距, 所以 AOt 区中的任意一点 B 处的 v 和 ε 可以确定为

$$v = -C_0 \varepsilon = v_0 \left(t - \frac{X}{C_0} \right) \quad (3-60)$$

这说明 τ 时刻之前施加于杆端的扰动 $v_0(\tau)$ 是以 C_0 速度在杆中传播, 于 t 时刻到达 X 截面。 C_0 称为杆中弹性纵波波速, 即我们所讨论的的弹性压缩波波速 C_d 。即: $C_0 = C_d$, 完全由材料的常数 ρ_0 和 E 所决定。

以上就是在 $0 \leq t < e/C_0$ 时间段内冲击应力小于材料的动态屈服极限 Y 之前, 波动方程的解的分析。在特征线的下方即 AOX 区内, 其解完全由初始条件确定, 这就意味着此时杆只受初始扰动的影响, 而不受边界扰动的影响, 即只受开始冲击的影响。而在 AOt 区中, 杆中的应力受到两边传来的左右行波的影响, 但是对于我们研究的情况下, 初始扰动为零, 在弹性压缩波沿着 OA 特征线到来之前, 杆中介质处于自然状态, 而由于左行波传来的初始扰动为零, 因此右行波传播的扰动状态时不变的, 所以此时在弹性压缩波波前处的应力是等于弹性压缩波自身的应力即 σ_s 。

当冲击应力幅值达到煤体的动态屈服极限的时候, 撞击速度 v 就大于屈服速度 v_y , 即

$$|v| > v_y = \frac{Y}{\rho_0 C_0} \quad (3-61)$$

时, 材料将进入塑性变形, 在杆中传播塑性波。

此时 $C = \sqrt{\frac{1}{\rho_0} \frac{d\sigma}{d\varepsilon}}$ 是应变 ε 的函数, 则特征线和特征线上相容关系在

(X, t) 平面和 (v, ε) 平面上一般都不再是直线族, 但如果引进

$$\varphi = \int_0^\varepsilon C d\varepsilon = \int_0^\sigma \frac{d\sigma}{\rho_0 C} \quad (3-62)$$

即相容关系可以表示为 $dv = \pm d\varphi$, 此时在 (v, φ) 平面上是两族与坐标轴成 $\pm 45^\circ$ 的正交直线:

$$\begin{cases} v - \varphi = R_1 \\ v + \varphi = R_2 \end{cases} \quad (3-63)$$

由于所有塑性波的负向特征线都将与 X 轴相交, 在零初始扰动的的前提下, (3-63) 中的 R_2 恒为零, 因此对于此塑性波区有

$$v = -\varphi = -\int_0^\varepsilon C d\varepsilon = -\int_0^\sigma \frac{d\sigma}{\rho_0 C} \quad (3-64)$$

于是利用 $v(0, t) = v_0(\tau), t \geq 0$ 可以求出沿正向特征线的不变量 R_1 ,

$$v = -\varphi = \frac{R_1}{2} = v_0(\tau) \quad (3-65)$$

即沿正向特征线质点速度 v 、应变 ε 和应力 σ 均不变, 从而 $C(\varepsilon)$ 也不变, 对于同一条特征线上的波是恒定的, 但由于不同的特征线有不同的 C 值 (C 是材料应力应变曲线塑性部分的切线模量 $\frac{d\sigma}{d\varepsilon}$ 的函数), 所以各条特征线上的波是有所差异的。

在此我们可以近似的简化媒体为线性硬化材料 ($\frac{d^2\sigma}{d\varepsilon^2} = 0$), 可以取切线模量 E_1 为常数, 即 E_1 为线性硬化模量, 此时塑性波波速的表达式为恒值 $C_1 = \sqrt{\frac{E_1}{\rho_0}}$, 这就是我们前面分析出的塑性压缩波的波速 C_s , 即 $C_1 = C_s$ 。由于通常有弹性模量 E 大于线性硬化模量, 所以有 $C_1 = C_s < C_0 = C_d$ 。这与我们所分析的波的产生以及波速是吻合的。

综上所述, 在这一段时间内弹塑性波的传播图形如图 3-8 所示。

下面我们来讨论第二个阶段，即 $e / C_d \leq t < 2e / (C_s + C_d)$ 时间段内的应力状态。此时间段从弹性压缩波在自由面内发生反射，到反射形成的弹性拉伸波与迎面来的塑性压缩波相遇前截止。在这一段时间内的最主要

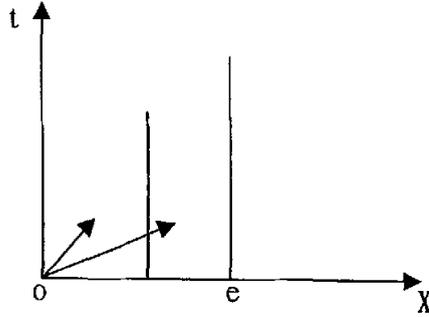


图 3-8 第一阶段弹塑性波的传播

Fig 3-8 The propagation of elastic-plastic stress wave

at the first stage

的和第一阶段时间内的不同就是弹性压缩波在自由面的反射，以及反射过程中产生的一些效应。除了在自由面反射时，弹性压缩波波长内的应力变化，杆内各处的应力表达式为

$$\sigma(X, t) = \begin{cases} \sigma_0 & 0 \leq X \leq C_s t \\ -\sigma_s & C_s t \leq X \leq 2e - C_d t \\ 0 & 2e - C_d t \leq X \leq e \end{cases} \quad (3-66)$$

在这一段时间内最主要的研究过程就是弹性压缩波的反射过程中在自由面产生的一些效应。下面我们就来详细的分析这个过程。

由已知入射的弹性压缩波（右行波）的应力为

$$\sigma_s = g\left(t - \frac{e}{C_d}\right), \quad (3-67)$$

设反射的应力波（左行波）的应力大小为

$$\sigma_x = f\left(t + \frac{e}{C_d}\right), \quad (3-68)$$

则在自由面处叠加时有 $\sigma_s + \sigma_x = 0$ 。即：

$$f\left(t + \frac{e}{C_d}\right) = -g\left(t - \frac{e}{C_d}\right) \quad (3-69)$$

因此当 $t \geq \frac{e}{C_d} - \frac{x-e}{C_d} = \frac{2e-x}{C_d}$ 时，

$$f\left(t + \frac{e}{C_d}\right) = -g\left(t - \frac{e}{C_d} + \frac{x-e}{C_d}\right) = -g\left(t - \frac{2e-x}{C_d}\right) \quad (3-70)$$

可见反射波只有当入射波到达自由端面 ($X = e$) 时才产生；反射波的波形与入射波相同，但方向相反（应力相等方向相反），也就是入射波为压缩波时，

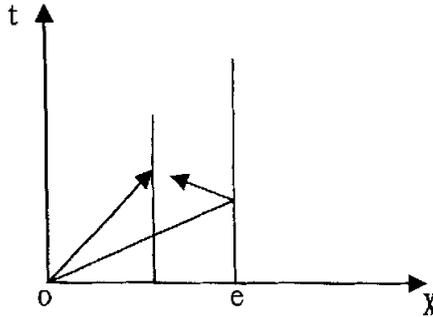


图 3-9 第二阶段弹塑性波的传播

Fig 3-9 The propagation of elastic-plastic stress wave
in the second stage

反射波为拉伸波；反之，当入射波为拉伸波时，反射波为压缩波。即在我们冲击破煤的过程中，入射波为弹性压缩波，所以反射波为拉伸波，并且有应力值的大小为入射波应力的大小，即 $\sigma_x = -\sigma_s$ 。

在这段时间内的应力波传播如图（3—9）所示。

若设入射压缩波的波形为矩形，则波长为 λ 的入射波在自由面的反射过程可以用图（3—10）解释，

在图（3—10）中（a）矩形波接近自由表面；（b）入射波的 $1/4$ 被反射，在距离自由面 $\lambda / 4$ 长度内入射后压应力与反射拉应力叠加后的净应力为零；（c）入射波的 $1/2$ 被反射，叠加后的净应力恰好全部为零，但是距离自由面 $\lambda / 2$ 范围内质点速度为入射压应力波质点的 2 倍；（d）入射波的 $3/4$ 被反射形成了长为 $\lambda / 2$ 的拉应力区，而在距自由面 $\lambda / 4$ 范围内的净应力仍然为零；（e）反射结束，入射压应力波全部反射形成拉应力波。在这一段反射的时间内，拉应力的最大如果大于了煤体材料的抗拉强度将会可能出现自由表面煤体的脱落现象，即我们所说的片帮脱落。

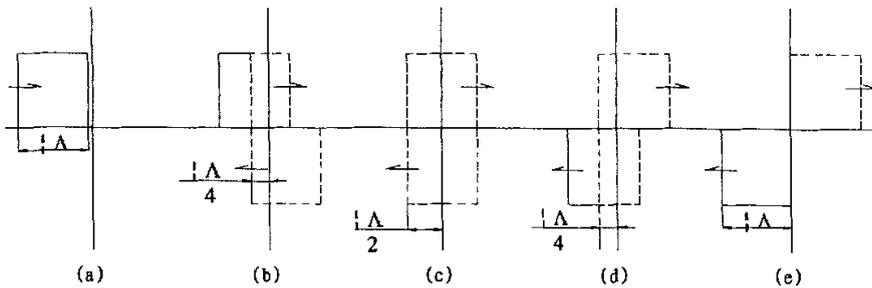


图 3—10 矩形波在自由面的反射

Fig 3-10 The reflection of rectangle wave

on freedom surface

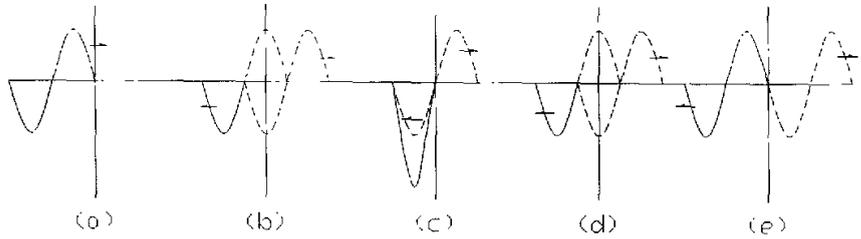


图 3—11 正弦波在自由面的反射

Fig3-11 The reflection of sinusoidal wave on freedom surface

我们经常用于研究的正弦波的反射如图(3—11)所示,这类波将会在第三阶段内形成暂时的应力升高现象,如图(3—11)中(c)所示,

由上面矩形波和正弦波在自由面的反射可以看出,选择不同的入射波形可以在自由面形成不同的应力,矩形波最大的时候就是它入射的应力,而正弦波在一段时间内的应力成了原来入射应力的两倍,拉应力的增大使得媒体有可能发生破裂。

综上所述,在 $e/C_d \leq t < 2e/(C_s + C_d)$ 时间段内,弹性压缩波反射以后形成弹性拉伸波,反射完成后,拉伸波应力幅值的大小等于反射前压缩波幅值的大小,由于煤体的抗拉强度比起抗压强度小很多,所以在自由面的附近产生拉应力的时候,有可能伴随着部分煤块从煤壁上的脱落,这就是我们在采煤工作面上常见的片帮脱落现象的原因。

最后我们来讨论第三个阶段,即时间为 $t \geq 2e/(C_s + C_d)$ 时的应力以及应力波的传播问题。在这一段时间内,是媒体内部发生应力波的叠加和干涉效应阶段,反射回来的弹性拉伸波和迎面而来的塑性压缩波发生迎面

卸载，结果会使得煤体中的应力急剧的减小，但是会使煤体介质的质点速度加倍。由两种波在会聚时的应力叠加规律可以得到，在这段时间内杆内部质点的应力状态为：

$$\sigma(X, t) = \begin{cases} \sigma_0 & 0 \leq X \leq C_s(t - \frac{2e}{C_s + C_d}) \\ \sigma_0 - \sigma_s & \frac{2eC_s}{C_s + C_d} < X < e \end{cases} \quad (3-71)$$

在会聚的时间内形成反射波，其中弹性波向杆端传播，而塑性波被卸载后，以应力 $\sigma_0 - \sigma_s$ 向自由面传播，但是由于现实中在杆端 $X < 0$ 的时候仍然有煤体存在，所以并不会发生反射，所以也就不会产生波之间的相互作用了，只有向自由面传播的塑性卸载波有可能在自由面反射后继续向杆端传播，但是本身也不会发生波之间的相互作用了。

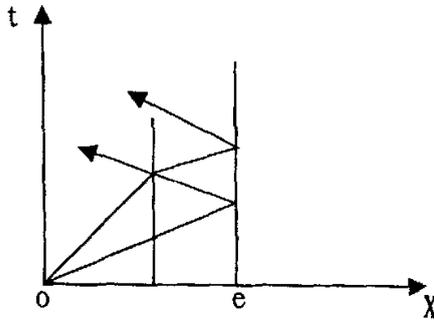


图 3-12 第 3 阶段弹塑性波的传播

Fig 3-12 The propagation of elastic-plastic stress wave in the third stage

综上所述，在第三阶段的应力波的传播如图（3-12）所示，

通过上面三个阶段的分析我们可以看到，弹塑性波在杆中传播的规律，以及各个阶段的应力大小，从式（3-49）、（3-66）和（3-71）中我

们可以看出，在单个刀齿冲击煤壁时，只有在第二个阶段内才会产生拉应力波，也就是说在单个刀齿冲击煤壁时，只有在第二个阶段才有可能产生煤块的拉破碎，但是由于这一段时间之内并没有发生波之间的作用，也就是只有一个波对煤体有拉破坏作用。但是通过第二个阶段我们对在自由面反射的波进行分析的时候，我们发现对于正弦形状的应力波，在自由面的反射时产生了波的应力的集中，同理在波的会聚的第三个阶段，如果选择一定形式的波形，在会聚的时候就不只会使波的应力减小，也有可能形成波的应力集中，产生较大的拉应力。

另外，上面我们简化的模型是应力波在其中传播的时候是恒值，没有发生衰减，但是实际上波在煤体中传播的时候是一个迅速衰减的过程，只有波在传播的初期一段很短的时间内才会有较大的应力，也就是在这一段时间内，发生了我们上述的整个过程。关于波的衰减我们在以后将会分析讨论。

3.3.2 排刀齿冲击时的应力分析

当刀齿为一排时，对于单个刀齿来说仍然是产生上节我们分析的应力状态，但是由于有了几个应力波的同时产生，就不可避免地发生各个应力波之间的叠加和会聚干涉等等现象。当然了，不同的刀齿之间的间距对叠加后的应力值的大小也有影响，其实我们应用的主要原理就在这一点，利用不同的波之间的各种作用，产生最大的拉应力值，使得煤体内部产生拉破坏，并使煤体内部存在的裂隙扩张，一直到煤壁的表面形成了冲击落煤的结果。

前面我们你们讨论杆状结构是应力波在自由面的垂直入射，实际上当冲击波传播到自由面的时候不只是垂直入射到煤体自由面

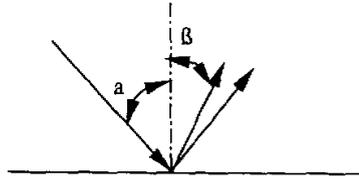


图 3—13 纵波在自由面的倾斜入射

Fig 3-13 The oblique incidence of longitudinal wave on free surface

的，有时候也会发生倾斜入射，当入射波为倾斜的时候^[7]，反射波将不会是直接返回和后来的塑性压缩波发生卸载，而是像镜面反射一样发生反射，因此在单个刀齿冲击时，由于传播在媒体中的波是以冲击作用点为中心的球面波，因此发射后的波将会是一系列的发散波，但是由于波到自由界面的时间是不一样的，所以反射的拉伸波之间也会产生相遇和叠加，也会产生应力的集中，这个集中的应力在单个刀齿冲击煤壁时对煤的松动和破碎是有一定作用的，但是对于采用排刀齿来说，最主要的应力集中不是单个刀齿产生的应力波的集中，而是相邻刀齿产生的拉应力波之间的叠加。

当纵波倾斜入射到自由边界时，在自由面上的正应力和剪应力必须为零。当纵波倾斜入射到自由边界时，在自由面上的正应力和剪应力必须为零，则会同时产生一个反射的纵波和反射的剪切波。由惠更斯原理，可以证明纵波的入射角和反射角相等，均为 α ，其剪切波的反射角为 β 。如图(3—13)由史涅尔定律得出：

$$\sin \beta = (C_{\lambda} / C_{\mu}) \sin \alpha \quad (3-72)$$

式中 β ——剪切波的波前法线与自由面的法线之间的夹角；

α ——入射纵波的波前法线与自由面法线之间的夹角。

在入射纵波转化为反射纵波和反射剪切波的过程中，每个波所获得的能量取决于入射角与介质的泊松比，通常可以用反射系数 R 进行简便计算。应用边界条件可以得到，

$$\sigma_R = R\sigma_{\lambda} \quad \tau_R = [(R+1)c \operatorname{tg} 2\beta] \sigma_{\lambda} \quad (3-73)$$

$$R = \frac{\operatorname{tg} \beta \cdot \operatorname{tg}^2 2\beta - \operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \beta \cdot \operatorname{tg}^2 2\beta + \operatorname{tg} \alpha} \quad (3-74)$$

式中 σ_R ——反射纵波的应力大小；

τ_R ——反射剪切波的应力大小。

当 $R < 0$ 时，显示出 σ_R 与 σ_{λ} 不同号，这说明原来是拉伸的波被反射后成为压缩的，压缩的则被反射成拉伸的。但是当 $R > 0$ 时反射后的波类型不变，所以我们在冲击破煤时要考虑到这一点。

由上面的分析可以看出，在冲击压缩纵波反射后变成拉伸波的时候，剪切波也随之产生，所以我们可以得到，在煤体中发生的波的作用，既有压缩波和拉伸波之间的卸载，也会有压缩波和剪切波之间的作用。但是我们要用到的是拉伸波之间的加载引起应力集中的波之间相互作用，单个刀齿冲击时显然不能形成拉伸波之间的加载，所以我们在冲击式采煤机上应用的时排刀齿冲击。

由于在不同刀齿激发的应力波之间会发生波之间的叠加，显然也就有可能发生应力的集中和卸载，会使煤体内部产生应力升高区和应力降低区，这样应力的升高和降低会使得煤体内部的裂隙充分的发展，加上应力升高区的拉应力作用，裂纹发展更为迅速，当裂纹扩展到煤体的表面时，就产

生了大块的煤块或者小的煤屑，下面我们来讨论不同刀齿激发的拉伸应力波之间的叠加和相互作用问题。

采煤机上的刀齿是有很多的，我们可以拿出相邻的两个进行讨论，其余的刀齿之间的应力波的作用是一样的，由于我们提出冲击式采煤理论利用的主要是拉应力，所以在反射的时候产生的剪切力之间的相互作用我们将先不考虑，我们主要是关注两个刀齿冲击时的拉伸应力波的相互作用。如图（3—14）为两个刀齿冲击煤壁时的拉伸应力波的相互作用示意图，从

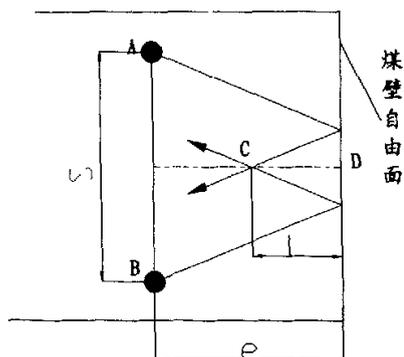


图 3—14 两个刀齿激发的纵波的传播

Fig 3-14 The propagation of longitudinal wave produced by two blades

中我们可以解出叠加后的拉应力大小，只要叠加的拉应力最大值大于煤体的抗拉强度，煤体就会发生拉破裂，这个最大值的位置距离自由面的距离就是我们能得到的最大煤块的尺寸 L 。

在上图中拉伸应力波在自由面反射后产生，并在传播到 C 点的时候相遇并发生应力的叠加，在冲击时刀齿产生的球面波上，应力的方向与波传播的方向一致，如图中箭头所示。两个拉应力波叠加的时候必然会使应力增大，但是它们不是迎面叠加，它们之间有夹角 2α ，所以它们叠加后的应

力值的最大值为两个拉应力值的和。在它们叠加的时候，应力到达拉应力所能达到的最大值，也就是煤体最有可能破碎的地方，由图上可以看出煤块最大的尺寸为 L 。

由以上的分析我们可以看出排刀齿冲击时比单个刀齿冲击时有如下的优点，对于单个刀齿冲击时，主要的破煤拉应力是应力波在反射时形成的拉应力，并且此应力在和冲击产生的塑性波发生作用时可能发生卸载，从而减小拉应力的作用；而排刀齿不但利用了这个反射的拉应力，而且相邻刀齿产生的拉应力还可能产生应力的叠加，从而可以产生更加高的拉应力幅值，因此，排刀齿充分地利用了冲击的能量进行破煤，从而提高了能量的利用率；另外排刀齿利用还有利于节省冲击进入煤体时的能量，较小的刀齿可以更加容易的进入煤体。

本章小结

本章我们利用无损的观点讨论了冲击式采煤的整个过程的效应，从开始阶段的压实核的形成，到中间阶段应力波的产生及其类型，再到最后各种应力波在煤体中的传播、反射和应力波之间的作用，其中压实核问题中我们讨论了压实核的形成机理以及它在冲劈过程中的作用；第二阶段我们重点研究了压实核形成后对煤体的作用过程中产生的应力波的种类以及这些应力波产生的顺序和各自特点；应力波的作用阶段我们把单个刀齿和排刀齿冲击分别进行了讨论，得出了排刀齿冲击时比用单个刀齿冲击时的一些优点。

第四章 冲击破煤过程中的几个问题

在研究冲击式破煤的过程中我们遇到许多的问题，例如冲击刀齿的形状和应力波波形的关系；冲击力的大小和刀具的质量以及冲击速度的关系；冲击波在煤体传播过程中的衍射问题；冲击应力大小和煤体的破碎块度之间的关系；冲击波在传播过程中的能耗问题等等。由于我们的研究水平和实际条件的限制，有些我们能够通过一些计算和实际的数据进行解决和解释，但是也有一些不能够给出明确的解释，只能进行一些定性的说明的推理，而不能定量的准确的给出结果。下面我们来对以下几个问题进行单独的说明和计算。

4.1 冲击破煤的能耗问题

刀具在冲击煤体的过程中，能量从刀具传播到煤体，冲击能量首先在刀具与煤体的接触点形成压实核，然后通过压实核传入煤体的内部。当冲击的压缩波沿煤体传播时，在冲击波击的一定范围内，全部裂隙将被紧密压缩起来，使得压缩波顺利通过。与此同时，运动的岩块表面质点与位于波前的前缘的单个岩块相互撞击产生非弹性冲击。在撞击的过程中，部分能量消耗在形成新的裂隙上。

也就是说，冲击破煤的能量来源是冲击器械的冲击能量。能量并不能全部的转化为破煤的能量，其中有一部分消耗在了冲击器械的热能和刀具

与煤壁的摩擦的热能。而传入煤体的能量又分成了几部分。其中有使压实核的煤体粉碎并压实的能量、使破碎煤体内部的裂隙闭合的能量、应力波在煤体内部传播时与煤体摩擦消耗的能量、使破碎煤体从煤壁上脱落时克服的表面能以及煤体从煤壁上脱落时的动能。

应力波进入煤体后就会向周围传播，应力波传播到煤壁的自由面以后就会形成反射波，在返回的过程中反射波与入射波的后部相遇，将发生会聚和干涉，压缩波相互作用形成了拉应力波，由于煤的抗拉应力远远小于其本身的抗压应力，而且在煤所处的采场地应力下，煤很容易产生裂隙。当裂隙足够大并且传入待碎煤块的应力波的能量足够多的时候，煤块便会克服其本身的表面能，从整体煤壁上脱落下来，形成了冲击落煤的全过程。

应力波通过压实核进入煤体后，由于能量的消耗而使得波的振幅逐渐衰减，从而使得波的应力逐渐减小。因为正弦波的应力 σ_0 可以表达为

$$\sigma_0 = A_0 \sin\left[\omega\left(t - \frac{x}{C_1}\right) + \phi\right] \quad (4-1)$$

式中 A_0 、 ω 、 C_1 、 ϕ 分别表示正弦波的振幅、频率、波速和初始相位。

由于波在均匀介质中的衰变率是一个常数，那么煤体中也可以近似地看作是一个常数 η 。假设应力波出发点为0，那么距离出发点距离为 x 处的应力 σ 为

$$\sigma = A_0 e^{-\eta x} \sin\left[\omega\left(t - \frac{x}{C_1}\right) + \phi\right] \quad (4-2)$$

由以往的研究可以知道能量的衰减率是振幅衰减率的两倍即 2η 。所以能量 ω 在距离应力波出发点为 x 的地方为

$$\omega = \omega_0 e^{-2\eta x} \quad (4-3)$$

应力波的衰减率 η 可以从衰减波形的示波图里面测得：衰减率 $\eta = \Delta'(\nu/C_1)$

$$\text{其中 } \Delta' = \frac{1}{n} \ln\left(\frac{\sigma_1}{\sigma_{n+1}}\right) = \frac{1}{n} \ln\left(\frac{A_1}{A_{n+1}}\right)$$

只要从示波图里面测得第一个周期和任意其它一个周期的振幅的衰减量，也就是应力的衰减量，就可以得到 η 。

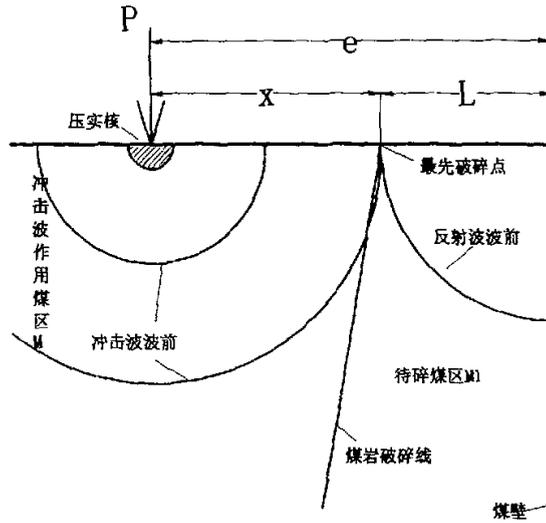


图 4—1 冲击破煤全过程示意图

Fig 4-1 The diagram of proceed of compact-cutting coal

依据冲击规律，假如冲击压缩波前后面的煤块质量为 M ，破裂处质点速度则为 V ，待脱落的煤块质量为 M_1 ，则冲击后能量的损失为

$$E_n = \frac{1}{2} M_1 \frac{M}{M + M_1} (1 - K^2) V^2 \quad (4-4)$$

式中 K ——冲击恢复系数。

由于 M 远大于 M_1 , 则上式可变为 $E_n = \frac{1}{2}M_1(1-K^2)V^2$

损失能量中, 一部分是煤块破碎脱落, 其能量的比例系数用 ξ_p 表示; 其余的能量在 M_1 和 M 之间重新分配。

如果尺寸为 x_1 的煤块破碎成平均尺寸为 x_k 的小块。则形成的新表面为:

$$S_k = 6x_k^2 \frac{N_k}{K_a^2} - S_0 \quad (4-5)$$

式中 N_k —— 形成尺寸为 x_k 的新矿块数量, $N_k = x_1^3 / x_k^3$;

S_0 —— 原始表面积, $S_0 = 6x_1^2 / K_a^2$;

K_a —— 表面折算系数。

若形成单位表面所消耗的能量即破碎单位面积所需要的表面能为 E , 对于尺寸为 x_1 的煤块破裂, 其散逸的最小能量至少相当于在煤块里形成面积为 x_1^2 的新裂隙面的能量, 即为

$$E_{\min} = \frac{Ex_1^2}{K_a^2} \quad (4-6)$$

由此可以写出如下能量平衡方程:

$$\frac{6E}{K_a^2} \left(\frac{x_1^3}{x_k} - x_1^2 \right) = \frac{1}{2} \xi_p M_1 (1-K^2) V^2 - \frac{Ex_1^2}{K_a^2} \quad (4-7)$$

当 $M_1 = x_1^3 \rho$, 由上式可以得出

$$x_k = \frac{x_1}{\frac{1}{6} \left[\frac{x_1 (1-K^2) \xi_p \rho V^2 K_a^2}{2E} - 1 \right] + 1} \quad (4-8)$$

在上式中如果

$$\frac{x_1(1-K^2)\xi_p\rho V^2 K_a^2}{2E} = 1 \quad (4-9)$$

则煤块不会破碎。这表明冲击时消耗的能量比 E_{in} 还小。

因此可以得到如下结论：冲击时消耗的能量比最小散逸能量还小的时候，煤块不会因为受到非弹性冲击而破碎。即：要想使煤块破碎，必须要使冲击时消耗的能量大于最小的散逸能。

通过以上的计算与分析可以得到如下结论：

(1) 破碎煤体的能量分成了使压实核的煤体粉碎并压实的能量、使破碎煤体内部的裂隙闭合的能量、应力波在煤体内部传播时与煤体摩擦消耗的能量、使破碎煤体从煤壁上脱落时克服的表面能以及煤体从煤壁上脱落时的动能几个部分。

(2) 要想使煤块破碎，必须要使冲击时消耗的能量大于最小的散逸能。

4.2 冲劈厚度的问题

煤体在拉应力波的作用下会形成独立煤块从煤壁上剥落下来。当煤体中入射波的应力幅值比较低，可能只产生单层剥落。而在高幅值入射波的情况下，则会产生多层剥落，并且剥落部分将有足够的速度使它自己破裂。

为了能使破碎的煤块度适中，我们需要的是单层剥落，即：瞬间应力脉冲的反射波与入射波前的后部发生干涉产生的拉应力值，有一次机会达到或者超越煤体的抗拉水平即抗裂强度，用 σ_c 表示。在单层剥落的情况下，若入射应力波为已知，则可以计算出剥落速度。

若入射应力波的应力函数为 $\sigma(t)$ ，煤体的密度为 ρ ， C_1 为波速，则单层剥落的速度为

$$V = \frac{1}{\rho L} \int_0^{t_1} \sigma(t) dt \quad (4-10)$$

其中 L ——剥落的厚度；

t_1 ——波前在剥落层的入射和反射时间； $t_1 = 2L/C_1$

若应力函数为正弦函数，则剥落速度为

$$\begin{aligned} V &= \frac{1}{\rho L} \int_0^{2L/C_1} A \sin[\omega(t - \frac{x}{C_1}) + \phi] dt \\ &= \frac{2A}{\rho L \omega} \sin(\phi + \frac{L-x}{C_1}) \sin \frac{L}{C_1} \end{aligned}$$

若要使得煤块脱落，则 $V > 0$ ，即：

$$\frac{2A}{\rho L \omega} \sin(\phi + \frac{L-x}{C_1}) \sin \frac{L}{C_1} > 0$$

由于在实际情况中 $\sin \frac{L}{C_1} > 0$ ，则上式中只需要 $\sin(\phi + \frac{L-x}{C_1}) > 0$ ，于是

得到：

$$x - C_1(2k\pi + \phi) < L < C_1(2k\pi + \pi - \phi) + x \quad (4-11)$$

由图(3—14)可知冲劈厚度 $e = L + x$ ；所以有冲劈厚度与煤块最大尺寸的关系：

$$2L - C_1(2k\pi + \pi - \phi) < e < 2L + C_1(2k\pi + \phi) \quad (4-12)$$

此式中 k 为整数。

在冲击破煤的过程中，最主要的一个参数就是拉应力值的大小，事实上这个值的大小和弹性压缩波的初始应力的大小 σ_s 即煤体的动态屈服极限值有密切的关系。

如图 (3—14) 中若拉应力波在 C 点相遇发生叠加，则从刀齿 A、B 传播到 C 点的拉应力值的大小都是 $\sigma = \sigma_s e^{-\eta x}$ ，其中 $x = (e + L) / \cos \alpha$ ，在叠加时产生的最大拉应力为 $2\sigma_s e^{-\eta x}$ ，由于煤块最大尺寸 L 总要小于冲劈厚度 e，所以可以计算得到 x 的最大值

所以要想使煤体发生破碎必须要有最大拉应力值要大于煤体的动态抗拉强度 $[\sigma_{拉}]$ ，即：

$$2\sigma_s e^{-\eta x} > [\sigma_{拉}] \quad (4-13)$$

由此可以解出 x 的最大值

$$x < -\frac{1}{\eta} \ln \frac{[\sigma_{拉}]}{2\sigma_s} \quad (4-14)$$

即有 $\frac{(e + L)}{\cos \alpha} < -\frac{1}{\eta} \ln \frac{[\sigma_{拉}]}{2\sigma_s}$ ，因为 $\cos \alpha \leq 1$ 。所以有

$$e + L < -\frac{1}{\eta} \ln \frac{[\sigma_{拉}]}{2\sigma_s}$$

于是可以得到

$$e < -\frac{1}{\eta} \ln \frac{[\sigma_{拉}]}{2\sigma_s} - L \quad (4-15)$$

由此我们得到了另外一种最大破碎尺寸和冲劈厚度之间的关系。在实际中确定它们之间数值的真正大小的时候，我们需要把它和前面我们得到的公式 (4—12) 联系在一起考虑。

4.3 冲击力、冲击速度和有用能量之间的关系

在冲击时采煤理论研究的应用过程中，冲击力的大小是一个很关键的参数，因为它不但决定着产生的拉应力的的大小，而且还会对能量的损耗问题有重要的影响。以前人们认为冲击力越大，产生的煤块越大，破煤的速度也会加快，因而认为冲击力越大越好，其实不然。一般来说，冲击力越大，进入煤体的能量也就越多，但是同时损耗掉的能量也就越多，据研究显示，采煤机冲击时损耗掉的能量和用于破碎煤岩的能量之比对于同一岩体是一个比较固定的常数，也就是说冲击力的大小决定着损失能量的多少。因此我们在研究采煤理论时，对于一定类型的煤层，确定最佳的冲击力不但有利于我们实现破碎煤块的破碎度问题，而且会大量的减少能量的消耗，这样在经济上就会实现最合理的投入产出比。本节我们就冲击力的确定问题进行专门的讨论。

在冲击时破煤的过程中，冲击力的大小决定着冲击应力的的大小和应力波的形式，当冲击应力最大值大于煤体的动态抗压强度时，煤体中传播的是弹塑性压缩波；而当煤体的动态抗压强度大于冲击应力的最大值的时候，煤体不会发生破坏，在其内部只传播弹性波。所以在冲击时的最大应力必须要大于煤体的动态抗压强度。

冲击采煤机的刀齿冲击煤壁时刀具的质量 m 是一定的，由动能定理可以知道冲击破煤能量的来源均来自于冲击头，所以冲击速度 v 的大小和作用时间 T 对于冲击总能量的大小是起决定作用的，但是并不是所有的能够均传递到煤中，设传递到煤体中的能量占总能量的百分比（有用能量

比)为 θ ，冲击刀具冲击到煤体内部后速度减小到零，则由动量以及动能定理可以得到：

$$\begin{aligned} FT &= m_1 v_1 = mv \\ \omega_0 &= \frac{1}{2} \theta mv^2 \end{aligned} \quad (4-16)$$

上式中 F——冲击力；

v ——刀具的冲击速度；

ω_0 ——冲击作用传入煤体中的能量；

m_1 ——冲击作用区域煤体的质量，本例中可以看作是压实核质量。

v_1 ——压实核的移动速度；即压实核的半径除以冲击时间 T。

所以可以得到冲击进入煤体的总能量和冲击力之间的关系：

$$\omega_0 = \frac{\theta F^2 T^2}{2m} \quad (4-17)$$

实际上，不同的煤有不同的有用能量比 θ ，只要在实际的实验室中可以测得。这样的话，只要测得冲击力的大小和作用的时间就可以得出进入煤体的总能量。这样如果知道了煤的比能耗，就可以在确定所需破煤的尺寸的时候，选择冲击速度，一般情况下，冲击破煤的作用时间是波动很小的量。

4.4 相邻冲击刀齿之间距离的分析

由于我们在冲击式采煤机上应用的是排刀齿冲击，所以各两个相邻刀齿之间的距离的大小对我们破煤的效果会产生很大的影响。每一个刀齿在

冲击时会有一与冲击力有关的影响范围，两个刀齿之间的距离和这个影响范围的合理搭配不但对采煤的效率有提高，而且会节省能量，使产生的煤壁表面平整，适宜于下一次冲击。

对于单个刀齿的冲击影响范围上，我们在上一章已经进行了研究，即冲击时产生的拉应力在和迎面的塑性波发生叠加之前的距离，当此时的拉应力依然大于煤体的抗拉强度时，最大影响范围就是这个距离，否则影响范围就是拉应力等于煤体抗拉强度的地方。

由图(3—14)得几何关系可以得出

$$(e + L)^2 + \left(\frac{S}{2}\right)^2 = \left\{-\frac{1}{\eta} \ln \left[\frac{\sigma_{拉}}{2\sigma_s}\right]\right\}^2 \quad (4-18)$$

解这个方程可以得到

$$S = 2\sqrt{\left(-\frac{1}{\eta} \ln \left[\frac{\sigma_{拉}}{2\sigma_s}\right]\right)^2 - (e + L)^2} \quad (4-19)$$

由此可以看出，刀齿的间距和我们选择的最大冲劈厚度以及最大破碎块度有紧密的关系。

本章小结

本章我们讨论的冲击破煤过程中几个比较重要的问题，得出煤体要发生破坏必须要使冲击时消耗的能量大于最小的散逸能，但是我们只满足这个条件还是不行的，还要有足够大的瞬间冲击拉应力的产生，这样拉应力的作用使煤体中的裂纹出现扩张和新的表面，由黎氏表面理论可以知道，在这样的情况下，一旦冲击时消耗的能量大于最小的散逸能，煤就会发生

破坏。在冲击劈裂的厚度方面，第一，我们在正弦波的传播基础上通过煤层的拉应力引起的冲击剥落现象进行分析，得出了煤岩破碎的最大尺寸和冲劈厚度之间的一种不完全定量的关系；第二，我们在研究冲击产生的最大拉应力的基础上也得出了一种煤岩破碎的最大尺寸和冲劈厚度之间的单边的关系；这些可以对以前研究得出的冲劈厚度的计算方法提供一些参考。另外我们还研究了冲击力和有用能量之间的关系，得出了冲击能量和冲击力的平方成正比的关系。

第五章 冲击采煤的仿真模拟

冲击式采煤是一个很复杂的过程，我们前面讨论的过程只是我们从纯粹理论的角度进行的分析和推演。具体在采煤的过程中会出现哪些问题以及在这个冲击的过程中，煤体内部的质点的位移以及应力—应变状态是如何变化的，我们从数学公式和理论方面的表达并不是能很直观的说明了这些问题。因此，为了再现冲击采煤过程，直观地表达煤体内部质点的各方向的应力应变状态，我们利用了可以进行显示动力学分析的软件 ANSYS/LS-DYNA 对冲击过程进行了数值模拟仿真，从这里面的分析我们可以验证我们的理论分析是否正确，同时可以得出一些有用的结论。

5.1 ANSYS/LS-DYNA 的简介及程序使用方法

LS-DYNA 是 LSTC (Livermore Software Technology Corporation) 公司将显示 LS-DYNA2D、LS-DYNA3D, 热分析 LS-TOPAZ2D、LS-TOPAD3D 等程序合成一个软件包，并由 ANSYS 公司将它与 ANSYS 前后处理器连接，大大加强了 LS-DYNA 的前后处理能力和通用性。

LS-DYNA 程序是包括机和非线性（大位移、大转动和大应变）、材料非线性（100 多种材料类型）和接触非线性（30 多种）的软件。它是以 Lagrange 算法为主，兼有 ALE 和 Euler 算法；以显示求解为主，兼有隐式求解功能，或交替使用隐式-显示连续求解；以结构分

析为主，兼有热分析、流体-结构耦合；以非线性动力分析为主，兼有静力分析功能的通用机构非线性有限元分析程序，目前在国防和民用领域应用广泛。

ANSYS/LS-DYNA 采用 ANSYS 前处理生成 LS-DYNA 显示积分部分的输入数据文件，用 LS-DYNA 求解器求解生成图形文件和时间历程文件，再用 ANSYS 后处理或 LS-DYNA 后处理 LS-TAURU 显示和分析计算结果，需要隐式积分法求解可采用 ANSYS 隐式求解器，它与 LS-DYNA 显示求解器之间配有数据接口。

ANSYS/LS-DYNA 程序系统是将非线性动力分析程序 LS-DYNA 显示积分部分与 ANSYS 程序的前处理 PREP7 和后处理 POST1（通用后处理）、POST26（实践历程后处理）联成一体。这样既能充分运用 LS-DYNA 程序强大的非线性动力分析功能，又能很好地利用程序完善的钱后处理功能来建立有限元模型与观察计算结果。

ANSYS/LS-DYNA 程序系统得求解步骤为：

（一）前处理 Preprocessor 建模(用 PREP7 前处理)

- 1、设置 Preference 选项
- 2、定义单元类型 Element Type、Option（单元算法）和实常数 Real Constant
- 3、定义材料性质 Material Properties
- 4、构建结构实体模型 Modeling
- 5、进行有限元网络剖分 Meshing
- 6、定义接触界面 Contact

（二）加载和求解 Solution

- 1、约束、加载和给定初始速度

- 2、设置求解过程中的控制参数
- 3、选择输出文件和输出时间间隔
- 4、求解 Solve (调用 LS-DYNA)

(三) 后处理 POST1 (观察整体变形和应力应变状态) 和 POST26 (绘制时间历程曲线), 也可连接 LSTC 公司 后处理程序 LS-TAURUS。

在各程序模块之间传递数据的文件有:

1、ANSYS 数据文件

数据文件库(Database File)-Jobname.DB 二进制文件

图形数据文件(Results File)-Jobname.RST 二进制文件

时间历程数据文件-Jobname.HIS 二进制文件

输出文件(Output File)- Jobname.OUT ASC II文件

命令文件(Log File)-Jobname.LOG ASC II文件

2、LS-DYNA 数据文件

输出数据文件(Input File)-Jobname.K ASC II文件

重启动文件(Dump File)-D3DUMP 随机文件

图形数据文件(Plot File)-D3PLOT 随机文件

时间历程数据文件-D3THDT 随机文件

使用 ANSYS/LS-DYNA 程序时, 建议用户使用程序提供的缺省设置, 在大多数情况下, 这些设置适合求解问题。

5.2 冲击过程的模拟

模拟冲击过程时，我们是按照 ANSYS/LS-DYNA 的计算程序步骤和我们确定的材料常数以及在模型上施加采煤工作面的环境因素得到的结果。

5.2.1 仿真模型的建立和计算

本文所研究的冲击破煤过程的动力学仿真是在 LS-DYNA 环境下进行的。其仿真模型的建立过程如下：

1) 选择单元类型 煤体和刀具模型选择单元(如图 5-1)即 Solid 164，它适合模拟三维实体结构(3-D Structural solid)。

2) 选择材料模型 根据工程实际，刀具其强度和硬度远远大于

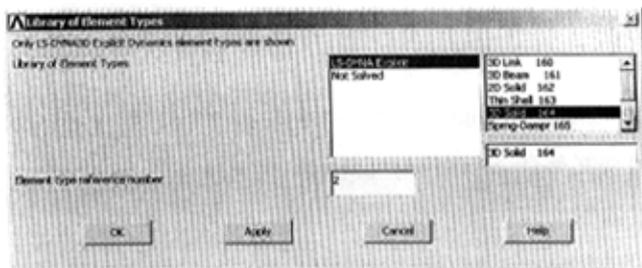


图 5-1 选择单元类型

Fig.5-1 Select the type of element

煤的强度和硬度。所以，刀具模型选用 Rigid Material 模型即刚性体，其对应的物理力学参数为：弹性模量 E : 300GPa，泊松比 0.1，

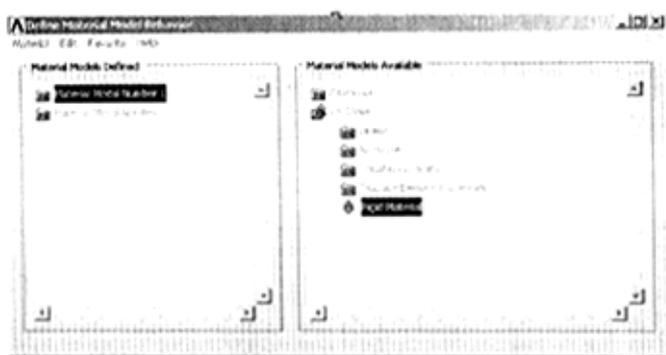


图 5-2 刀具材料类型

Fig.5-2 The type of blade material

密度为 $7800\text{kg}/\text{m}^3$ ；煤体选用非线性里面的 CP 模型，即应变率破坏

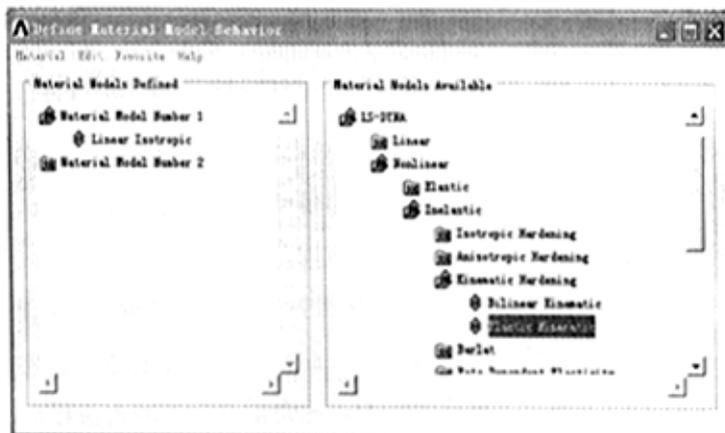


图 5-3 煤的材料类型

Fig.5-3 The type of coal material

模型，这个模型可以很好的模拟煤体材料的破坏，其对应的参数为弹性模量为 1.4GPa ，泊松比 0.3 ，屈服强度为 1MPa ，剪切模量为 $0.3E$ ，

c 值为 99.1, p 值为 5.0, 断裂应变率为 0.1, 密度 1500 kg/m^3 , (如图 5-2、图 5-3、图 5-4 所示)。

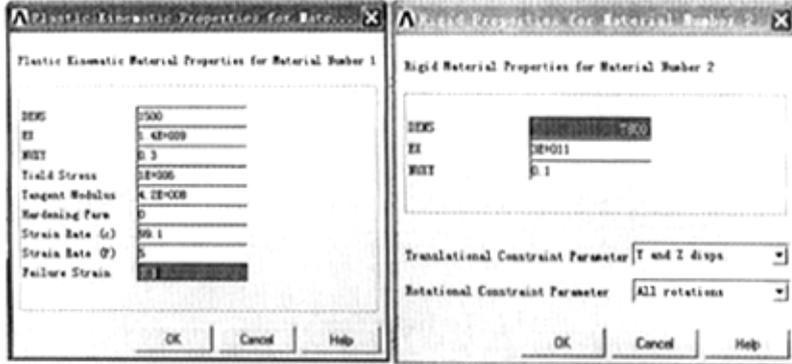


图 3-4 材料参数

Fig.3-4 The parameters of material

3) 建立模型实体 建立刀具和煤体三维实体模型。刀具的模型为刀齿固定在后方的刀架上, 煤体的模型为边长为 1500mm 的立方体块。

4) 施加约束条件 实际冲击破煤过程中, 被冲劈作用的煤壁与无限大的煤岩、顶板和底板固连在一起。同时, 煤壁受到煤岩顶板、底板压力的作用而产生明显的裂隙, 此裂隙有利于冲击破煤时煤体的断裂。冲击刀具被安装固定在刀架上, 随刀架一同冲劈煤壁。所以, 仿真模型中刀具与煤体模型应被施加合理的约束条件, 刀具模型端面被约束仅保留 X 方向上的平移自由度; 煤体模型固定不动仅存在分别平行于 XY、YZ 的两个自由面 (如图 5-5 所示)。

5) 物理模型的离散化 将新建立的实体模型网格化(如 5-5 图)其中煤体模型被划分成 27000 个(50x50x50)mm 正方体小块, 刀具模型被划分成多个四面体小块。

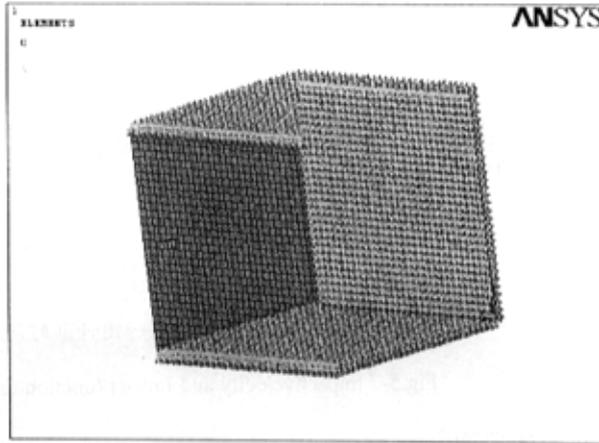


图 5-5 施加约束和网格化后的仿真模型

Fig.5-5 The simulation model controlled and meshed

6) 接触类型 冲击刀具冲劈煤壁过程中, 设定刀具与煤壁的接触类型为自由单面接触 (ASSC) (如图 5-6 所示)。

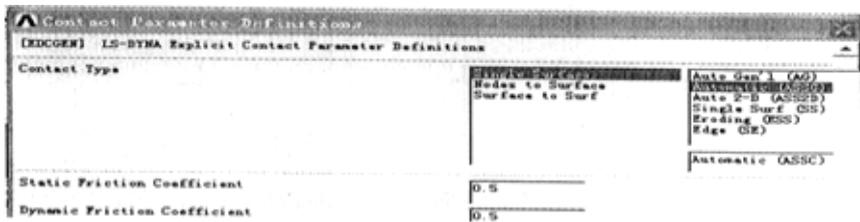


图 5-6 选择接触类型

Fig.5-6 Select contact type

7) 定义冲击作用速度和计算时间如下图 5-7,

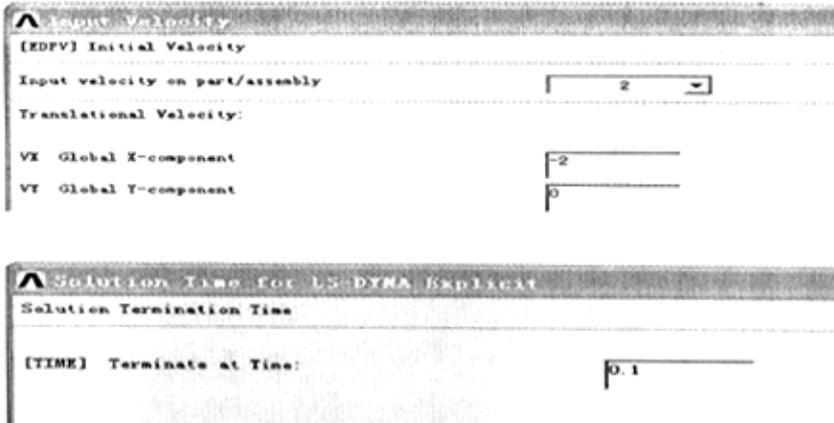


图 5-7 冲击速度图和冲击作用计算时间

Fig.5-7 Impact velocity and Impact function time

8) 开始计算图 5-8

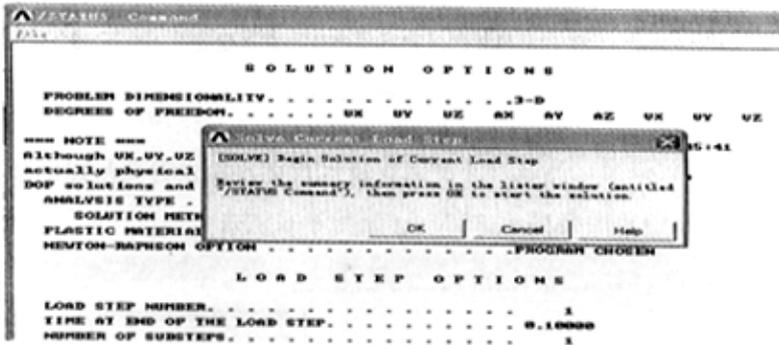


图 5-8 显示开始计算

Fig.5-8 Show calculation's begin

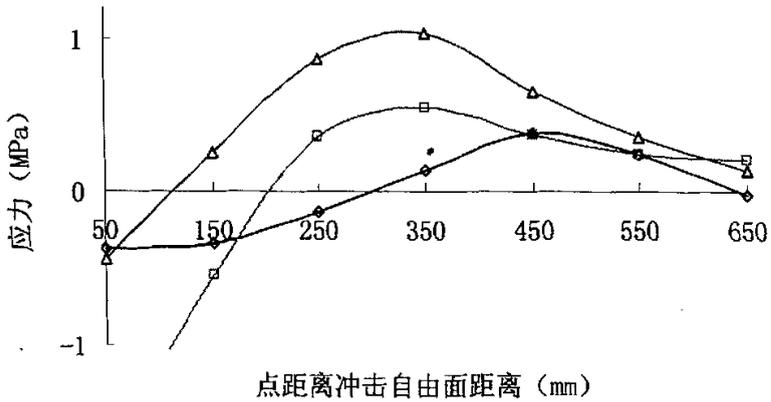
5.2.2 计算结果分析

为了查看数据，首先，我们在纵向分别选择了编号为 29359、27677、25955、24313、22631、20949、19267 的一条直线 1 上的几个点，，坐标为 (X, 750, 1300) 观察了 20ms 时和最后时刻这些点的应力时程曲线，得到如下结果,其中拉应力为正，压应力为负：

表 5-1 20ms 时所选点的应力值 (MPa)

Tab 5-1 The stress value of selected points at 20ms (MPa)

	29359	27677	25955	24313	22631	20949	19267
X	-0.375	-0.341	-0.134	0.129	0.375	0.241	-0.021
Y	-1.751	-0.546	0.349	0.546	0.364	0.240	0.200
Z	-0.422	0.246	0.861	1.032	0.650	0.351	0.130



—◆— X方向应力曲线 —■— Y方向应力曲线 —▲— Z方向应力曲线

图 5-9 20ms 时所选直线 1 上点距离冲击表面距离-应力值曲线图

Fig 5-9 The distance-stress curve of selected points on line 1 at 20ms

表 5-2 100ms 时所选点的应力值 (MPa)

Tab 5-2 The stress value of selected points at 100ms (MPa)

	29359	27677	25955	24313	22631	20949	19267
X	-0.385	-0.364	-0.127	0.020	0.275	0.141	-0.121
Y	-0.551	-0.235	0.349	0.400	0.231	0.111	0.100
Z	-0.202	0.142	0.381	0.532	0.459	0.181	0.130

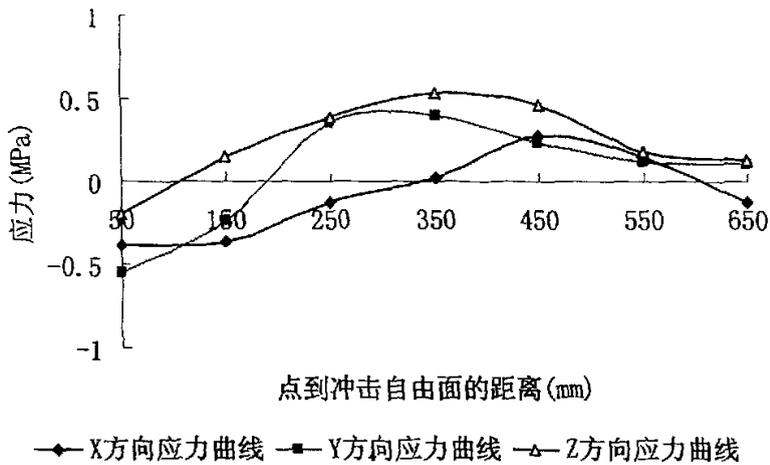


图 5-10 100ms 时所选直线 1 上点距离冲击表面距离-应力值曲线图

Fig 5-10 The distance-stress curve of selected points on line 1 at 100ms

由上面的数据和表格我们可以看出，在冲击的时候在某一时刻（20ms 和 100ms）煤体内某一直线上的应力值在所有方向由压应力变成拉应力，在远处逐渐接近于零或者重新成为压应力，这说明距离冲击点近处为压应力，随着距离冲击点的距离的增加，压应力逐渐变小，最后变成拉应力，并且在 350mm 左右出现拉应力最大值，

当距离在增加时，应力值逐渐减小最后接近于零。但是这样的应力集中是由时间限制的，由表 5-1 和表 5-2 中的数据可以看到，20ms 时煤体内质点应力比 100ms 时大得多，这说明在刚开始冲击的时候是压实核的形成阶段，煤体内部扰动刚开始，这段时间小于 20ms，大约在 20ms 时会产生最大的应力集中，再往后虽然也会产生拉应力，但是由于冲击速度变慢，冲量减小，因而产生的应力波应力值变小，并且经过传播中的衰减，就会出现一定时刻后应力幅值下降得现象。这个时间的分界并不是明确的 20ms，不同的冲击速度和冲击质量时，这个时间会有所不同。同时从两表和图中可以看出，在距离冲击表面 250mm 到 450mm 左右的区间内有拉应力的最大值，这样就说明了煤体内部质点在被冲击以后在距离冲击表面 350mm 左右处形成了拉应力的集中并达到峰值。这个形成拉应力峰值的地方就是最有可能产生煤体的破坏处。

由于我们选择的冲击质量和速度的原因，应力峰值一般不会大于 1MPa，但是我们可以从中看出应力集中的位置，由此可以判断出可能产生煤体破碎的地点为距离冲击点 300mm 左右。因为我们如果选择大的冲击力会使许多点处的煤体破碎脱落，因此冲击结束以后，这些点处的应力值很自然就变成零，这样我们就看不到最后时刻这些质点的应力分布了。

其次我们在横向也选择了编号为 549、1734、24311、24312、24313、24314、24315 的一条直线 2 上的点，这条直线距离冲击表面的距离为 350mm，具体坐标为 (1150, 750, Z) 其中 $Z > 1200$ ，具体数据如下：

表 5-3 20ms 时所选点的应力值 (MPa)

Tab 5-3 The stress value of selected points at 20ms (MPa)

	549	1734	24311	24312	24313	24314	24315
X	-0.356	-0.24	-0.123	-0.029	0.129	0.141	0.021
Y	1.021	0.46	0.22	0.546	0.546	0.651	0.730
Z	1.200	0.36	0.650	0.861	1.032	0.351	0.130

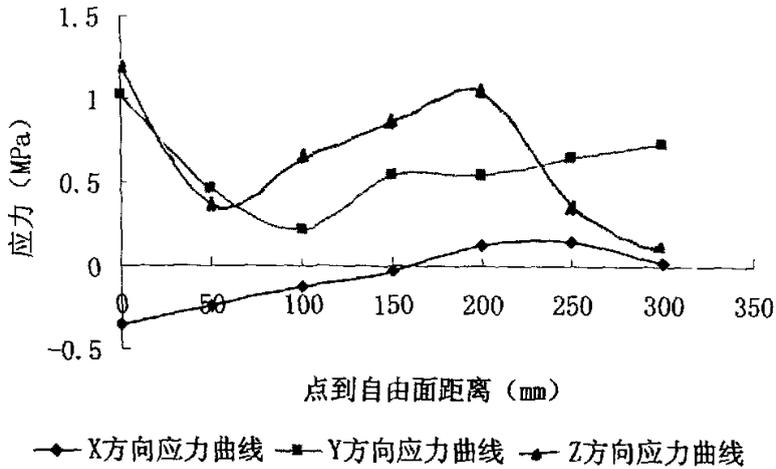


图 5-11 20ms 时所选直线 2 上点距离自由面距离-应力值曲线图

Fig 5-11 The distance-stress curve of selected points on line 2 at 20ms

由直线 2 的在不同时刻 (20ms 和 100ms) 点的应力曲线图, 我们可以看出, 在 20ms 时, 自由面处 Y、Z 方向有较大的拉应力产生, 然后变小, 又逐渐升高到应力峰值, 但是在 X 方向上产生的拉应力很小, 这是因为 Y、Z 方向在自由表面处应力波反射以后形成了拉应力波, 随着弹塑性波的相互作用拉应力会出现卸载和叠加, 因而出

现了应力值的升高和降低，同时我们还表表 5-4 100ms 时所选点的应力值 (MPa)

Tab 5-3 The stress value of selected points at 100ms (MPa)

	549	1734	24311	24312	24313	24314	24315
X	0.024	-0.14	-0.193	-0.212	-0.229	-0.250	-0.321
Y	0.564	0.459	0.400	0.230	0.368	0.139	-0.029
Z	0.489	0.38	0.267	0.357	0.157	-0.264	-0.127

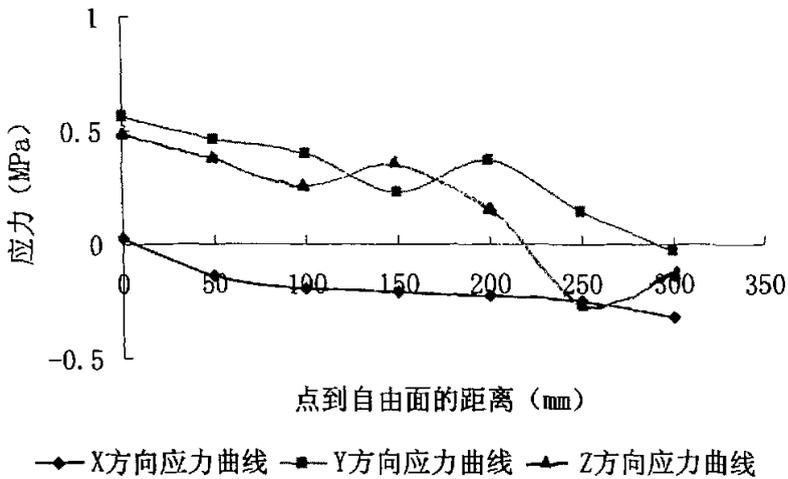


图 5-12 100ms 时所选直线 2 上点距离自由面距离-应力值曲线图

Fig 5-12 The distance-stress curve of selected points on line 2 at 100ms

可以看出，拉应力的峰值出现在距离自由面 200mm 左右的地方。但是在 X 方向上，虽然冲击方向为沿 X 方向，所以在 20ms 时的由于各种应力的相互作用压应力应力值已经很小，甚至有些地方出现拉应力，同时由于应力波的相互作用，也产生了较小的拉应力，这可能

是应力波反射时剪切波的相互作用形成的。而在 100ms 即冲击结束的时候，冲击速度的减小使产生的冲击应力变小，煤体中各点的应力值也相应的变小，这就使得在冲击作用线上的应力不论在 X、Y、Z 哪个方向上都会产生压应力，此时刀具对煤体的作用已经是纯粹的压应力了，煤体中应力波的作用已经很小。

综上所述，煤体在受到冲击时有多处地方发生破坏，首先是冲击作用点附近，这些地方是由于冲击压应力的作用使煤体破坏，另外在煤壁的自由面处也会发生煤块的脱落现象，这是由于冲击波在自由面反射产生拉应力波使煤体发生了破坏，但是这不是我们最需要的，我们重点利用的是应力波在煤体内部相互干涉作用对煤体产生的破坏，即在冲击时最有可能发生破坏的地方也就是拉应力最集中的地方不是在自由面的表面也不是在刀齿的附近，而是位于距离刀齿冲击点和自由面一定距离的质点上。

第六章 结论

本文前人所做工作的基础上，在经过了大量的准备工作以及详细的资料准备和筛选，从研究煤煤体的性质及冲击破碎的原理两个角度入手，结合已有的冲击破岩成果，利用岩石力学、断裂力学、应力波传播理论以及有限元分析方法、计算机仿真模拟等手段进行了详细的研究和分析，通过建立冲击破煤的单刀齿的简化模型着手，分析了煤体内部的应力波产生、传播和应力波之间的作用；主要结论如下：

(1) 分析了煤体的物理力学性质，从中得出煤的抗拉强度远远小于本身的抗压强度，由此充分地利用这一点性质提出了冲击式采煤的理论，冲击采煤机通过冲击刀具对煤壁进行冲击，在煤体内部产生冲击波和劈裂拉伸应力，从而使煤体发生破坏。

(2) 详细的分析了煤体冲击破碎的全过程，从压实核的形成到应力波的产生和传播以及应力波之间的叠加，到形成煤块从煤体的脱落，都进行了详细的研究，从中运用应力波传播的理论，分析了冲击产生的应力波在传播的各个阶段在煤体内部质点的应力值的大小，得出最有可能发生破碎的时刻和应力大小；另外通过分别分析单刀齿和排刀齿冲击，得出排刀齿冲击比单刀齿冲击更容易形成较大的拉应力，从而更有利于冲击破煤。

(3) 分别对冲击式采煤过程中的能耗问题、冲劈厚度为题以及冲击力、冲击速度和刀齿间距问题进行了分析，得出 (a) 冲击时能

量的分布和要想使煤块破碎，必须要使冲击时消耗的能量大于最小的散逸能；（b）控制冲劈厚度的两个方程；（c）冲击力、冲击速度和有用能量之间的关系；（d）相邻刀齿之间的距离和冲劈厚之间的关系方程。

（4）通过计算机的数值模拟技术，利用 ANSYS/LS-DYNA 对煤体进行了模拟冲击，从中得出，在冲击质量和冲击速度一定的条件下，同一时刻煤体内部质点的应力的分布图和冲击作用时间段内煤体内同一质点的应力变化情况，从数据上可以得到应力会在距离冲击作用点一定距离内产生集中，形成较大的拉应力区。

（5）本文中也有些不足之处，由于时间和实验室条件的限制，我们没有进行煤体的实际冲击和相似模拟试验，也许一些参数的确定并不是很准确；在数值模拟的时候，一些，煤体模型的建立趋于简单，不能完全反映煤体中存在的天然层理和裂隙，还有待于进一步研究补充和完善。

煤岩体的冲击破碎机理的研究是一个全新的、综合性的课题，还需要更多、更全面的实验工作。课题组负责人，太原理工大学的田取珍教授已经带领课题组成员完成了冲击式采煤机的设计并已经进行了井下试运行，新改进的采煤机，准备在新近设计完成的模拟煤壁上进行试验，相信试验过程中很多问题都将会得到解决，冲击破煤理论将会更加完善。作为田老师的弟子，非常遗憾不能继续参与这一理论的研究工作。但是，我深信在田老师与其他课题组成员的共同努力下，在不久的将来，冲击式采煤机的研制成功和使用将会为我国煤炭事业的发展做出巨大的贡献。

参考文献:

- [1] 吕力行, 压头静侵入脆性岩石引起等效压杆失稳侵入机理, 湘潭矿业学院学报, 2003年3月
- [2] 岳龙旺、田取珍, 煤体冲击破碎中应力波传递规律的研究, 太原理工大学学报, 1999年9月
- [3] 崔新壮、李卫民等, 爆炸应力波在各向同性损伤岩石中的衰减规律研究, 爆炸与冲击, 2001年1月
- [4] 王刚、刘海燕、宁建国, 冲击作用下有限长线形硬化杆的动态屈曲, 北京理工大学学报, 2003年4月
- [5] 唐柱才, 冲击载荷下结构动态屈曲的数值研究, [学位论文], 大连, 大连理工大学, 2004年
- [6] 王礼立, 应力波基础, 北京, 国防工业出版社, 1985年
- [7] 宋守志, 固体介质中的应力波, 北京, 煤炭工业出版社, 1989年
- [8] 徐小荷、余静, 岩石破碎学, 北京, 煤炭工业出版社, 1984年
- [9] 田取珍、刘混举等, 冲击式采煤破煤机理的研究, 太原理工大学学报, 1998(2)
- [10] 田取珍、刘混举等, 冲击式采煤的研究, 煤炭学报, 1998(6)
- [11] 杜三虎、田取珍, 冲击破煤机理的初步探讨, 西安矿业学院学报, 1998(2)
- [12] 洪起超, 工程断裂力学基础, 上海交通大学出版社, 1986年

- [13] 马少健、陈炳辰, 冲击力的测定及其建模研究, 广西大学学报, 2001年3月
- [14] 尹冠生、郑碧玉、吴捷, 粘弹性地基上弹性板受连续冲击载荷作用的动力响应分析, 长安大学学报, 2002年5月
- [15] M. A. 巴拉霍那、H. B. 米勒、F. D. 王、S. S. 汉, 高频冲击射流技术在地下采矿和地下巷道掘进中的应用, 地下开采, 1998年第3期
- [16] 单晓云、李占金, 分形理论和岩石破碎的分形研究, 河北理工学院学报, 2003年5月
- [17] 盛建龙、刘新波、朱瑞庚, 分形理论及岩石破碎的分形特征, 武汉冶金科技大学学报, 1999年3月
- [18] 段乐珍、徐国元、朱成忠, 冲击破岩时破碎区扩展规律数值模拟, 中南工业大学学报, 1998年10月
- [19] 胡柳青、李夕兵、赵伏军, 冲击荷载作用下岩石破裂损伤的耗能规律, 岩石力学与工程学报, 2002年12月
- [20] 周维垣、剡公瑞, 岩石、混凝土类材料断裂损伤过程区的细观力学研究, 水电站设计, 1997年3月
- [21] M. 鲍莱茨基、M. 胡戴克著, 于振海、刘天泉译, 矿山岩体力学, 北京, 煤炭工业出版社, 1994年5月
- [22] 钱鸣高、刘听成, 矿山压力及其控制, 北京, 煤炭工业出版社, 1991
- [23] 田取珍、岳龙旺, Impact Coal Cutting And Testing. Journal of Coal Science & Engineering(China) 1999(2)
- [24] 田取珍、康立勋等, Experimental study on the mechanism of coal and rock breaking by impact, 1999, International Symposium on Mining Science and Technology

- [25] 于杰、Peter K Law、蔡长安、叶明亮, Impact fatigue crack propagation GUIZHOU SCIENCE, JUN, 2000
- [26] Shen、H. W. Hardy Jr、H. R. KhairA. W. , Laboratory Study of Acoustic Emission and Particle Size Distribution during Rotary Cutting, International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts Volume: 34, Issue: 3-4, April 6, 1997, pp. 635-636
- [27] Niu Dongmin, Mechanical model of coal cutting, International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts Volume: 32, Issue: 4, June, 1995, pp. 169A
- [28] Dubinski. J. 、Stec. K., Assessment of seismic hazard from the focal mechanism parameters of mining tremors, International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts Volume: 33, Issue: 8, December, 1996, pp. 341A
- [29] Nazimko, V. V.、Peng, S. S.、Laptev, A.、Alexandrov, S.、Sazhnev, V. , Damage Mechanics Around a Tunnel Due to Incremental Ground Pressure, International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts Volume: 34, Issue: 3-4, April 6, 1997, pp. 655
- [30] Empirical and analytical models of cutting process of Rocks
Journal of Mining Science 2000年9月/10月
- [31] Influence exerted by the shape of cutting wedge on the chip size. Journal of Mining Science 2001年5月/6月
- [32] Lankfork. J, The role of tensile micro-fracture in the strain

rate dependence of compressive strength of fine-grained limestone-analogy with strong ceramics. Int J Rock Mech Min & Gromech Abstr. 1981.18:173~175.

攻读学位期间参加的科研项目及发表的学术论文

参加的科研项目：

导师的国家自然科学基金项目：冲击破煤理论的研究

导师的原煤炭部基金资助项目：冲击式采煤机的研究

发表的学术论文：

冲击破煤过程中能量耗散的理论分析 太原理工大学学报

致 谢

本课题是在我的导师田取珍教授的指导下完成的。从选题、确定论文大纲、试验方案设计、试验数据分析和处理，每一步工作中都包含了田老师的一份心血。田老师的严谨的工作作风，一丝不苟的治学态度都是值得我学习和借鉴的。田老师不但在学习上给予我极大的帮助，在生活上也给予了无微不至的关怀。在此，谨向田老师致以最诚挚的谢意。

对在我攻读硕士学位期间所有关心、帮助和支持我的张东峰、丰建荣等老师们表示最真挚的感谢和最美好的祝愿。

衷心地感谢含辛茹苦养育我的父母，在我学习期间对我的无私的付出和支持，在进行论文过程中得到孙健新、程玉军、项秀丽、赵正军的大力协助，在此致以衷心地感谢；另外我还要感谢在我生活中互相帮助的谢生荣、李祥春、陈金华等同学。

同时非常感谢各位专家和老师能够在百忙之中对我的论文加以审阅，在此向你们表示诚挚的谢意。

作者 2005年4月