

国家自然科学基金委员会与神华集团有限责任公司联合资助项目（U1261202）资助
国家自然科学基金项目（41604082）资助

矿井地震方法与技术

刘盛东 王勃 章俊 路拓 著

Kuangjing Dizhen
Fangfa Yu Jishu

中国矿业大学出版社

国家自然科学基金委员会与神华集团有限责任公司联合资助项目(U1261202)资助
国家自然科学基金项目(41604082)资助

矿井地震方法与技术

刘盛东 王勃 章俊 路拓 著

中国矿业大学出版社

内 容 提 要

矿井地震勘探是指在煤矿井巷工程中进行的各种地震勘探技术的总称。本文研究了矿井巷道地震波场特征;介绍了在巷道迎头有限空间内可实施的反射波探测技术、转换波探测技术、散射波探测技术、槽波探测技术和面波探测技术,通过室内与现场试验表明,巷道迎头地震超前探测技术可有效保障巷道掘进安全;介绍了工作面三分量地震透射勘探,并将叠前绕射偏移运用到透射勘探技术中。在矿井突(透)水预报和瓦斯防突方面,结合矿井电法、矿井瞬变电磁法的综合对比,实际效果验证认为矿井地震勘探对于矿井小构造及地质异常的地震分辨率能够满足煤矿安全生产需求。

本书可供相关专业研究人员和学生参考,也可供矿井现场工作人员参考。

图书在版编目(CIP)数据

矿井地震方法与技术 / 刘盛东等著. —徐州:中国矿业大学出版社, 2016. 12

ISBN 978 - 7 - 5646 - 3348 - 6

I. ①矿… II. ①刘… III. ①煤矿—地震勘探—研究 IV. ①P618.110.8

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2016)第 288772 号

书 名 矿井地震方法与技术

著 者 刘盛东 王 勃 章 俊 路 拓

责任编辑 陈 慧

出版发行 中国矿业大学出版社有限责任公司

(江苏省徐州市解放南路 邮编 221008)

营销热线 (0516)83885307 83884995

出版服务 (0516)83885767 83884920

网 址 <http://www.cumtp.com> E-mail: cumtpvip@cumtp.com

印 刷 徐州中矿大印发科技有限公司

开 本 787×1092 1/16 印张 14.5 字数 362 千字

版次印次 2016 年 12 月第 1 版 2016 年 12 月第 1 次印刷

定 价 36.00 元

(图书出现印装质量问题,本社负责调换)

前 言

矿井地震勘探是指在煤矿井巷工程中进行各种地震勘探技术的总称,主要包括巷道底板、侧帮、迎头以及巷道钻孔中的反射波地震勘探、面波勘探,巷间地震 CT,煤层槽波地震勘探,煤层折射波勘探等方法,即针对煤矿采掘中的地质条件进行的浅层与超浅层地震勘探技术。矿井地震勘探要依据矿井三维空间的井巷工程特点进行专门地震仪器与方法研究,要结合探测的地质异常特点进行探测技术的针对性研究,在地下空间与数据采集、处理解析上具有多样性,在探采对比上具有实证性。出版本书的目的就是让矿井地震的方法与技术相对系统化。

20 世纪 50 年代,俄罗斯、美国、加拿大、英国、印度、德国、澳大利亚、波兰等产煤国都进行了矿井物探方法研究,1960 年西德克雷教授提出了槽波地震原理,1980 年取得煤层内断层槽波地震探测方法与技术,研制了 MOH、SEAMEX-80、SEAMEX-85 型号的防爆槽波地震仪;匈牙利研制了 SSS-1 型槽波地震仪。80 年代,煤炭科学研究总院重庆分院左德坤在煤炭科学基金支持下研究了矿井地震探测方法与技术;淮南矿业学院王鹤龄教授专门研制了反射波地震探测方法与仪器,完成了 KDY-1 矿井地震仪并获得国家技术发明二等奖和国家科技进步二等奖。90 年代以来,煤炭科学研究总院西安分院开展国产槽波地震仪与巷道瑞雷面波探测方法与仪器研制;1994 年,中国矿业大学刘天放、潘冬明、李德春、李海山完成了《槽波地震勘探》专著;中国矿业大学(北京)彭苏萍、朱国维开发了 ITS-1 型矿井多波地震仪,用以探测井下煤层构造;刘盛东、张平松提出了矿井震波 CT 与 MSP(Mine Seismic Profile)矿井巷道地震超前探测技术与仪器的研制。进入 21 世纪以来,微震及声发射监测技术也开始应用于矿井,近年来,在矿井地震方面中国科学院地质与地球物理研究所滕吉文专门进行槽波地震的深入研究;刘盛东、崔若飞、王勃在国家自然基金委与神华集团的煤炭联合基金支持下,进行矿井地震处理与解析方法的研究,在安徽惠洲地质安全研究院股份有限公司的支持下,形成了矿用分布式三分量地震勘探系统、无缆矿用地震仪和随钻测震地震系统,本专著的大部分矿井地震数据来源于这些装备。

总结矿井地震方法如表 1 所示,从表中可以发现,矿井地震勘探方法主要是把地震方法直接应用于矿井三维空间。利用这些矿井地震方法对井下地质构造及异常进行探测研究,取得了一定的进展,对矿井地质学科技术的进步产

生了积极作用。目前矿井断层构造超前探测技术实际对比后准确性在 80% 左右,矿井地震方法在有限探测空间范围内,受到巷道围岩松动圈、震源声波、工况噪声与电气干扰等作用,通过研究可以得到较大的抑制作用。对于矿井瓦斯防治中的突出煤层识别和矿井突水通道的探测也得到了一些有益的成果。

表 1 矿井地震勘探方法及其应用现状总结简表

可以解决的地质问题	一般方法	方法特点
巷道地震勘探	① 折射法;② 反射法; ③ 层析技术	探测剩余煤厚、底板岩层埋深;评价隔水层稳定性;底板小构造探测
地震超前探(MSP)	巷道三分量多次覆盖观测系统	探测巷道迎头前方小构造、采空区、瓦斯异常区
槽波地震及震波 CT 勘探	① 透射法;② 反射法	探测工作面内断层、陷落柱、冲刷带、小褶曲等特征变化,评价煤厚变化、瓦斯富集等
随钻、随掘、随采地震	① 测震法;② 微震法; ③ 偏移、层析综合解析技术	钻探、采掘与地震勘探融合技术,探测、监测地质异常与工程耦合,在矿井水害、瓦斯动力灾害上具有应用前景
瑞雷波勘探	① 稳态法;② 瞬态法	划分岩层和探测顶底板小断层及岩溶;巷道迎头超前探测小构造;探测工作面内小构造
声波检测	① 直达波法;② 反射波法; ③ 折射波法;④ 多孔透射法; ⑤ 单孔折射波法	测定岩层力学参数;评价岩体质量、硐室和井巷围岩稳定性,进行工程地质分类;探测井巷、硐室围岩松动圈范围和冻结壁的冻结状态及扩展情况等

矿井地震勘探技术要求构造勘探与岩性地震勘探并重。从地震波场中进行速度、密度和吸收因子三类岩性参数和复合地震岩性参数(如波阻抗、泊松比以及断层属性)的反演计算,来预测和识别地层的岩性(包括流体性质等),在煤矿地质灾害探测预报中具有客观需求。煤矿出现群死群伤的矿难主要是煤与瓦斯突出事故和矿井突(透)水事故,这两大灾害源都与矿井地质构造有关,地质构造不仅破坏了煤岩体的完整性和稳定性,而且控制着煤层瓦斯、深部水体、地应力的分布与运移。通过探采对比,对于在煤层巷道中的小构造(落差小于

1/3 煤厚的断层)通过三分量极化动态偏移技术基本可以发现,探测距离在锤击条件下为 60 m,炸药震源条件下达到 200 m;对于突出煤层中构造煤的分辨也具有较好效果,糜棱煤表现在反射波偏移成像上出现相对集中分区性,在透射地震波上表现为低速分区,通过可靠分辨煤层内的小断层与构造煤分区的探测,为突出煤层的掘进巷道防突提供了关键技术。在矿井突(透)水预报方面,通过反射、透射地震进行断层、陷落柱等突水通道探测,反射波组特征明显、透射 CT 速度界限显著;对于老空水与煤层开采后的节理裂隙发育分布,其地震波场特征明显;结合矿井电法、矿井瞬变电磁法的综合对比,结合实际效果验证,认为矿井地震勘探对于矿井小构造及地质异常的地震分辨率能够满足煤矿防治水和瓦斯防突的需求,是可以推广应用的探测方法。

本书的编写分工为:1 章矿井巷道地震波场特征由王勃、刘盛东编写;2 章巷道迎头矿井地震超前探测由王勃、路拓编写;3 章工作面三分量地震透射勘探由余森林、刘盛东编写;4 章矿井随钻测振、岩性编录与钻探管理由刘盛东、韩韧编写;5 章防治水中的矿井地震及综合解释技术由章俊、杨彩编写;6 章瓦斯防治中的矿井地震及综合解释技术由章俊、王勃编写。统稿中得到高培国、冯洋、杨海平、姜永虎、焦国超、郑方坤、冯广迪、谢晶岩、高彬、郝家林等的帮助,同时参考了众多文献资料,在此一并表示感谢。

本书的部分地震超前探测内容是在安徽理工大学张平松、郭立全等的工作基础上开展的,特此感谢两位。

限于作者水平,书中错误和不足难免,恳请读者批评指正。

作 者

2016.9

目 录

1 矿井巷道地震波场特征	1
1.1 声波和弹性波波动方程理论	1
1.2 煤矿典型地质条件弹性波模拟	5
参考文献	15
2 巷道迎头矿井地震超前探测	16
2.1 反射波探测技术	16
2.2 转换波探测技术	74
2.3 散射波探测技术	85
2.4 槽波探测技术	94
2.5 面波勘探技术	102
参考文献	107
3 工作面三分量地震透射勘探	110
3.1 工作面多波正演与观测系统	110
3.2 体波静校正	113
3.3 数值模拟透射体波数据波速、绕射能量及弹性模量反演	118
3.4 物理模拟	136
3.5 工程现场实例分析研究	141
3.6 本章小结	145
参考文献	145
4 矿井随钻测振、岩性编录与钻探管理	146
4.1 钻头测振技术	146
4.2 钻机测振技术	154
4.3 钻探系统测振分析技术	156
4.4 随钻编录与岩性特征	159
参考文献	166
5 防治水中的矿井地震及综合解释技术	168
5.1 灰岩水探测实例	168
5.2 断层探测实例	174
5.3 陷落柱探测实例	181

5.4 本章小结	191
参考文献	191
6 瓦斯防治中的矿井地震及综合解释技术	193
6.1 瓦斯参数与地震属性参数相关性分析	193
6.2 煤层小构造探测	204
6.3 煤厚异常探测	210
6.4 水力冲孔造穴效果检验	217
参考文献	223

1 矿井巷道地震波场特征

1.1 声波和弹性波波动方程理论

在地震勘探中,物体在受到外力的作用下,内部发生了相对介质变化称之为应变,为了平衡物体内部的应变所需要的力称之为应力^[1],可基于地震波在弹性介质中传播的过程中,结合声波和弹性波方程模拟地震模型应力和应变的特征规律,利用数值模拟方法模拟复杂介质地震模型的波场特征。

1.1.1 声波波动方程及有限差分格式

地震波在弹性介质传播的实际过程中,由于各种地震波相互混杂在一起,地震波场分析就显得尤为复杂。由地震波传播规律得出,声波具有近似于弹性波的运动学和动力学特征,为了模拟实际弹性介质地震波场情况将声波近似于地震波。实际上声波就是一种纵波,这使得能够对复杂地质结构利用声波(纵波)进行模拟。

物体平衡状态下时,弹性介质的应变方程为^[2]:

$$\begin{cases} \epsilon_{xx} = \frac{\partial u}{\partial x}, \epsilon_{xy} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \\ \epsilon_{yy} = \frac{\partial v}{\partial y}, \epsilon_{yz} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \\ \epsilon_{zz} = \frac{\partial u}{\partial z}, \epsilon_{zx} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial x} \right) \end{cases} \quad (1-1)$$

弹性介质的应力方程为:

$$\begin{cases} \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} + f_x = 0 \\ \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial z} + f_y = 0 \\ \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} + f_z = 0 \end{cases} \quad (1-2)$$

应变和应力的关系为:

$$\begin{cases} \sigma_{xx} = \lambda\theta + 2\mu\epsilon_{xx}, \sigma_{xy} = 2\mu\epsilon_{xy} \\ \sigma_{yy} = \lambda\theta + 2\mu\epsilon_{yy}, \sigma_{yz} = 2\mu\epsilon_{yz} \\ \sigma_{zz} = \lambda\theta + 2\mu\epsilon_{zz}, \sigma_{zx} = 2\mu\epsilon_{zx} \end{cases} \quad (1-3)$$

将应变方程式(1-1)代入应力方程(1-2)中可得:

$$\begin{cases} \sigma_{xx} = \lambda\theta + 2\mu \frac{\partial \mu}{\partial x}, \sigma_{xy} = \mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial \mu}{\partial y} \right) \\ \sigma_{yy} = \lambda\theta + 2\mu \frac{\partial v}{\partial y}, \sigma_{yz} = \mu \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \\ \sigma_{zz} = \lambda\theta + 2\mu \frac{\partial w}{\partial z}, \sigma_{zx} = \mu \left(\frac{\partial \mu}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \end{cases} \quad (1-4)$$

当在不平衡状态下的物体方程应变和应力方程为:

$$\begin{cases} \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} + f_x = \rho \frac{\partial^2 \mu}{\partial t^2} \\ \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial z} + f_y = \rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \\ \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} + f_z = \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} \end{cases} \quad (1-5)$$

在二维条件下的 x, z 的波动方程为:

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial x} \left[\lambda \left(\frac{\partial \mu}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + 2\mu \frac{\partial \mu}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial \mu}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right] + f_x = \rho \frac{\partial^2 \mu}{\partial t^2} \\ \frac{\partial}{\partial z} \left[\lambda \left(\frac{\partial \mu}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial \mu}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right] + f_z = \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} \end{cases} \quad (1-6)$$

非均匀介质二维声波波动方程如式(1-7)所示,其中 U 是声压, ρ 是密度, V 是声波速度, $s(x, z, t)$ 是震源函数。

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial U}{\partial z} \right) = \frac{1}{V^2 \rho} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} + s(x, z, t) \quad (1-7)$$

当均匀介质时,密度 ρ 为常数,并对 t 进行二阶中心差分,可以得到:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = \frac{1}{V^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} + s(x, z, t) \quad (1-8)$$

$$\left(\frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \right)_{m,n}^k = \frac{U_{m,n}^{k+1} - 2U_{m,n}^k + U_{m,n}^{k-1}}{\Delta t^2} \quad (1-9)$$

$$\left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)_{m,n}^k = \frac{U_{m+1,n}^k - U_{m-1,n}^k}{\Delta x} \quad (1-10)$$

$$\left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)_{m,n}^k = \frac{U_{m,n+1}^k - U_{m,n-1}^k}{2\Delta z} \quad (1-11)$$

$$\left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right)_{m,n}^k = \frac{U_{m+1,n}^{k+1} - 2U_{m,n}^k + U_{m-1,n}^{k-1}}{\Delta x^2} \quad (1-12)$$

$$\left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)_{m,n}^k = \frac{U_{m,n+1}^k - U_{m,n-1}^k}{2\Delta z} \quad (1-13)$$

$$\left(\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \right)_{m,n}^k = \frac{U_{m,n+1}^k - 2U_{m,n}^k + U_{m,n-1}^k}{\Delta z^2} \quad (1-14)$$

$\Delta x, \Delta z$ 是 x, z 方向上的间隔, m 是 x 方向上的网格, n 是 z 方向上的网格, k 是时间方向上的网格,关于 x 的一阶和二阶中心差分公式,其中 Δt 是时间间隔。通过上面 x, z, t 公式可以推导出二维波动方程的有限差分方程^[3,4]:

$$\left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right)_{m,n}^k + \left(\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \right)_{m,n}^k = \frac{U_{m+1,n}^k - 2U_{m,n}^k + U_{m-1,n}^k}{\Delta x^2} - \frac{U_{m,n+1}^k - 2U_{m,n}^k + U_{m,n-1}^k}{\Delta z^2}$$

$$= \frac{1}{V^2} \frac{U_{m,n}^{k+1} - 2U_{m,n}^k + U_{m,n}^k}{\Delta t^2} \quad (1-15)$$

1.1.2 弹性波波动方程

由弹性波方程知识得,弹性波方程的矢量形式为^[5,6]:

$$\rho \frac{\partial^2 \mathbf{U}}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \mathbf{grad} \theta + \mu \nabla^2 \mathbf{U} \quad (1-16)$$

当 $\nabla = \mathbf{grad}$, $\mathbf{U} = \mathbf{S}$ 时,令位移为 $\mathbf{S}$,力为 $\mathbf{f}$, ρ 为弹性介质系数, v' 为阻尼系数, μ 为拉梅常数,震动方程为:

$$v' \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} - \mathbf{f} + \rho \frac{\partial^2 \mathbf{S}}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \nabla (\nabla \cdot \mathbf{S}) + \mu \nabla^2 \mathbf{S} \quad (1-17)$$

当 $\mathbf{f} = v' = 0$ 时,得到地震纵波波动方程:

$$\rho \frac{\partial^2 \mathbf{S}}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \nabla (\nabla \cdot \mathbf{S}) + \mu \nabla^2 \mathbf{S} = (\lambda + 2\mu) \nabla (\nabla \cdot \mathbf{S}) - \mu \nabla \nabla \mathbf{S} \quad (1-18)$$

$$\rho \frac{\partial^2 \mathbf{S}}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu) \nabla^2 \mathbf{S}$$

因此,可以得到式(1-17)等价形式^[7]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} &= v^2 \left(\frac{\partial \mu}{\partial x} + \frac{\partial \omega}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial \mu}{\partial t} &= \frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{\partial \omega}{\partial t} &= \frac{\partial p}{\partial z} \end{aligned} \quad (1-19)$$

其中 μ, ω 代表水平和垂直方向的临时变量,经过式(1-15)推导交错网格的有限差分法,进一步可以得到衰减因子方程^[8]:

$$\begin{cases} \frac{\partial p_x}{\partial p_t} + \alpha_x p_x = v^2 \frac{\partial \mu}{\partial x} \\ \frac{\partial p_z}{\partial p_t} + \alpha_z p_z = v^2 \frac{\partial \omega}{\partial z} \\ \frac{\partial \mu}{\partial t} + \alpha_x \mu = \frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{\partial \omega}{\partial t} + \alpha_z \mu = \frac{\partial p}{\partial z} \end{cases} \quad (1-20)$$

其中 $p_x + p_z = p$, p_z 和 p_x 是总速度场 p 的 z 和 x 方向的分量。 α_z 和 α_x 分别是 z 和 x 方向的吸收衰减因子^[5]。

$$\begin{cases} \epsilon_{xx} = \frac{\partial u}{\partial x}, \epsilon_{xy} = \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \\ \epsilon_{yy} = \frac{\partial u}{\partial y}, \epsilon_{yz} = \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial u}{\partial z} \\ \epsilon_{zz} = \frac{\partial u}{\partial z}, \epsilon_{zx} = \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial x} \end{cases} \quad (1-21)$$

那么利用胡克定律知识可以知道应变分量与应力分量的线性关系式^[9]:

$$\begin{bmatrix} \tau_{xx} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{zz} \\ \tau_{yz} \\ \tau_{zx} \\ \tau_{xy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & C_{15} & C_{16} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} & C_{24} & C_{25} & C_{26} \\ C_{31} & C_{32} & C_{33} & C_{34} & C_{35} & C_{36} \\ C_{41} & C_{42} & C_{43} & C_{44} & C_{45} & C_{46} \\ C_{51} & C_{52} & C_{53} & C_{54} & C_{55} & C_{56} \\ C_{61} & C_{62} & C_{63} & C_{64} & C_{65} & C_{66} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} \\ \epsilon_{yy} \\ \epsilon_{zz} \\ \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} \\ \epsilon_{xy} \end{bmatrix} \quad (1-22)$$

在地震波场中,可以将岩石间的地震波看成一种弹性波,对于模拟研究的介质可以分为各向同性介质和各向异性介质两种不同介质,由于模拟主要集中在各向异性介质,各向异性介质方程为:

$$\begin{bmatrix} \tau_{xx} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{zz} \\ \tau_{yz} \\ \tau_{zx} \\ \tau_{xy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} & 0 & 0 & 0 \\ C_{31} & C_{32} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{66} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} \\ \epsilon_{yy} \\ \epsilon_{zz} \\ \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} \\ \epsilon_{xy} \end{bmatrix} \quad (1-23)$$

由于 $C_{15}=C_{16}=C_{25}=C_{26}=C_{36}=C_{45}=C_{46}=0$, 对角线两边对称的常量相等,那么 $C_{12}=C_{21}$, $C_{13}=C_{31}$, $C_{23}=C_{32}$, $C_{14}=C_{24}=C_{34}=C_{56}=0$, $C_{66}=1/2(C_{11}-C_{12})$, $C_{11}=C_{22}$, $C_{44}=C_{55}$, $C_{13}=C_{23}$ 。

公式(1-24)为各向异性介质中平衡微分方程,其中 ρ 为密度, t 为震波传播的时间, f_z 、 f_y 和 f_x 分别为 z 、 y 和 x 方向上受到的力:

$$\begin{cases} \rho \frac{\partial^2 \mu}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\lambda \left(\frac{\partial \mu}{\partial x} + \frac{\partial \nu}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial z} \right) + 2\mu \frac{\partial \mu}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial \mu}{\partial y} + \frac{\partial \nu}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial \mu}{\partial z} + \frac{\partial \omega}{\partial x} \right) \right] + f_x \\ \rho \frac{\partial^2 \nu}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\lambda \left(\frac{\partial \mu}{\partial x} + \frac{\partial \nu}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial z} \right) + 2\mu \frac{\partial \nu}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial \mu}{\partial y} + \frac{\partial \nu}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial \nu}{\partial z} + \frac{\partial \omega}{\partial y} \right) \right] + f_y \\ \rho \frac{\partial^2 \omega}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial z} \left[\lambda \left(\frac{\partial \mu}{\partial x} + \frac{\partial \nu}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial z} \right) + 2\mu \frac{\partial \omega}{\partial z} \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial \mu}{\partial z} + \frac{\partial \omega}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial \nu}{\partial z} + \frac{\partial \omega}{\partial y} \right) \right] + f_z \end{cases} \quad (1-24)$$

当在各向同性介质条件下,将式(1-23)代入式(1-24)可以得出各向同性介质的位移方程为^[10-11]:

$$\begin{cases} \rho \frac{\partial^2 \mu}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x} \left[C_{11} \frac{\partial \mu}{\partial x} + C_{13} \frac{\partial \omega}{\partial z} \right] + C_{44} \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\partial \omega}{\partial x} + \frac{\partial \mu}{\partial z} \right] + f_x \\ \rho \frac{\partial^2 \nu}{\partial t^2} = C_{66} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \nu}{\partial x} \right) + C_{44} \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\partial \nu}{\partial z} \right] + f_y \\ \rho \frac{\partial^2 \omega}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial z} \left[C_{13} \frac{\partial \mu}{\partial x} + C_{33} \frac{\partial \omega}{\partial z} \right] + C_{44} \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\partial \omega}{\partial x} + \frac{\partial \mu}{\partial z} \right] + f_z \end{cases} \quad (1-25)$$

速度和应力的一阶运动平衡微分方程式为:

$$\begin{cases} \rho \frac{\partial V_x}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} \\ \rho \frac{\partial V_y}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial z} \\ \rho \frac{\partial V_z}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} \end{cases} \quad (1-26)$$

结合式(1-26)可得到:

$$\begin{cases} \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial t} = (\lambda + 2\mu) \frac{\partial V_x}{\partial x} + \lambda \left(\frac{\partial V_z}{\partial z} + \frac{\partial V_y}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial t} = (\lambda + 2\mu) \frac{\partial V_y}{\partial y} + \lambda \left(\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial t} = (\lambda + 2\mu) \frac{\partial V_z}{\partial z} + \lambda \left(\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial t} = \mu \left(\frac{\partial V_z}{\partial y} + \frac{\partial V_y}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial t} = \mu \left(\frac{\partial V_z}{\partial x} + \frac{\partial V_x}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial t} = \mu \left(\frac{\partial V_x}{\partial y} + \frac{\partial V_y}{\partial x} \right) \end{cases} \quad (1-27)$$

联合式(1-26)和式(1-27)得到各向同性介质一阶速度-应力弹性波方程为:

$$\begin{cases} \rho \frac{\partial V_x}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} \\ \rho \frac{\partial V_y}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial z} \\ \rho \frac{\partial V_z}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} \\ \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial t} = (\lambda + 2\mu) \frac{\partial V_x}{\partial x} + \lambda \left(\frac{\partial V_z}{\partial z} + \frac{\partial V_y}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial t} = (\lambda + 2\mu) \frac{\partial V_y}{\partial y} + \lambda \left(\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial t} = (\lambda + 2\mu) \frac{\partial V_z}{\partial z} + \lambda \left(\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial t} = \mu \left(\frac{\partial V_z}{\partial y} + \frac{\partial V_y}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial t} = \mu \left(\frac{\partial V_z}{\partial x} + \frac{\partial V_x}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial t} = \mu \left(\frac{\partial V_x}{\partial y} + \frac{\partial V_y}{\partial x} \right) \end{cases} \quad (1-28)$$

1.2 煤矿典型地质条件弹性波模拟

和地面地震勘探相比,矿井全空间超前探测有其自身的特点和方法。弹性波场在全空间内分布与传统地表基于垂直分量的纵波地震勘探存在很大的差异,其观测系统只能布置

在巷道有限空间并受煤层、顶底板、巷道空间及围岩松动圈的影响。为研究矿井巷道条件下地震波的传播特征,分别建立均匀单一界面、顶底板影响下的单一界面、巷道影响下的单一界面以及巷道围岩松动圈影响下的单一界面模型并分析了其各自的波场特征。

1.2.1 均匀单一界面模型

正演模型尺寸为 $400\text{ m} \times 400\text{ m}$, 反射界面中心位于 $x=200\text{ m}$ 处, 界面倾角 75° 。模型模拟井下超前探测采用线性观测系统, 单炮激发 21 道接收, 两分量检波器接收(水平分量 x : 平行于巷道; 垂直分量 z : 垂直于巷道)。测线位于 $z=200\text{ m}$, 炮点坐标为 $x=110\text{ m}$, 最小炮检距 10 m , 道间距 2 m 。震源选用 400 Hz 雷克(Ricker)子波, 采样间隔 $\Delta t=0.05\text{ ms}$; 计算网格间距 $\Delta x=0.25\text{ m}$, $\Delta z=0.25\text{ m}$ 。具体模型见图 1-1。

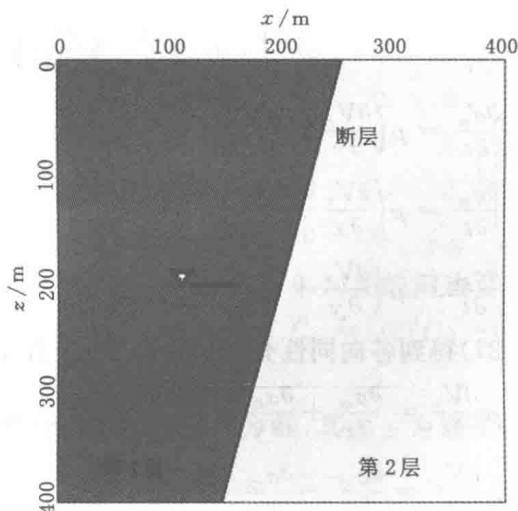


图 1-1 均匀单一界面模型

均匀单一界面模型具体参数如表 1-1 所列。

表 1-1 均匀单一界面模型参数

层序号	纵波速度/(m/s)	横波速度/(m/s)	密度/(kg/m ³)	界面 x 坐标/m	倾角/($^\circ$)
1	3 500	2 020	2 275	200	75
2	2 000	1 150	2 010		

图 1-2 为均匀单一异常界面模型 x 、 z 两分量地震记录, 从地震记录中可以识别波场中的初至波、反射波以及反射转换波, 当 P 波和 S 波传播至波阻抗界面时会发生波的转换。记录中主要波场具体为: ①直达纵波、②直达横波、③P-P 反射波、④P-SV 反射转换波、⑤SV-P 反射转换波、⑥SV-SV 反射波。同时从地震记录上可以看出和 x 分量相比, z 分量中横波的能量相对较强, 更有利于横波的接收。而在实际的井下地震数据采集, z 分量传感器的耦合和 x 分量相比较容易实现且效果较好。后续着重进行对于 z 分量的分析与处理。

图 1-3 为 z 分量在 20 ms 、 40 ms 、 50 ms 、 70 ms 的波场快照, 波场快照能更清晰地显示地震波的传播规律, 地震记录中主要波组在快照中已标出。

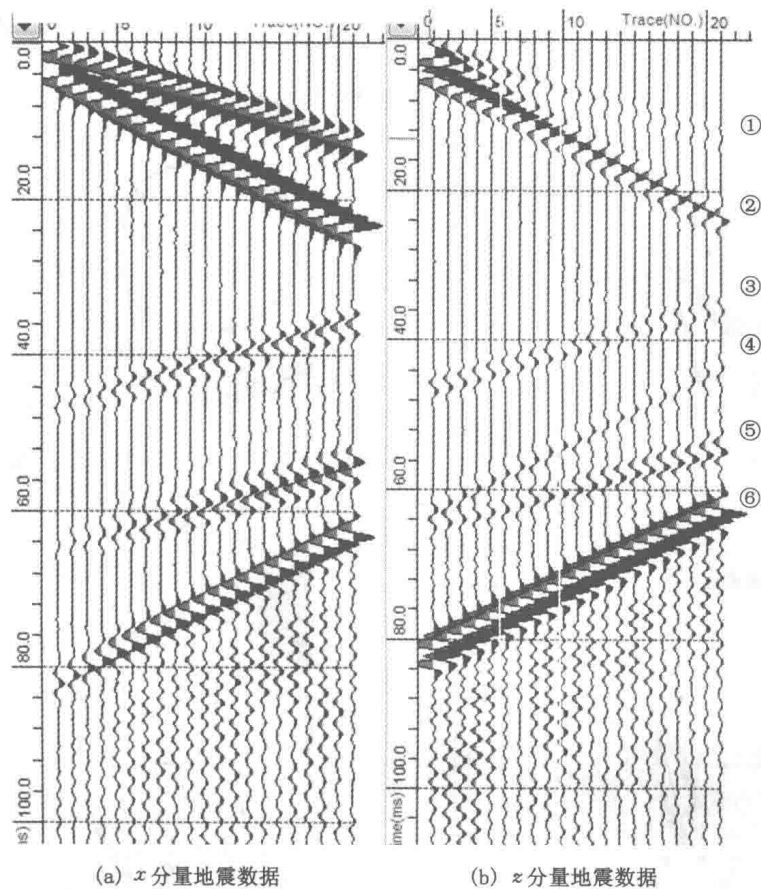


图 1-2 均匀单一界面模型地震记录

1.2.2 煤层顶底板模型

煤层顶底板模型为三层地质模型,模拟煤层顶底板对于煤层激发地震波场传播的影响,在煤层位于 $z=200\text{ m}$ 位置,煤层厚度 6 m ,反射界面中心位于 $x=200\text{ m}$ 处,界面倾角 75° 。模型模拟井下超前探测采用线性观测系统,单炮激发 21 道接收,两分量检波器接收(水平分量 x :平行于巷道;垂直分量 z :垂直于巷道)。测线位于煤层中间($z=200\text{ m}$),炮点坐标为 $x=110\text{ m}$,最小炮检距 10 m ,道间距 2 m 。震源选用 400 Hz 雷克子波,采样间隔 $\Delta t=0.05\text{ ms}$;计算网格间距 $\Delta x=0.25\text{ m}$, $\Delta z=0.25\text{ m}$ 。具体模型见图 1-4,模型具体参数见表 1-2。

表 1-2 煤层顶底板条件下一异常界面模型参数						
层序号		纵波速度/(m/s)	横波速度/(m/s)	密度/(kg/m ³)	界面 x 坐标/m	倾角/(°)
1	顶板	3 500	2 020	2 275	200	75
	煤层	2 500	1 450	2 200		
	底板	3 500	2 020	2 275		
2		2 000	1 150	2 010		

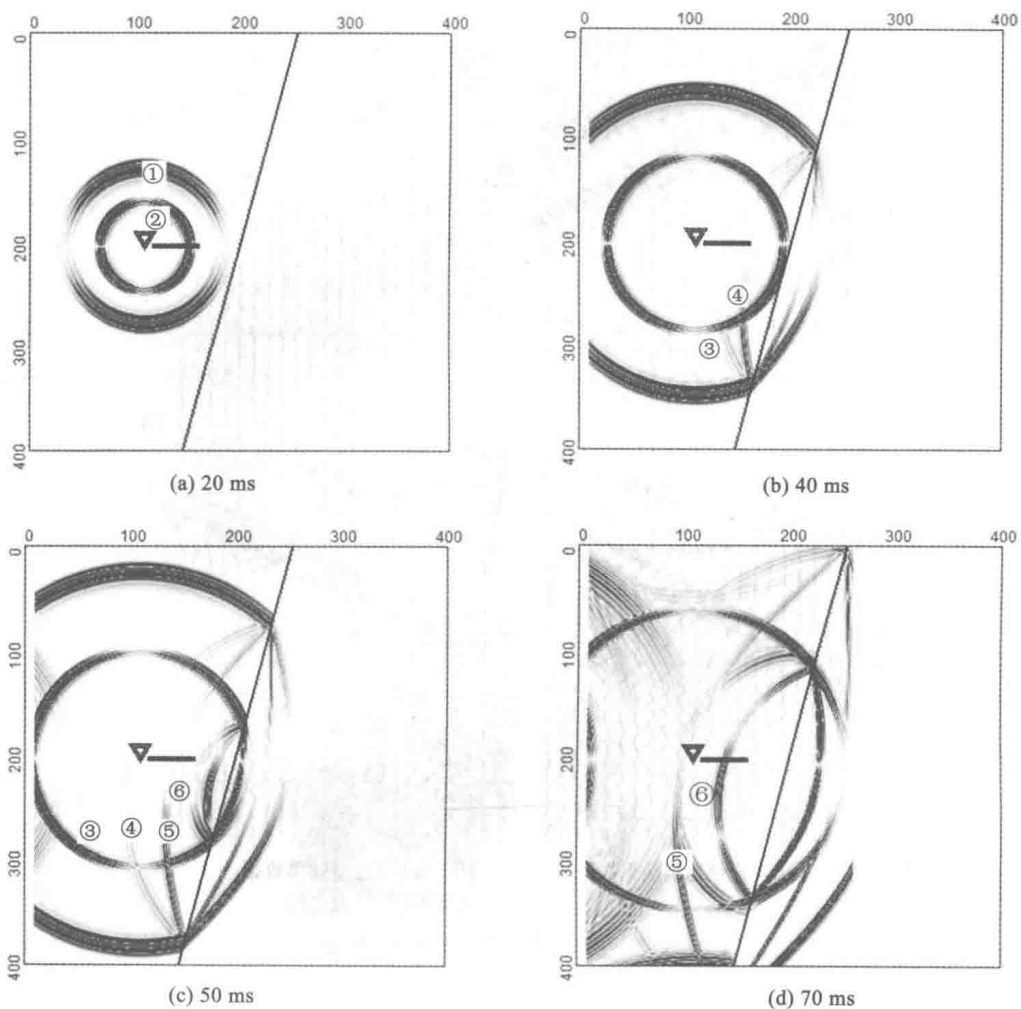
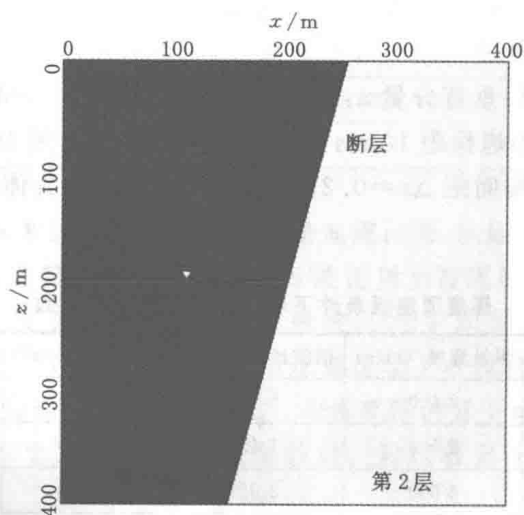
图 1-3 均匀单一界面模型波场快照(z 分量)

图 1-4 煤层顶底板条件下单一异常界面模型

图 1-5(a)为煤层中激发的 z 分量地震记录,从地震记录中可以识别波场中的初至波、反射波以及反射转换波。但是其波场和均匀介质模型相比存在一定的差异,主要表现在:

(1) 低速煤层的引入使得地震波的纵横波的传播速度降低,直观地表现为波形在时间上的延迟;

(2) 低速煤层的引入使得地震波在煤层与底板的分界面附近以面波(Surface Wave)的形式传播,面波能量较强,直达横波难以识别;

(3) 在地震记录中出现了能量较强的直达槽波(Direct In-seam Wave)[图 1-5(a)中⑦]和反射槽波(Reflected In-seam Wave)[图 1-5(a)中⑧]。

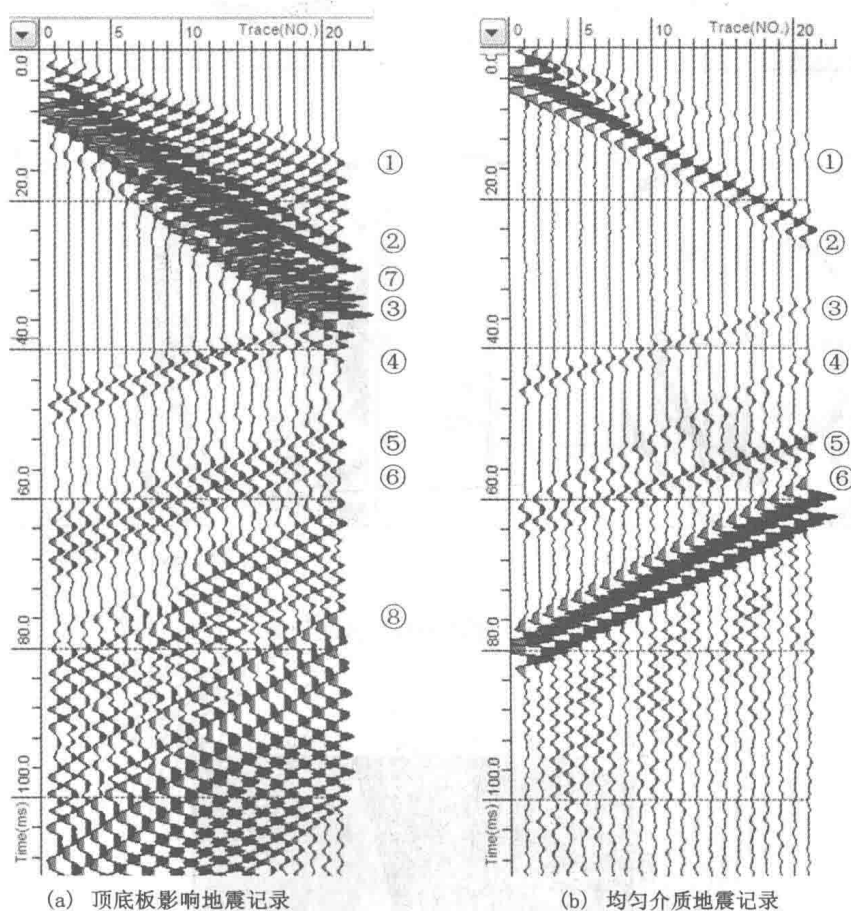


图 1-5 顶底板条件下单个异常界面模型地震记录

图 1-6 为 z 分量在 20 ms、40 ms、60 ms、80 ms 的波场快照。

1.2.3 巷道模型

巷道模型中巷道轴线位于 $z=200$ m 位置,巷道迎头位于 $x=160$ m 处,巷道宽度 6 m;反射界面中心位于 $x=200$ m,界面倾角 75° ;模型模拟井下超前探测采用线性观测系统,单炮激发 21 道接收,两分量检波器接收(水平分量 x :平行于巷道;垂直分量 z :垂直于巷道)。测线位于巷道底板下 1 m($z=204$ m),炮点坐标为 $x=110$ m,最小炮检距 10 m,道间距 2 m。震源选用 400 Hz 雷克子波,采样间隔 $\Delta t=0.05$ ms;计算网格间距 $\Delta x=0.25$ m, $\Delta z=0.25$ m,具体模型见图 1-7,模型具体参数见表 1-3。