

槽波地震勘探

刘天放 潘冬明 李德春 李海山 编著



中国矿业大学出版社

(北京)

槽波地震勘探

槽波地震勘探

刘天放 潘冬明 李德春 李海山 编著

中国矿业大学出版社

(苏)新登字第 010 号

内容简介

《槽波地震勘探》全书共分八章,第一章扼要介绍与槽波密切相关的地震波理论基础;第二章至第八章介绍了槽波地震勘探应用的物理前提,讨论了槽波形成的条件及其在煤层中的传播规律,槽波的数据采集、数据处理、资料解释以及槽波地震勘探的应用问题。

本书是国内第一本系统介绍槽波地震勘探的专著,可供煤田开发应用地球物理、矿井地质、采矿等专业科研与工程技术人员阅读,也可供大专院校有关专业师生及研究生教学参考。

槽波地震勘探

刘天放 潘冬明 李德春 李海山 编著

责任编辑 王景华

中国矿业大学出版社出版发行

新华书店经销 中国矿业大学印刷厂印刷

开本 787×1092 毫米 1/16 印张 10.75 字数 260 千字

1994 年 10 月第一版 1994 年 10 月第一次印刷

印数:1~2200 册

ISBN 7 - 81040 - 266 - 8

P·6

定价:16.00 元



前 言

槽波地震勘探(In-Seam Seismic exploration, ISS)是用槽波探查采煤工作面前方小断层或其它地质异常的一种地球物理勘探方法,是地震勘探的一个分支。1955年,埃维逊(F. F. Evison)在新西兰首次于煤层中激发和接收到煤层波(槽波),并认为煤层是一个波导。1963年,克雷(T. C. Krey)发表了槽波的理论及其数学推导。随后,由于埃里相的应用和井下防爆数字地震仪的出现,槽波地震勘探得到了突破性进展,在德、英、捷、日、澳、原苏联、美等国陆续在生产实际中得到应用。从1978年起,在我国也开始了试验研究,经过许多煤田物探工作者多年的努力,目前,我国的槽波地震勘探无论在理论上、方法上和数字处理、资料解释等多方面,都取得了可喜的成果。

编著一本《槽波地震勘探》是作者多年的愿望。在此之前,作者曾为本校应用地球物理专业及煤田地质专业主编过《矿井地球物理勘探》,其中已包含了槽波章节,但按教学大纲的要求,编写内容的深度及广度都受到限制。该书出版后,总有意犹未尽之感,于是萌生了再写一本专著之念,希望将国内外最新研究成果系统介绍给国内同行,因此,在本书的内容上参考了英、德、美、澳及原苏联等国的最新资料,收集了焦作矿业学院、重庆煤科分院、特别是西安煤科分院的一系列研究成果,同时,也反映了中国矿业大学10年来作者及所指导的研究生和教研室青年教师的科研成果。为了照顾到论述的系统性,在槽波基本理论与方法章节中引用了作者主编的《矿井地球物理勘探》的部分内容并做了不少补充;增加了槽波的数学模拟技术、煤层中的瑞利型槽波、槽波地震勘探观测系统和槽波对比、槽波相对透射系数成图技术、资料解释及地质异常辨别以及在微机上运行的槽波数据分析与处理的MISS系统(1988)等新的章节。编著本书旨在促进国内外同行相互切磋,共同将槽波地震勘探研究推进到一个新的水平,使之在我国煤炭生产中发挥更大的作用。

本书由刘天放主编并编写了绪论、第二、第三、第八章及第六章第九节和第七章第四节;第一、第四章由刘天放与潘冬明合写;第五章由李海山编写;第六章前八节及第七章前三节由李德春编写。研究生李红艳也参与了第一章第一节的部分编写工作。全书由刘天放审编定稿。在编写过程中,西安煤科分院李天元和储绍良、重庆煤科分院左德坤等高级工程师及李小平博士也提供了不少文献资料并热情给予大力帮助,在此表示衷心感谢!

著 者

1994年8月

本书使用的缩写符号

ISS	槽波地震勘探
P	纵波
S(SV、SH)	横波(垂直极化横波、水平极化横波)
R	瑞利(面)波、瑞利型槽波
L	洛夫(面)波、洛夫型槽波
CDP(CMP)	共深度点或共反射点(共中心点)
LS(RLS、ELS、MCLS)	延迟求和(径向延迟求和、椭圆延迟求和、波型转换延迟求和)
ALS	自适应延迟求和
CT	计算机层析成像技术
ART	代数重建技术
FT、IFT;FFT、IFFT	傅氏变换、傅氏逆变换;快速傅氏变换、快速傅氏逆变换
grad	梯度运算符
div	散度运算符
rot	旋度运算符
∇^2	拉普拉斯算子
ρ	密度
μ	剪切模量
λ	波长、拉梅常数
E	杨氏模量
σ	泊松比
$v(v_P、v_S)$	波速(纵波速度、横波速度)
$\alpha_i、\alpha_r、\alpha_t$	纵波入射角、反射角与折射角
$\theta_i、\theta_r、\theta_t$	横波入射角、反射角与折射角
c	相速度
U	群速度
α	介质吸收系数或衰减系数
$f、\omega$	频率、圆频率
T	周期
k	波数

目 录

绪 论	1
第一章 地震波基础理论	6
第一节 地震波的基本概念	6
第二节 傅里叶变换与频谱分析	11
第三节 地震波的能量与衰减	14
第四节 球面波的分解与索末菲尔德积分	20
第五节 地震波在平界面上的反射与透射	24
第六节 平面波的全反射与导波	34
第七节 地震面波	37
第二章 槽波的形成	44
第一节 煤层的波导性质	44
第二节 煤层内主要地质异常及其地震地质特征	46
第三节 槽波的形成及基本类型	47
第四节 煤层中的洛夫型槽波(L)	51
第五节 煤层中的瑞利型槽波(R)	53
第三章 槽波的基本特性	57
第一节 槽波的频散	57
第二节 槽波的振幅分布及可检测性	71
第三节 槽波的波形图像	73
第四节 槽波的衰减	76
第四章 槽波的数学模拟技术	83
第一节 地震模型技术概述	83
第二节 洛夫型槽波频散曲线及振幅分布的相位递归算法	84
第三节 洛夫型槽波频散曲线的矩阵算法	86
第四节 理论槽波记录的积分法合成	89
第五节 洛夫型槽波的有限差分合成	91

第五章 槽波地震勘探的数据采集及工作方法	95
第一节 槽波的激发	95
第二节 槽波的接收与检波器	96
第三节 矿井数字地震仪	97
第四节 槽波地震勘探方法	100
第五节 槽波地震勘探观测系统	102
第六节 槽波的对比	104
第六章 槽波地震勘探数据的分析与处理	106
第一节 槽波数据处理的一般流程	106
第二节 包络计算和速度分析	111
第三节 频散分析	114
第四节 极化分析和极化滤波	118
第五节 包络叠加和动态道集(DTG)叠加	123
第六节 槽波的再压缩	127
第七节 槽波的偏移	129
第八节 槽波层析成像技术	135
第九节 槽波相对透射系数成图技术	138
第七章 槽波数据分析与处理的 MISS 系统	140
第一节 MISS 系统的一般配置及特点	140
第二节 MISS 系统的构成	141
第三节 MISS 系统操作流程	143
第四节 重采样及频域计算方法	145
第八章 槽波地震勘探应用中的几个问题	152
第一节 槽波地震勘探选用的槽波波型、振型及震相	152
第二节 “煤槽”与波导	153
第三节 槽波的复杂性	153
第四节 槽波地震勘探资料解释及地质异常辨别	154
第五节 槽波地震勘探的适应性	157
第六节 槽波地震勘探测量方法与勘探能力	158
参考文献	159

绪 论

现代工业生产的发展与能源需求的增加是密切相关的。在我国,煤炭储量远远高于目前已查明的石油、天然气储量,煤炭生产在我国国民经济中具有举足轻重的地位。目前,我国有75%左右的能源来自煤炭。同时,煤炭还是一种重要的化工原料。

为了提高煤炭的产量和保证工作人员的安全,综合机械化采煤是必由之路。然而在机械化生产中,首先遇到的问题是不能准确地预测工作面前方有何种地质异常以及它们的准确位置、规模大小,以致造成巨大的经济损失和人员伤亡。据原联邦德国的资料,约有16%~20%的综采工作面遇到了未曾预料的地质破坏;英国有40%的工作面因发生不可克服的地质干扰而不得不提前结束。原苏联的一个统计数字表明,实际遇到煤厚比预计煤厚变薄10%~20%时,其开采量下降35%~40%;如果落差与煤厚相近的断层未能预测到,将使采煤成本提高10%~20%。我国开滦范各庄煤矿2171综采工作面在1984年6月2日发生了世界采矿史上罕见的充水陷落柱特大透水事故,最大涌水量达2053吨/分,仅21小时就淹没了年产300万吨的整个大型矿井,8天后又淹没了相邻的年产200万吨的吕家坨矿。这次突水灾害直接经济损失高达4亿元人民币。

上述的长期困扰着煤炭综合机械化开采的严重问题已愈来愈被人们重视,但如何解决却是一个十分复杂的研究课题。据国内外资料,造成开采不能正常进行的地质问题大部分是勘探阶段遗漏的小构造,这些小构造主要是落差小于10~15m甚至与煤厚近似的几米断层、小褶曲、煤层内的陷落柱、煤层的冲刷与石化、煤层的分叉与合并、煤层厚度变薄、岩浆侵入、溶洞、老空等等。在地面勘探阶段,无论用钻探或者是地震勘探手段,要发现小构造常常是困难的。不能设想,为了弄清如此众多的规模只有几米的断层而无限地加大钻孔的密度和加密物探测网。近年来国内外开展的高分辨率地震勘探,使地震勘探的精度已大大提高,在几百米深度范围内能查明落差10~15m的断层;在特别适宜的条件下,甚至还可以查明落差5~10m的小断层。因此,地震勘探目前广泛用于矿区开发中合理布置采区、主巷道的开拓、综合机械化开采地质条件的评价,为矿区或采区开采的设计提供可靠的正确决策的依据。不幸的是,并非所有地区都能获得高质量的原始记录以查明5~10m量级的小断层,更何况在开采中大量出现的小构造其规模更小,要想在开采之前于地面用高分辨率地震勘探“遥测”它们,至少目前还是无能为力的。即使在巷道内用传统地质观察方法,将测点加密到10m(实际上一一般为20~50m),据Азаров等人的报道,落差不大于煤厚的断层仍有40%以上会被遗漏。

仅仅依靠已有的传统地质学方法、数学地质统计预测方法、钻探及巷探的手段是不够的,必须寻找一种新的有效的技术方法以适应这种新形势,所以,越来越迫切地要求各种物探手段直接用于井下,将物理场源及接收器直接安放在被探测目标——煤层内,进一步提高

勘探的分辨率和详细程度,以解决矿井地质工作所面临的有关地质、采矿工程及生产安全问题。在诸多的地球物理方法中,槽波地震勘探是矿井物探中最受各国关注、最有发展前景的一种方法。

槽波地震勘探是利用在煤层(作为低速波导)中激发和传播的导波、以探查煤层不连续性的一种新的地球物理方法。它是地震勘探的一个分支。槽波地震勘探(以下缩写为 ISS)具有探测距离大、精度高、抗电干扰能力强、波形特征较易于识别以及最终成果直观的优点。ISS 方法的原理并不复杂。在煤矿井下煤巷或工作面,沿煤壁顺煤层安置震源及检波器,然后按地面地震勘探的反射波法转 90° ,从水平方向探测煤层中的断层等不连续性,即使落差不大的断层在横向上都存在明显的波阻抗差异,于是就有足够的反射能量返回到检波器并以反射波形式被记录下来;否则,将沿煤层一直传播下去,被布置在另一煤巷中的检波器接收并以透射波形式被记录下来。图 1 给出了在煤层被地质异常不同程度地阻断条件下,槽波的反射及透射效应。

低速层中地震能量的制导现象,早在地震学及水声学中均已讨论过,但对于小规模(layer)波导现象直到 50 年代还未曾有人做过研究。1955 年,Evison 在新西兰首次于煤层中激发和记录到了槽波,并在《Nature》杂志首次发表了有关槽波的杰出文章,文中叙述了他的试验、数据的分析与解释。他指出,这种波具有频散的特征,并与洛夫波频散关系进行了比较。最后,他还预测了在煤炭工业中的应用前景。Evison 的文章虽短,但意义重大,为新兴的槽波地震勘探拉开了序幕。

1963 年,德国 Krey(克雷)也发表了一篇重要文章,进一步奠定了槽波地震勘探(又称同层地震勘探,In-Seam Seismics,缩写为 ISS)的基础。他观测了煤层及其围岩的物性后指出,煤层应该是地震能量的一个良好的波导层,并预言可以在采煤工作面上用地震方法检测煤层中的小断层。文章首次详细地从理论上对槽波的频散关系进行了计算,并且讨论了他在井下试验的结果。

Krey 与他的同事在 60 年代后半叶继续他们的试验。他们的工作引起了英国 Clarke 及国家煤炭局(NCB)的注意。Krey 等人在英国也进行了试验,随后,Clarke 在 NCB 的 MRDE (Mining Research and Development Establishment)着手拟定了一个专门研究与开发计划。

70 年代以前,即便是最先开展槽波研究的国家,无论英国和德国均未给予足够的重视。1973 年由于中东战争爆发,石油价格猛涨,煤炭又突然间受到格外重视、需求量急增,随之而来的综合机械化采煤对预测煤层小构造的要求更加迫切,世界各国先后成立了研究机构,井下试验、理论研究和仪器研制都蓬勃开展起来。国外从事 ISS 研究的机构有英国国家煤炭局的 MRDE 和牛津大学;德国 WBK、Prakla-Seismos 公司及鲁尔大学;美国科罗拉多矿业学院及西南研究所;匈牙利地球物理研究所;原苏联全苏矿山测量与地质力学科学研究所(ВНИМИ);莫斯科近郊煤炭设计与科学研究所(ПНИИД)、以 A·A·斯考钦斯基命名的采矿研究所、全苏孔中地球物理科学研究所(ВНИИГИС)以及乌克兰国家矿山地质、地质力学及矿山测量科学研究设计院(УкрНИИМІ)。到 70 年代后期,ISS 已成功地用于各种地质条件。80 年代以来,联邦德国、英国、澳大利亚、匈牙利、捷克斯洛伐克、原苏联、美国等都先后投入实际应用。以原苏联为例,1980~1986 年 7 年间,在主要煤田及煤产地顿巴斯、库兹巴斯、彼乔拉、卡尔干答、莫斯科近郊、勒沃夫-沃雷斯基以及远东、中亚等共完成了 2000 个回采工作面的探测试验工作。

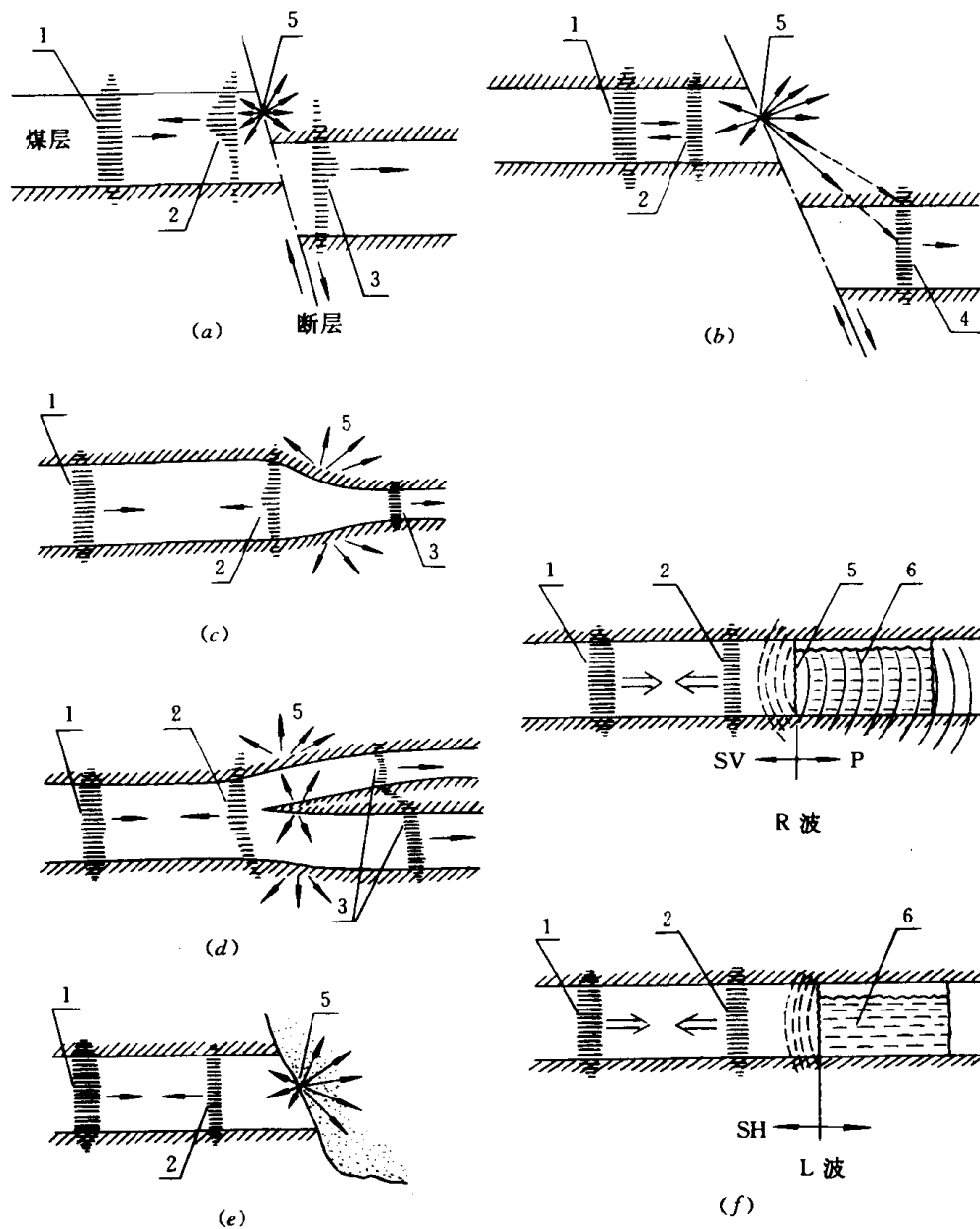


图1 槽波的反射及透射

- (a) 断层落差小于煤层厚度 (b) 落差大于煤层厚度 (c) 煤层变薄
 (d) 煤层分叉 (e) 煤层被冲刷 (f) 充水巷道(R——瑞利波,L——洛夫波)
 1——入射槽波; 2——反射槽波; 3——透射槽波; 4——由辐射再激发的槽波
 5——反射及透射损失; 6——充水废弃工作面及巷道
 各波以横短线表示,其短线长短示意振幅分布;短线的疏密示意频率的低或高
 (据 Suhler 等, 1981)

由于槽波地震勘探有其自身的特点,从槽波的理论到其数据采集方法、数据处理、成像技术、地质解释等,皆有不同于地面地震勘探之处。其显著的特点是:地面地震勘探的反射界面倾角较小,多数情况是平行地面或近于平行地面。但在槽波地震勘探中,勘探对象(地质异常)与测线(巷道或工作面)不一定平行,其间的夹角可以是任意的,从 0° 到 $\pm 90^{\circ}$ 都有可能遇

到;井下环境十分恶劣,有众多的干扰信号,能布置探测的空间与通道极其有限,特别是由于瓦斯及煤尘存在,必须严格遵守安全规程;为了对付频散的信号及数据采集有限,必须采用一套专门的数据处理方法。由于槽波的这些特殊性及其随之而来的一系列问题,国内外学者均做了许多有益的探索工作,其研究成果对开展槽波地震勘探做出了重要的贡献。

Krey(1963)首先推导了洛夫型(SH)及瑞利型(P—SV)槽波的频散关系,Buchanan(1978)把对SH波这个推导推广到考虑介质吸收衰减的情况,1982年他们又完成了衰减的现场测试。Lagasse和Mason(1975)采用数值法估算质点的位移,Franssens等人(1983)接着将其推广到讨论泄漏振型(leaky mode)的影响。Rueter(1985)提出了在多层介质条件下洛夫型槽波频散曲线的递归算法,Kerner和Dresen(1985)研究了夹矸及断层对槽波传播的影响。洛夫型槽波的传播问题普遍采用解析研究方法,而数值模拟方法则用来研究格外复杂的瑞利型槽波,同时Dresen和Freystatter(1976,1977,1978)还做了一系列的物理模型试验,以研究瑞利型槽波。最初设想,是将瑞利型槽波用于勘探,实际上至今广泛应用的仍只是洛夫型槽波,这是因为洛夫型槽波从理论、数据采集到数据处理都比瑞利型槽波简单、容易。

为了研究槽波反射及散射问题,许多学者和专家采用了不同的方法:有限差分法(Korn和Stockl,1982)、有限元法(Edward等,1985)及解析法(Buchanan,1986)等。

Booer(1977)、Beresford-Smith和Mason(1980)、Buchanan等(1983)研究了频散信号的再压缩问题。起初,集中在研究记录信号的频谱翘曲等法,以削弱信号的频散效应、便于后续处理中采用延迟叠加(lag-sum)法使断层等异常直接成像。这种方法后来推广到两分量数据的成像(Millahn和Arnetal,1980),其中应用了槽波的极化信息。这些方法说明可以用槽波来检测断层,但这些方法不是最优的,它要求熟练的技术及大量的机时。动态道集(DTG)叠加及自适应延迟叠加(ALS)(Buchanan,1981)是它们的改进。

原苏联科学家们在槽波理论、数值模拟、特别是在利用槽波多参数综合分析以识别地质异常的性质和类型方面也做了许多研究。

中国是一个以煤炭为主要能源的国家,开展槽波地震勘探研究有特别重要的意义,但我国起步较晚,1978年,我国由煤炭科学总院重庆分院、焦作矿业学院、渭南煤矿专用设备仪器厂及一些矿务局合作,开始进行现场试验,同时也进行物理模型研究及矿井地震仪的研制。从1983年起,中国矿业大学也从事槽波传播特征及数值模拟研究,同时在微机上开发了可独立运行的MISS专用处理软件。1986年,煤炭科学总院西安分院引进SEAMEX 85槽波地震仪及专用软件ISS后,广泛开展了现场试验,通过几年辛勤的摸索,先后在大同、开滦、平顶山、徐州、涟邵等矿务局、几十个工作面上开展了方法研究,在陷落柱、冲刷带、断层等小构造探测中取得了不少成功的例证。

研究适合井下探测用的槽波地震仪,是取得槽波资料的前提。矿井地震仪在原理上与地面地震仪没有本质的差别,在较短的时间里也同样经历了光点照像记录、模拟磁带记录及数字记录三个发展阶段。世界各国在解决ISS用仪器中,曾采用过三种办法:一是英国在得到矿方特许后,直接将SN338地震仪用于井下通风良好的运输巷道;二是德、英、苏等国曾将现成的地震仪适当改造使之符合安全规程要求,将DFS—V型仪器改造为MDH—1型防爆地震仪;三是针对井下条件及ISS的要求专门设计矿用地震仪,典型代表是德国WBK地球物理所设计的SEAMEX85槽波地震仪。总的说来,目前各类各型仪器都共同存在着电路复杂、重量和体积大、价格昂贵的缺点,有待进一步改进。

槽波地震勘探最突出的优点是它可以在井下直接测试介质的各向异性及吸收特性(或 Q 值),还可为地球物理 CT 技术提供最完整的数据,为 CT 技术寻找到一个最佳的试验场所。虽然槽波地震勘探目前还是处于发展中的一种地震勘探方法,随着槽波理论的进一步发展、仪器设备的进一步完善,可以预言它在煤矿开发中将日益发挥更重要的作用。

第一章 地震波基础理论

ISS 研究在煤层中激发又在煤层这个低速槽内由于多次全反射而形成的干涉波沿煤层及其邻近围岩构成的二维板状波导层的传播规律。人们称这类干涉波叫煤层波(seam wave)或槽波(channel wave)或导波(guided wave)。槽波的形成和传播涉及到地面地震勘探中不常讨论到的一些问题,本章侧重予以讨论。

第一节 地震波的基本概念

一 地震波的形成及波动方程

地质介质在外力的作用下,既可显示弹性也可显示塑性。地质介质呈现弹性或塑性,除与岩石的环境条件(温度、静压力等)有关外,外力的大小与作用时间的长短是重要的条件。在矿井地震勘探中,一般采用爆炸和锤击震源以激发地震波。这时,震源附近的岩石因受到瞬间巨大激发力的作用,产生破裂和塑性形变,在距震源足够远的区域,地质介质只受一个瞬间、微小外力的作用。因此,几乎都可近似地将地质介质当作是一个理想的完全弹性体。在这种条件下弹性介质受外力作用时,其质点将产生相对位置变化,出现体积或形状改变,统称之为形变。一旦外力去除,由于弹性体内力作用,使介质完全恢复到原来的大小和形状。于是,在激发力的作用下,介质质点产生弹性振动并由震源向周围介质辐射或传播,遂形成地震波。

通常,锤击等机械震源(又称集中力源)既产生纵波(记为 P 波),也产生横波(记为 S 波)。至于作为点震源的炸药包、电火花等,由于震源周围介质的非均匀各向同性,以及点震源激发力的非完全球对称性,一般除激发 P 波外,同时也激发 S 波,常常还有面波。总之,任何不是球对称的震源,任何在近地表或在地面上或在不均匀介质中的震源,都将同时激发 P 波与 S 波。

根据固体弹性理论,均匀各向同性弹性介质中,可以用下列波动方程来描述地震波的传播,即

$$\rho \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \text{grad div } U + \mu \nabla^2 U + \rho F \quad (1-1)$$

式中 U ——介质受外力作用后质点的位移向量;

F ——作用于介质的外力,称力向量;

λ, μ ——介质的拉梅常数;

ρ ——介质的密度;

grad——梯度运算符, $\text{grad} = \frac{\partial}{\partial x}i + \frac{\partial}{\partial y}j + \frac{\partial}{\partial z}k$ (i, j, k 代表 x, y, z 三个坐标轴方向)

上的单位向量);

div——散度运算符;

∇^2 ——拉普拉斯算子,有 $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ 。

通常,若要研究在激发力停止作用之后介质特性对地震波传播的影响,则令 $\mathbf{F} = 0$,于是式(1-1)可简化为

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

因为位移向量是随时间变化的空间点坐标的函数,是一个向量,由矢量分析可知,一个在无穷远收敛的连续的向量场 $\mathbf{U}$,总可分解为两个部分:无旋场 $\mathbf{U}_P$ 及无散场 $\mathbf{U}_S$ 的叠加,即

$$\mathbf{U} = \mathbf{U}_P + \mathbf{U}_S \quad (1-3)$$

且有

$$\text{rot } \mathbf{U}_P = 0 \quad (1-4)$$

$$\text{div } \mathbf{U}_S = 0 \quad (1-5)$$

式中 rot ——旋度运算符。

若 $\mathbf{U} = \mathbf{U}_P$,由于 $\text{grad div } \mathbf{U}_P = \nabla^2 \mathbf{U}_P$,则式(1-2)可改写为

$$\frac{\partial^2 \mathbf{U}_P}{\partial t^2} = v_P^2 \nabla^2 \mathbf{U}_P \quad (1-6)$$

式中 $v_P^2 = (\lambda + 2\mu)/\rho$ 。

这是无旋位移场 $\mathbf{U}_P$ 的波动方程,又称 P 波波动方程。 v_P 是 P 波在介中的传播速度。

若 $\mathbf{U} = \mathbf{U}_S$,因为 $\text{div } \mathbf{U}_P = 0$,则式(1-2)可写为

$$\frac{\partial^2 \mathbf{U}_S}{\partial t^2} = v_S^2 \nabla^2 \mathbf{U}_S \quad (1-7)$$

式中 $v_S^2 = \mu/\rho$ 。

这是无散位移场的波动方程,又称作 S 波波动方程。 v_S 是 S 波在介质中的传播速度。

由矢量分析可知,一个无旋场总可以表示为一个标量位(势)的梯度,而一个无散场则表示为一个向量位(势)的旋度。所以,有

$$\begin{cases} \mathbf{U}_P = \text{grad } \varphi; & \text{当 } \text{rot } \mathbf{U}_P = 0 \\ \mathbf{U}_S = \text{rot } \psi; & \text{当 } \text{div } \mathbf{U}_S = 0 \end{cases} \quad (1-8)$$

式中 φ ——标量位或位移位;

ψ ——向量位。

将式(1-8)分别代入式(1-6)及(1-7),即可得到用位函数表示的 P 波波动方程及 S 波波动方程:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = v_P^2 \nabla^2 \varphi \quad (1-9)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = v_S^2 \nabla^2 \psi \quad (1-10)$$

无论用位移或位(势)表示的波动方程,除了 φ 为标量之外, $\mathbf{U}_P$ 、 $\mathbf{U}_S$ 及 ψ 都是向量,事实上都各自对应着空间三个坐标投影的三个标量方程。在点震源具有球对称时,用球坐标将三维问题转化为一维问题十分方便。这时,式(1-9)变为

$$\frac{\partial^2 (r\varphi)}{\partial t^2} = v_P^2 \frac{\partial^2 (r\varphi)}{\partial r^2} \quad (1-11)$$

用达朗贝尔解法,得

$$r\varphi = f_1[t - (r - a)/v_p] + f_2[t + (r - a)/v_p] \quad (1-12)$$

式中 r ——离开震源的距离;

f_1, f_2 ——两个任意的函数。

解的第一项描述了一个从爆炸空腔(半径为 a) 离开震源、以速度 v_p 传播的振动,叫发散波;反之,解的第二项描述了一个向震源传播的波动,叫会聚波。在物理上会聚波无意义,这样式(1-12)即变为

$$\varphi = \frac{1}{r} f_1\left[t - \frac{(r - a)}{v_p}\right] \quad (1-13)$$

与之对应的位移为

$$U_r = \text{grad } \varphi = \left\{ -\frac{1}{r^2} f_1\left[t - \frac{(r - a)}{v_p}\right] - \frac{1}{rv_p} f_1'\left[t - \frac{(r - a)}{v_p}\right] \right\} \frac{r}{r} \quad (1-14)$$

式中 r/r ——径向单位向量。

由此可见,由胀缩震源激发的 P 波波动具有如下特点:

① 在均匀各向同性介质中,均匀作用于具有球形对称的爆炸空腔壁上的胀缩激发力只产生 P 波,并以速度 v_p 向外传播。

② P 波质点位移的方向与传播方向 r/r 一致。

③ 质点位移的幅度随传播距离的增大而衰减。近震源时, $\frac{1}{r} \ll \frac{1}{r^2}$, 式(1-14)右端第一项起主要作用,位移与 r^2 成反比;在远震源时, $\frac{1}{r} \gg \frac{1}{r^2}$, 式(1-14)右端第二项起主要作用,位移与 r 成反比。

采用类似的方法,可讨论旋转震源激发的 S 波。

上述各种形式的波动方程都具有线性的性质,满足线性叠加原理。当激发力为 ϕ_1, ϕ_2 时解分别为 φ_1, φ_2 , 那么激发力为 ϕ_1 与 ϕ_2 任意线性组合,其解仍是 φ_1, φ_2 的相应线性组合。换句话说,多个独立的激发力之和激发的总扰动等于单个激发的分扰动之和。

一般来说,在求解波动方程时,必须给定初始条件及边界条件。这在后面还要讨论。

二 地震波的类型

从以上讨论可知,有纵波和横波两种不同的波在均匀各向同性无限介质中传播。

式(1-9)中,标量位 φ 用来表示无旋场 U_p , $\text{rot } U_p = 0$ 。从物理意义上说,介质不发生形状形变、只发生体积胀缩形变。可以证明,无旋场质点位移方向与波传播方向一致,称为纵波,记为 P 波[图 1-1(a)]。

式(1-10)中,向量位 ψ 用来表示无散场 U_s , $\text{div } U_s = 0$ 。在物理上意味着介质只产生形状形变而无体积变化,即等容。无散场质点位移与波的传播方向垂直,称为横波,记为 S 波。S 波不同于 P 波,它有两个自由度,所以 S 波通常都分解为两个互相垂直的分量:一个是在平行于地面或层面的平面内,称 SH 波[图 1-1(b)];一个在垂直于地面或层面的平面内,称 SV 波[图 1-1(c)],与 P 波振动在同一平面内。S 波的两个自由度是独立的,可以有一个 S 波,其振动仅在一个平面内,称为平面极化 S 波。SV 波是垂直(平面)极化 S 波;而 SH 波是水平(平面)极化 S 波。也可能 SV 波与 SH 波具有相同频率和固定相差,形成所谓椭圆极化 S 波。

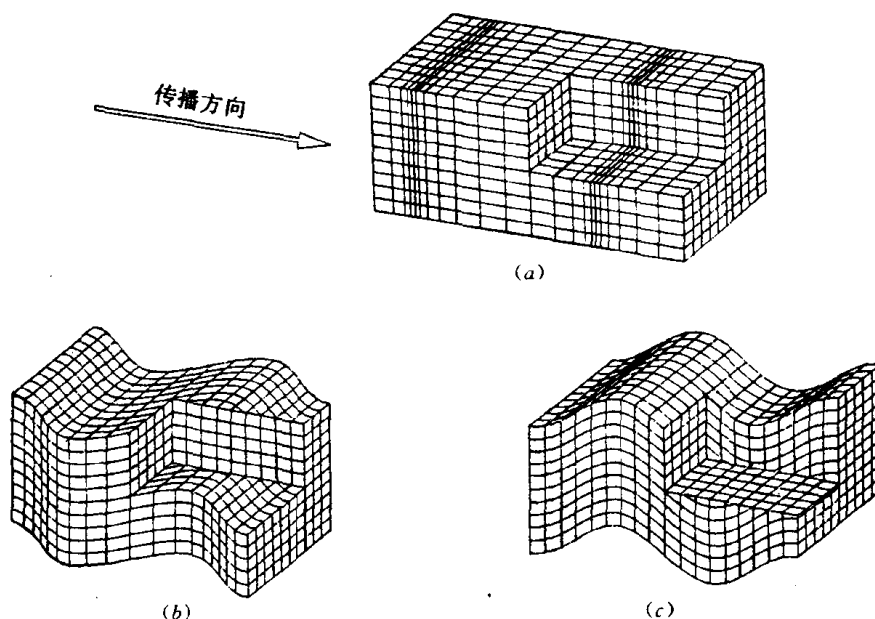


图1-1 P波与S波
(a) P波 (b) SH波 (c) SV波

P波与S波是地震波的基本类型。当其在传播过程中遇到弹性分界面或非均匀体时,又将产生反射波、透射波、首波(亦称折射波)。在特殊条件下,还可能出现回转波、绕射波与散射波等在三维空间中传播,所以它们统称为体波。当体波沿地表或界面传播时,可能产生瑞利波(Rayleigh wave,记做R波)、洛夫波(Love wave,记做L波)、地滚波(ground roll,或pseudo-Rayleigh wave,也记做R波)、斯通利波(Stoneley wave)等沿地表或某界面附近传播;在特殊条件下,也可能在低速层夹层中形成槽波(channel wave)沿低速层传播。所有这些波,都是体波(P、S)干涉的结果,由于它们都限制在一个二维板状层中传播,统称为面波。事实上,槽波就相当于层间的面波。

所有的弹性波都具有一定的传播速度或走时曲线,有其传播的路径即射线,在界面上发生反射、折射与转换现象,从而改变射线方向,这些称为波的运动学特征,而能量、频谱、相互叠加时可能出现的干涉现象、传播过程中波前的扩散及介质的吸收衰减现象、界面上的反射、透射与波型转换时能量的分配等,都称着波的动力学特征。

三 地震波的传播速度

从式(1-6)、式(1-7)可知,P波与S波的传播速度分别为

$$v_p = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}, \quad v_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad (1-15)$$

由于拉梅常数 λ 、 μ 总是正值,所以有

$$\frac{v_s}{v_p} = \sqrt{\frac{\mu}{\lambda + 2\mu}} < 1 \quad (1-16)$$

这表明 v_p 总是大于 v_s 。在地质介质中,泊松比 σ 取值在0~0.5的范围内,对多数已固结的岩石而言, $\sigma \approx 0.25$ 。这样,即有 $v_p \approx \sqrt{3} v_s$ 。

对于液体介质,由于 $\mu = 0$,则 $v_s = 0$,表明 S 波不能在液体中传播。

实际上,地震波在地质介质中传播的速度决定于许多因素,包括岩石的密度、岩性、胶结物、孔隙度、地质时代、埋藏深度、受压力的状态以及孔隙中的流体等。在水中, v_p 约为 1500m/s,在饱和水的岩石中, v_p 可以在 1500 ~ 6500m/s 范围内变化。一旦岩石孔隙中的水被气体所替换, v_p 便明显降低,在近地表潜水面之上形成所谓的低速带(LVL)或风化带。在风化带中,一般 v_p 在 400 ~ 800m/s 之间,偶尔有低于 150m/s 或高于 1200m/s 的情况。低速带的存在对地震勘探极为不利。然而,孔隙中水及气体的存在与否,对 v_s 影响却不大。

四 频散

通常认为,地震波的传播速度是一个只与空间坐标和传播方向有关的函数,与频率无关。实际上,有时速度与频率也有关。这时,构成合成脉冲的各个谐波分量都具有各自不同的速度。于是,合成振动的波形在传播过程中将不断变化、波列不断拉长。这种由于速度随频率变化引起的波形的畸变称为频散(dispersion)。在频散条件下,存在着两个与频散波列有关的速度:一个是同一位相传播的速度,叫相速度(phase velocity),记为 c ;一个是合成振动能量传播的速度,称群速度(group velocity),记着 U 。 c 与 U 都是 f 的函数。当 c 随 f 增加而不断减小时,称正常频散(normal dispersion),此时,一定有 $c > U$;反之则称为异常频散(abnormal dispersion),且 $c < U$ 。若 $c = U$,没有频散。多数理论认为,考虑介质的吸收作用时地震体波也会出现频散现象,但还未观测到这类频散。在地震勘探的频率范围内,大多数岩石的速度几乎都不随频率变化。然而,频散现象对于面波及干涉波却是十分重要的。

五 波的干涉

地震波在介质中传播遵守叠加原理,因而几列波因传播方向不同、在传播过程中相互交叉后,仍各自按其传播方向独立传播、互不干扰;在交叉覆盖区域中,任一点的振动等于各个波分别在该点引起的振动的叠加(或几何和)。当振动的频率、方向相同时,位相相同或位相差恒定的两个或多列波称为相干波。相干波在不同点产生的相位差不随时间变化,叠加的结果使介质中一些点的振动始终增强,而另一些点的振动始终减弱、甚至完全抵消,这种现象称为波的干涉。两相干波合成振动增强与削弱的程度决定于相干波的相位差:完全同相(如相位差为零)时,两相干波合成振动振幅是各相干波振幅之和,产生所谓相长干涉(constructive interference);反之,完全反相(如相位差等于 π 时),两相干波便相互抵消,遂产生波的相消干涉(destructive interference)。

空间任一点上,所有同频率(ω)、同方向(k)但具有不同振幅(A_i)及初始相位(φ_i)的 m 个谐波叠加时,有

$$S_{\Sigma} = \sum_{i=1}^m S_i = \sum_{i=1}^m A_i \sin[\omega t + (\varphi_i - kr_i)] = A \sin(\omega t + \varphi) \quad (1-17)$$

$$\text{这里} \quad A^2 = \left[\sum_{i=1}^m A_i \cos(\varphi_i - kr_i) \right]^2 + \left[\sum_{i=1}^m A_i \sin(\varphi_i - kr_i) \right]^2 \quad (1-18)$$

$$\varphi = \arctan \frac{\sum_{i=1}^m A_i \sin(\varphi_i - kr_i)}{\sum_{i=1}^m A_i \cos(\varphi_i - kr_i)} \quad (1-19)$$

式中 r_i ——该点至各相干波源的距离。