

高等学校教材

地震勘探原理、方法和解释

DIZHEN KANTAN YUANLI FANGFA HE JIESHI

李录明 李正文 编著

地质出版社

高等学校教材

地震勘探原理、方法和解释

李录明 李正文 编著

地质出版社

· 北 京 ·

内 容 提 要

本教材包括四章内容,第一章地震勘探原理,讲述动力学和运动学原理;第二章地震勘探野外工作方法及技术;第三章地震资料处理方法及技术;第四章地震资料解释方法及技术。全书除包括地震勘探的全部基本理论和方法技术外,还扩展了一些新方法新技术。本书可作为本科生地震勘探的教材,也可供物探工程技术人员参考。

图书在版编目(CIP)数据

地震勘探原理、方法和解释/李录明,李正文编著.
北京:地质出版社,2007.3
ISBN 978-7-116-05261-1

I. 地... II. ①李... ②李... III. 地震勘探-高等学校-教材 IV. P631.4

中国版本图书馆CIP数据核字(2007)第035627号

责任编辑:李颖 沈效群 焦恩富 王璞
责任校对:郑淑艳
出版发行:地质出版社
社址邮编:北京海淀区学院路31号,100083
电 话:(010) 82324508(邮购部);(010) 82324572(编辑室)
网 址:<http://www.gph.com.cn>
电子邮箱:zbs@gph.com.cn
传 真:(010) 82310759
印 刷:北京市朝阳区小红门印刷厂
开 本:787 mm×1092 mm¹/₁₆
印 张:15.75
字 数:370千字
印 数:1—3000册
版 次:2007年3月北京第1版·第1次印刷
定 价:19.00元
书 号:ISBN 978-7-116-05261-1

(如对本书有建议或意见,敬请致电本社;如本书有印装问题,本社负责调换)

前 言

地震勘探是地球物理勘探中一个重要的勘探方法。本教材是为地震勘探课程编写的,可作为学生学习地震勘探的教材或参考书,也可作为地震勘探工作者和研究生的参考书。

本教材内容包括地震勘探原理、地震勘探野外工作方法、地震资料数字处理及地震资料解释四方面。教材是在系统完整地介绍地震勘探的基础理论的基础上,尽量扩展知识面,反映该领域尤其是资料处理和解释方面的新方法、新技术,使读者对地震勘探的发展动态有较全面的了解。使用教材时,可针对教学对象和课程学时安排适当选择讲授内容。

本教材共分为四章,第一、二、三章由李录明编写,第四章由李正文编写,全书由贺振华教授审定。

编者
2005.5

目 次

绪 言	(1)
1 地震勘探的基本原理	(2)
1.1 地震地质模型基本分类	(2)
1.1.1 理想弹性介质、黏弹性介质和塑性介质	(2)
1.1.2 各向同性介质和各向异性介质	(2)
1.1.3 均匀介质、层状介质和连续介质	(2)
1.1.4 单相介质和双相介质	(3)
1.2 均匀、各向同性、理想弹性介质中的三维波动方程	(3)
1.2.1 弹性波传播方程	(3)
1.2.2 纵、横波波动方程	(4)
1.3 无限大均匀各向同性介质中弹性波场及特征	(5)
1.3.1 无限大均匀各向同性介质中的平面波	(5)
1.3.2 无限大均匀各向同性介质中的球面波	(6)
1.3.3 地震波的动力学特征	(9)
1.3.4 地震波的运动学特征	(13)
1.4 地震波的反射、透射和折射	(17)
1.4.1 平面波的反射和透射	(17)
1.4.2 弹性分界面波的转换和能量分配	(18)
1.4.3 球面波的反射、透射及折射形成	(21)
1.4.4 地震面波	(25)
1.5 多层黏弹性介质中弹性波场及特征	(27)
1.5.1 黏弹性介质中弹性波的传播和大地滤波作用	(27)
1.5.2 多层介质中弹性波的传播特征	(29)
1.5.3 地震波的薄层效应	(30)
1.5.4 地震绕射波	(33)
1.5.5 地震波的波导效应	(35)
1.5.6 一个反射波地震记录形成的物理机制	(35)
1.6 几何地震学原理	(38)
1.6.1 地震反射波的运动学	(39)
1.6.2 地震折射波的时距曲线	(49)
1.6.3 地震绕射波的时距曲线	(53)

1.6.4	多次反射波时距曲线	(55)
1.6.5	垂直时距曲线方程	(56)
1.6.6	τ - p 域各种波的运动学特点	(58)
1.6.7	反射横波运动学特征	(59)
1.7	地震波速度及地震地质条件	(60)
1.7.1	地震波的传播速度及其影响因素分析	(60)
1.7.2	几种速度之间的相互关系	(65)
1.7.3	地震地质条件	(66)
2	地震勘探工作方法与技术	(68)
2.1	地震测线的布置和观测系统	(68)
2.1.1	地震勘探的阶段划分及地震测线布置	(68)
2.1.2	地震勘探野外数据采集系统简介	(69)
2.1.3	二维地震勘探观测系统	(71)
2.1.4	三维及四维地震勘探观测系统	(75)
2.1.5	折射波法观测系统	(76)
2.2	激发地震波	(77)
2.2.1	陆上激发地震波	(77)
2.2.2	海上激发地震波	(80)
2.2.3	激发地震横波	(82)
2.3	地震干扰波及特征	(84)
2.3.1	规则干扰波	(85)
2.3.2	不规则干扰	(87)
2.4	接收三分量地震波及组合检波	(88)
2.4.1	质点振动方向与检波器的灵敏度	(88)
2.4.2	组合检波及组合效应	(90)
2.5	共反射点多次叠加技术	(95)
2.5.1	共反射点叠加原理	(95)
2.5.2	共反射点叠加效应	(97)
2.6	地震勘探野外工作技术	(101)
2.6.1	试验工作	(101)
2.6.2	野外数据采集工作	(102)
2.6.3	野外表层低速带测定	(103)
3	地震资料处理的方法技术	(106)
3.1	地震资料处理流程	(106)
3.1.1	预处理	(106)
3.1.2	分析性处理	(107)
3.1.3	实质性处理	(108)
3.1.4	修饰性处理	(108)

3.1.5	地震资料处理流程	(109)
3.2	校正和叠加处理方法	(111)
3.2.1	动校正处理	(111)
3.2.2	静校正处理	(113)
3.2.3	叠加处理	(117)
3.3	振幅处理及提高信噪比、分辨率的处理方法	(118)
3.3.1	真振幅恢复	(118)
3.3.2	提高信噪比的数字滤波处理	(119)
3.3.3	提高纵向分辨率的反滤波处理	(125)
3.4	反射地震资料的偏移处理方法	(135)
3.4.1	偏移的概念	(135)
3.4.2	射线偏移方法	(136)
3.4.3	波动方程偏移方法	(137)
3.5	地震速度参数提取方法	(145)
3.5.1	叠加速度分析	(145)
3.5.2	层速度计算及偏移速度分析	(150)
3.6	地震资料数字处理进展简介	(153)
3.6.1	常规处理中的新方法、新技术	(153)
3.6.2	二维反射纵波多次覆盖资料的特殊处理	(155)
3.6.3	适应先进勘探方法要求的处理技术	(156)
4	资料解释方法与技术	(157)
4.1	地震资料解释方法与技术	(157)
4.1.1	概述	(157)
4.1.2	地震反射资料的构造解释	(157)
4.1.3	地震反射资料的地层学解释	(188)
4.1.4	三维地震资料解释	(201)
4.1.5	油气储层预测分析	(212)
4.2	工作站及其功能介绍	(218)
4.2.1	工作站的硬件配置	(218)
4.2.2	工作站网络	(218)
4.2.3	解释系统的系统软件	(221)
4.2.4	解释系统应用软件基本功能	(224)
4.2.5	人机交互解释基本方法与技术	(225)
	主要参考文献	(243)

绪 言

在地球物理勘探中,地震方法是一种重要的勘探方法。地震勘探是利用人工激发产生的地震波在弹性不同的地层内传播规律来勘测地下的地质情况。地震波在地下传播过程中,当地层岩石的弹性参数发生变化,从而引起地震波场发生变化,并产生反射、折射和透射现象,通过人工接收变化后的地震波,经数据处理、解释后即可反演出地下地质结构及岩性,达到地质勘查的目的。由于地震勘探是一种利用地层岩石弹性参数差异进行勘探的地球物理方法,所以该方法在油气勘探、煤田勘探和工程地质勘探以及地壳和上地幔深部结构探测中发挥着重要的作用。它与其他地球物理勘探方法相比,具有精度高、分辨率高、探测深度大的优势,尤其在油气勘探中是一种不可取代的地球物理方法。国内外实践证明,大约现有95%的油气田都是用地震方法勘探发现的。

地震勘探方法可分为反射波法、折射波法和透射波法三大类。不同方法有不同的勘探精度和不同的适应性,目前地震勘探主要以反射波法为主,图0-1为地震勘探方法示意图。

地震勘探的主要过程可分为三个阶段:野外地震数据采集、地震数据计算机处理、地震数据解释,最终得到地质结果。随着科学技术的发展,特别是电子和计算技术的提高,地震勘探手段也在日新月异地向前发展,目前野外采集仪器已发展到上千道24位转换的遥控地震采集仪器,大大提高了野外数据采集的精度,数据处理的常规处理方法发展到叠前成像处理、岩性参数处理阶段,解释由人工解释发展到人机联作及三维可视化解释阶段,勘探方法由二维发展到三维、四维,由单波发展到多波。总之,地震勘探从20世纪60年代进入到数字化阶段,30余年时间里,地震勘探不仅发生了量的变化,而且也发生了质的变化。

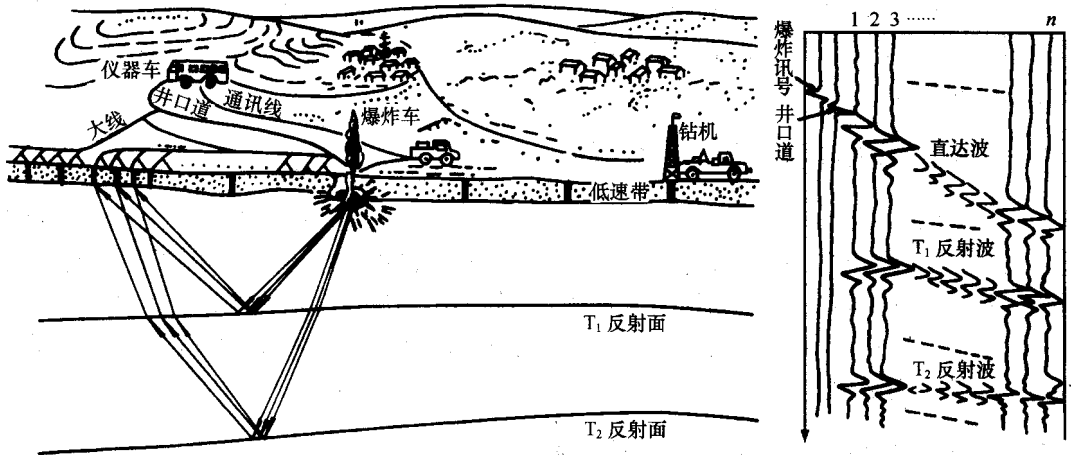


图0-1 地震勘探方法示意图

1 地震勘探的基本原理

1.1 地震地质模型基本分类

地震勘探的区域主要是沉积岩地区,相对火成岩、变质岩地区而言,沉积岩具有沉积稳定,横向变化缓慢,成层性好的特点。但经多次地壳运动,使地层出现各种各样的褶皱断裂、剥蚀、风化等地质现象,从而导致相对简单的地质结构有时会变得异常复杂。为使问题可解,有必要从实际地质介质的性质、结构、成分、形状等特征出发,在不同假设条件下,对地质结构分类,建立不同的地震地质模型,使问题得以简化。

1.1.1 理想弹性介质、黏弹性介质和塑性介质

理想弹性介质 当介质受外力后立即发生形变,而外力消失后立即完全恢复为原来状态的介质称为理想弹性介质,也称为完全弹性介质,或完全弹性体。波在完全弹性介质中传播时无能量损耗,有能量损耗则为非理想弹性介质。

黏弹性介质 当地震波在非理想弹性介质中传播时,要发生能量转换,如动能变成热能,这时地震波的能量要损耗,这种现象称为介质对弹性波的吸收作用。其原因主要是介质颗粒间的内摩擦力,这种内摩擦力也称为黏滞力,因此称这种非理想弹性介质为黏弹性介质。当黏弹性介质受外力后不是立即发生形变,而是在一定时间内发生形变,外力消失后也不是立即恢复原状,而是通过一段时间才能恢复原状。在自然界中这种介质是大量存在的。

塑性介质 当介质受外力后发生形变,而外力消失后不能完全恢复原状,这种现象称为塑性形变,能发生塑性形变的介质称为塑性介质(注:是否为塑性介质主要与外力大小、力的作用时间和介质弹性限度有关)。

1.1.2 各向同性介质和各向异性介质

凡介质的弹性性质与空间方向无关的介质称为各向同性介质,反之则称为各向异性介质。岩石弹性性质的方向性取决于组成岩石的矿物质点的空间方向性及矿物质点的排列结构和岩石成分,矿物质点的方向性又由矿物晶体的结构决定。但由于矿物晶体的粒度远远小于地震波波长,因此晶体引起的各向异性可被忽略,而引起介质各向异性的主要因素是矿物质点的排列结构。

1.1.3 均匀介质、层状介质和连续介质

介质的均匀性和非均匀性取决于弹性性质随空间的分布,特别是表现在由弹性性质决定的波传播速度的空间分布上。

均匀介质 指在空间每个点上速度相同的介质,亦即速度不随空间坐标的变化而变化

的介质为均匀介质。反之,若速度随空间坐标的变化而变化的介质为非均匀介质。

层状介质 当非均匀介质中介质的性质表现出成层性,在层内是均匀的,则称为层状介质。层状介质模型具有很大的实际意义,因为沉积岩地区岩石一般都具有很好的成层性。

连续介质 当层状介质中的层厚度无限减小,层数无限增加,这时速度随深度连续变化的介质称为连续介质。如果地下存在好几套岩性不同的地层,而每一套地层又为连续介质,则称这种介质为层状连续介质。

1.1.4 单相介质和双相介质

单相介质 仅考虑单一性质岩相的介质称为单相介质。

双相介质 实际上许多岩石往往由两部分组成:一部分是构成岩石的骨架,称为基质,另一部分是由各种流体(或气体)充填的孔隙。同时考虑岩石骨架和孔隙中的充填物两种相态构成的岩石称为双相介质。

1.2 均匀、各向同性、理想弹性介质中的三维波动方程

在不同的介质模型中,地震波传播有不同的规律,各种不同的传播规律需用不同的传播方程描述。一般介质模型越复杂,其描述地震波传播的方程就越复杂。通常研究地震波的传播问题是由简单介质模型到复杂介质模型,均匀、各向同性、理想弹性介质是一种最简单的介质模型。

1.2.1 弹性波传播方程

根据固体弹性动力学理论,地震波在均匀、各向同性、理想弹性介质中传播满足以下偏微分方程

$$\mu \nabla^2 \mathbf{U} + (\lambda + \mu) \text{grad} \theta + \rho \mathbf{F} = \rho \frac{\partial^2 \mathbf{U}}{\partial t^2} \quad (1.2-1)$$

该式称为矢量弹性波方程,式中矢量 \mathbf{U} 表示介质质点受外力(\mathbf{F})作用后的位移,称为位移矢量, $\mathbf{U} = \mathbf{U}(u, v, w)$, u, v, w 为 x, y, z 三个坐标轴的位移分量。矢量 \mathbf{F} 表示对介质作用的外力,称为力矢量, $\mathbf{F} = \mathbf{F}(F_x, F_y, F_z)$, F_x, F_y, F_z 为三个力分量。常量 λ 和 μ 是介质的弹性常数,称为拉梅(Lame)常数。常数 ρ 是介质的密度。标量 θ 称为体变系数,它与位移满足以下关系

$$\theta = \text{div} \mathbf{U} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \quad (1.2-2)$$

算符 ∇^2 为拉普拉斯(Laplace)算子

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

(1.2-1)式的分量式为

$$\left. \begin{aligned} \mu \nabla^2 u + (\lambda + \mu) \frac{\partial \theta}{\partial x} + \rho F_x &= \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \\ \mu \nabla^2 v + (\lambda + \mu) \frac{\partial \theta}{\partial y} + \rho F_y &= \rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \\ \mu \nabla^2 w + (\lambda + \mu) \frac{\partial \theta}{\partial z} + \rho F_z &= \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} \end{aligned} \right\} \quad (1.2-3)$$

1.2.2 纵、横波波动方程

在弹性波方程中,外力 F 既包含胀缩力(正压力),也包含旋转力(剪切力),位移 U 也包含体变和形变两部分。若对弹性波方程式(1.2-1)两边取散度或取旋度,就可将弹性波方程分离为纵、横波方程。

对式(1.2-1)两边取散度(div),可得方程

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} - \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \nabla^2 \theta = \text{div} F \quad (1.2-4)$$

若令

$$V_p^2 = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \quad (1.2-5)$$

(1.2-4)式可写成

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} - V_p^2 \nabla^2 \theta = \text{div} F \quad (1.2-6)$$

式中: $\text{div} F$ 代表胀缩力,该式描述了在只有胀缩力的作用时,弹性介质只产生与体变系数 θ 有关的扰动,称式(1.2-6)为用位移表示的纵波波动方程,式中 V_p 为纵波传播速度。

同样,若对式(1.2-1)两边取旋度(rot),并令 $\omega = \text{rot} U$,可得方程

$$\frac{\partial^2 \omega}{\partial t^2} - \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \omega = \text{rot} F \quad (1.2-7)$$

令

$$V_s^2 = \frac{\mu}{\rho} \quad (1.2-8)$$

式(1.2-7)可写成

$$\frac{\partial^2 \omega}{\partial t^2} - V_s^2 \nabla^2 \omega = \text{rot} F \quad (1.2-9)$$

式中: $\text{rot} F$ 代表旋转力,该式描述了在只有旋转力作用时,弹性介质只产生与形变 ω 有关的扰动,称式(1.2-9)为用位移表示的横波波动方程,式中 V_s 为横波传播速度。

为使纵、横波方程简单化,可进一步用位函数表达纵、横波方程。

已知 U 和 F 是矢量,根据亥姆霍兹(Helmholtz)定理:任一矢量函数 U ,若它的散度和旋度有意义,则该矢量场可分解为一个无旋部分和有旋部分之和,即

$$\left. \begin{aligned} U &= U_p + U_s \\ F &= F_p + F_s \end{aligned} \right\} \quad (1.2-10)$$

并且总可以找到一个标量位 φ 和矢量位 ψ 使下式成立

$$\left. \begin{aligned} U &= U_p + U_s = \text{grad}\varphi + \text{rot}\psi \\ F &= F_p + F_s = \text{grad}\Phi + \text{rot}\Psi \end{aligned} \right\} \quad (1.2-11)$$

φ 代表位移场的标量位, ψ 代表位移场的矢量位; Φ 代表标量力位, Ψ 代表矢量力位。

将式(1.2-11)分别代入式(1.2-6)和式(1.2-9),可得用位函数表示的纵、横波波动方程

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - V_p^2 \nabla^2 \varphi = \Phi \quad (1.2-12)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - V_s^2 \nabla^2 \psi = \Psi \quad (1.2-13)$$

若矢量位 $\psi = \psi(\psi_x, \psi_y)$, 则式(1.2-13)也可写成标量方程

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 \psi_x}{\partial t^2} - V_s^2 \nabla^2 \psi_x &= \Psi_x \\ \frac{\partial^2 \psi_y}{\partial t^2} - V_s^2 \nabla^2 \psi_y &= \Psi_y \end{aligned} \right\} \quad (1.2-14)$$

式(1.2-12)、式(1.2-14)是标量位函数表示的三分量标量波动方程,式(1.2-12)是纵波标量波动方程,式(1.2-14)是标量横波波动方程。

在以上传播方程中,当速度 V_p 、 V_s 分别为常数,则表示均匀、各向同性、理想弹性介质中波的传播规律,若速度 $V_p = V_p(x, y, z)$ 、 $V_s = V_s(x, y, z)$,则可表示非均匀、各向同性、理想弹性介质中波的传播规律。但对各向异性、黏弹性介质以及双相介质模型的波传播方程需要重新建立。

1.3 无限大均匀各向同性介质中弹性波场及特征

波动方程反映了波传播的基本规律,若给定具体条件,可通过求解波动方程实现地震波场的正、反演。波动方程的解就是波函数,波函数的变化规律描述了地震波场的特征。

1.3.1 无限大均匀各向同性介质中的平面波

设

$$U = A \exp\left[\frac{2\pi i f}{V}(k_1 x + k_2 y + k_3 z - Vt)\right] d \quad (1.3-1)$$

将其代入弹性波方程,得到满足,则可认为 U 为弹性波方程的位移解。

在式(1.3-1)中: A 为振幅项,决定位移的大小; $\frac{2\pi f}{V} = \frac{\omega}{V}$ 为简谐波参数, f 为频率, ω 为圆频率, V 为波速; i 为虚数符号, $e^{i\varphi} = \cos\varphi + i\sin\varphi$,仅考虑实数时为简谐波; $k_1 x + k_2 y + k_3 z - Vt$ 为传波项, $k_1 x + k_2 y + k_3 z - Vt = 0$ 为平面方程, $\mathbf{K} = \mathbf{K}(k_1, k_2, k_3)$ 为平面的法向量,对固定的时间 t ,平面方程表示了以 \mathbf{K} 为法向量的平面,波前均在这个平面上。

称式(1.3-1)表达的波函数为平面简谐波,当 \mathbf{K} 是任意矢量时,也称为沿任意方向传播的平面简谐波。

若取 \mathbf{K} 沿 x 方向,即 $k_1 = 1, k_2 = k_3 = 0$,则

$$U = A \exp\left[\frac{i\omega}{V}(x - Vt)\right] \mathbf{d} \quad (1.3-2)$$

其位移分量

$$\left. \begin{aligned} u &= A_1 \exp\left[\frac{i\omega}{V}(x - Vt)\right] \\ v &= A_2 \exp\left[\frac{i\omega}{V}(x - Vt)\right] \\ w &= A_3 \exp\left[\frac{i\omega}{V}(x - Vt)\right] \end{aligned} \right\} \quad (1.3-3)$$

将式(1.3-3)代入弹性波分量式得

$$\left. \begin{aligned} A_1[(\lambda + 2\mu) - \rho V^2] &= 0 \\ A_2[\mu - \rho V^2] &= 0 \\ A_3[\mu - \rho V^2] &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1.3-4)$$

1) 当 $V = V_p = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}$ 时, 解式(1.3-4)得, $A_1 \neq 0$, 而 $A_2 = A_3 = 0$, 从而有:

$$\left. \begin{aligned} U &= A_1 \exp\left[\frac{i\omega}{V}(x - V_p t)\right] \\ v &= w = 0 \end{aligned} \right\} \quad (1.3-5)$$

式(1.3-5)说明, 沿 x 方向传播的平面波波速为纵波速度时, 沿 x 方向的位移分量 $u \neq 0$, 而其他位移分量为零, 波的传播方向 \mathbf{K} 与质点位移方向 \mathbf{d} 一致 ($\mathbf{K} // \mathbf{d}$), 故称为平面纵波, 也称为胀缩波, 通常简称为 P 波 (pressure wave)。

2) 当 $V = V_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ 时, 式(1.3-4)解为 $A_1 = 0, A_2 \neq 0, A_3 \neq 0$, 从而有 $u = 0, v \neq 0, w \neq 0$ 。

结论说明, 沿 x 方向传播的平面波波速为横波速度时, 波的传播方向与质点位移方向垂直 ($\mathbf{K} \perp \mathbf{d}$), 故称为平面横波, 也称为剪切波, 简称 S 波 (shear wave)。S 波有两个质点振动方向, 称质点沿 z 轴振动的 S 波分量为垂直偏振的剪切波, 简称 SV (vertical) 波; 质点沿 y 轴振动的 S 波分量称为水平偏振剪切波, 简称 SH (horizontal) 波。

总之, 弹性波由 3 个相互垂直的分量组成, 故称为三分量地震波, 它们分别为 P 波、SV 波和 SH 波。

1.3.2 无限大均匀各向同性介质中的球面波

在地震勘探中, 一般是用点源激发地震波, 点源激发的地震波以球面波形式向外传播, 因此, 讨论球面波的波场特征更具有实际意义。

据弹性波动理论, 在均匀各向同性介质中, 力源的类型与所产生的波具有一一对应关系, 即胀缩力产生纵波, 旋转(剪切)力产生横波。以下分别讨论胀缩点源产生的球面纵波和旋转点源产生的球面横波。

1.3.2.1 胀缩点源与球面纵波

1.3.2.1.1 地震勘探中的胀缩点源

在地震勘探中广泛用井中爆炸作为激发震源。在均匀各向同性介质中, 炸药爆炸后有

一个均匀的力垂直作用在半径为 a 的球形空腔壁上。当空腔半径 $a \rightarrow 0$, 或相对无限大空间时, 用该方法产生的震源可看作一个胀缩点源。点源的力位函数或震源强度函数可用下式表示:

$$\Phi(t) = \begin{cases} 0 & t < 0 \\ \Phi(t) & 0 \leq t \leq \Delta t \\ 0 & t > \Delta t \end{cases} \quad (1.3-6)$$

该式也称为胀缩点源的初始条件。

1.3.2.1.2 球面纵波的传播方程解

在均匀各向同性介质中激发点源, 点源所产生的胀缩力的作用面具有球对称性, 因此所产生的波前面是一个球面, 故称为球面波。

已知纵波波动方程为式(1.2-12), 当力位函数 $\Phi(t) = 0$ 时, 波动方程为

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - V_p^2 \nabla^2 \varphi = 0 \quad (1.3-7)$$

这是直角坐标系中的波动方程, 称为传播方程。为求解方便, 可将式(1.3-7)转换到球坐标系为

$$\frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial t^2} - V_p^2 \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial r^2} = 0 \quad (1.3-8)$$

式中: $\varphi_1 = r\varphi$, r 为球面法线方向, 该式为球坐标一维波动方程。可用达朗贝尔法解得

$$\varphi_1 = r\varphi = f_1\left(t - \frac{r-a}{V_p}\right) + f_2\left(t + \frac{r-a}{V_p}\right) \quad (1.3-9)$$

式中: $f_1\left(t - \frac{r-a}{V_p}\right)$ 为发散波, $f_2\left(t + \frac{r-a}{V_p}\right)$ 为会聚波, 按实际物理含义, 最后得满足波动方程的解为

$$\varphi = \frac{1}{r} f\left(t - \frac{r-a}{V_p}\right) \quad (1.3-10)$$

式中: f 为任意函数。

当考虑 $t \leq \Delta t$ 时, 力位函数不为零, 即需求解非齐次方程。

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - V_p^2 \nabla^2 \varphi = \Phi(t) \quad (1.3-11)$$

将点源用半径 $r = a$ 的小球体代替, 设小球体体积为 W , 对式(1.3-11)求体积分, 并令球半径 $r \rightarrow 0$, 可得

$$\lim_{r \rightarrow 0} \int_w \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} dw - V_p^2 \lim_{r \rightarrow 0} \int_w \operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi dw = \lim_{r \rightarrow 0} \int_w \Phi(t) dw \quad (1.3-12)$$

若令

$$\Phi_1(t) = \lim_{r \rightarrow 0} \int_w \Phi(t) dw \quad (1.3-13)$$

求解式(1.3-12)积分方程。

力位函数不为零的波动方程解为

$$\varphi(r, t) = \frac{1}{4\pi r V_p^2} \Phi_1\left(t - \frac{r}{V_p}\right) \quad (1.3-14)$$

该式为用震源函数表示的波动方程位移解,其中 $\Phi(t)$ 也称为震源强度。

1.3.2.1.3 球面纵波的位移解

在地震勘探中,接收到的地震波振幅值反映的是质点位移,为此需求取位移解。利用位移矢量与位移位的关系,球面纵波的位移 U_p 为

$$U_p = \text{grad}\varphi = \frac{\partial\varphi}{\partial r} \frac{\mathbf{r}}{r} = \frac{-1}{4\pi V_p^2} \left[\frac{1}{r^2} \Phi_1\left(t - \frac{r}{V_p}\right) + \frac{1}{r V_p} \left(\Phi_1'\left(t - \frac{r}{V_p}\right) \right) \right] \frac{\mathbf{r}}{r} \quad (1.3-15)$$

该式的物理含义为:球面纵波以速度 V_p 沿 r 方向向外传播;位移函数与震源强度 $\Phi_1(t)$ 及一阶导数有关;位移幅度与传播距离 r 及 r^2 成反比;质点位移方向(\mathbf{r})与波的传播方向(\mathbf{r})一致;“ $t - \frac{r}{V_p}$ ”表示延迟位;质点位移在一维空间内振动,称此波为线性极化波。

1.3.2.2 旋转点源与球面横波

如果在讨论纵波的各种假设条件不变,仅将震源的性质由胀缩力变为旋转力,依照纵波方程的解法,可得旋转点源作用下,横波波动方程位移位的解

$$\psi = \frac{1}{4\pi r V_s^2} \Psi\left(t - \frac{r}{V_s}\right) \quad (1.3-16)$$

位移解为

$$U_s = U_{sr} \mathbf{e}_r + U_{s\alpha} \mathbf{e}_\alpha + U_{s\beta} \mathbf{e}_\beta \quad (1.3-17)$$

式中: \mathbf{e}_r 、 \mathbf{e}_α 、 \mathbf{e}_β 为球坐标系中的3个单位矢量,其中

$$\left. \begin{aligned} U_{sr} &= 0 \\ U_{s\alpha} &= \frac{1}{4\pi V_s^2} \left\{ \frac{1}{r^2} \left[\Psi_y\left(t - \frac{r}{V_s}\right) \cos\beta - \Psi_x\left(t - \frac{r}{V_s}\right) \sin\beta \right] + \frac{1}{r V_s} \left[\Psi_y'\left(t - \frac{r}{V_s}\right) \cos\beta - \Psi_x'\left(t - \frac{r}{V_s}\right) \sin\beta \right] \right\} \\ U_{s\beta} &= \frac{1}{4\pi V_s^2} \left\{ \frac{1}{r^2} \left[\Psi_z\left(t - \frac{r}{V_s}\right) \sin\alpha - \Psi_z\left(t - \frac{r}{V_s}\right) \cos\alpha \cos\beta - \Psi_y\left(t - \frac{r}{V_s}\right) \cos\alpha \sin\beta \right] + \frac{1}{r V_s} \left[\Psi_z'\left(t - \frac{r}{V_s}\right) \sin\alpha - \Psi_x'\left(t - \frac{r}{V_s}\right) \cos\alpha \cos\beta - \Psi_y'\left(t - \frac{r}{V_s}\right) \cos\alpha \sin\beta \right] \right\} \end{aligned} \right\} \quad (1.3-18)$$

式(1.3-18)为球坐标中的3个位移分量, Ψ_x 、 Ψ_y 、 Ψ_z 是震源强度 Ψ 的3个分量。

式(1.3-18)的物理含义为:球面横波以速度 V_s 沿 r 方向向外传播;位移分量函数与震源强度 $\Psi(t)$ 及一阶导数有关;位移幅度与传播距离 r 及 r^2 成反比;波的传播方向(\mathbf{r})与质点位移方向(\mathbf{e}_α 、 \mathbf{e}_β)垂直,质点位移方向有两个,沿 \mathbf{e}_α 方向的质点位移称为垂直偏振波(SV),沿 \mathbf{e}_β 方向的质点位移为水平偏振波(SH);“ $t - \frac{r}{V_s}$ ”表示延迟位;横波仍为线性极化波。

1.3.3 地震波的动力学特征

由震源激发的纵(横)波经地下传播并被人们在地面或井中接收到的地震波,通常是一个有一定长度的脉冲振动,用数学公式表示就是前节讨论的位移或位移解。该式是一个函数表达式,它描述了介质质点的振动规律,应用信号分析领域中的广义术语,可称为振动信号,在地球物理领域称为地震子波。对一个随时间变化的振动信号,描述其特征的有振动幅度(简称振幅) A 、振动频率 f (或周期 T)、初相位 φ ,若考虑信号随空间变化,则还有波长 λ 或波数 k 。称用于描述地震波振动特征参数 $A, f, T, \varphi, \lambda, k$ 为地震波动力学参数。所谓地震波的动力学特征就是由地震波的动力学参数来体现的。以下讨论以球面纵波为例。

1.3.3.1 球面纵波的传播特点

球面纵波的位移解为式(1.3-15),在位移解 U_p 的表达式中,其振动幅度既与传播距离 r^2, r 有关,又与震源函数 $\Phi(t)$ 及 $\Phi'(t)$ 有关。分两种情况讨论。

1.3.3.1.1 近震源情况

当靠近震源时, r 比较小,有条件

$$\frac{1}{r^2} \gg \frac{1}{r}$$

则
$$U_p \approx \frac{-1}{4\pi r^2 V_p^2} \Phi\left(t - \frac{r}{V_p}\right) \frac{r}{r} \quad (1.3-19)$$

可见在近震源时,质点位移 U_p 与震源函数 $\Phi(t)$ 成正比,与 r^2 成反比。

1.3.3.1.2 远震源情况

当波传播远离震源时, r 比较大,这时有

$$\frac{1}{r} \gg \frac{1}{r^2}$$

则
$$U_p \approx \frac{-1}{4\pi r V_p^2} \Phi'\left(t - \frac{r}{V_p}\right) \frac{r}{r} \quad (1.3-20)$$

在远离震源时,质点位移 U_p 与震源函数的一阶导数 $\Phi'(t)$ 成正比,与传播距离 r 成反比。

综合两种情况可得出以下结论:

1) 在近源区,质点振动规律(波函数)主要由震源函数 $\Phi(t)$ 确定,而在远震源区,质点振动规律主要由 $\Phi'(t)$ 确定。说明随着传播距离 r 的变化,地震子波函数在不断发生变化,也说明了地震子波的复杂性。

2) 在近源区,位移振幅与 r^2 成反比衰减,且衰减较快。在远源区,位移振幅与 r 成反比衰减,衰减较慢。当 r 很大时,地震波振幅逐渐趋于稳定。

1.3.3.1.3 波前、波带及波尾

通常地震勘探是在远离震源区的位置观测地震波,因此,在上述讨论远震源情况的基础上,要进一步讨论有关波前、波带和波尾的概念。

已知远离震源时,质点位移函数由震源函数的一阶导数 $\Phi'(t)$ 确定,而 $\Phi'(t)$ 又是由 $\Phi(t)$ 确定的。按照胀缩点源的定义,假设点源是一脉冲震源于 $t=0$ 时开始作用,作用延续时

间为 Δt , 则震源函数 $\Phi(t)$ 为

$$\Phi(t) = \begin{cases} 0 & t < 0 \\ \Phi(t) & 0 \leq t \leq \Delta t \\ 0 & t > \Delta t \end{cases} \quad (1.3-21)$$

其一阶导数 $\Phi'(t - \frac{r}{V_p})$ 可表示为

$$\Phi'(t - \frac{r}{V_p}) = \begin{cases} 0 & t - \frac{r}{V_p} < 0 \\ \Phi'(t - \frac{r}{V_p}) & 0 \leq t - \frac{r}{V_p} \leq \Delta t \\ 0 & t - \frac{r}{V_p} > \Delta t \end{cases} \quad (1.3-22)$$

由式(1.3-21) $\Phi'(t - \frac{r}{V_p})$ 的存在条件

$$0 \leq t - \frac{r}{V_p} \leq \Delta t \quad (1.3-23)$$

当 $t = t_1$ 时, 波动在空间的存在范围是

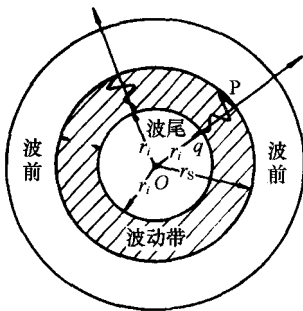
$$V_p(t_1 - \Delta t) \leq r \leq V_p t_1 \quad (1.3-24)$$

或

$$r_1 \leq r \leq r_2 \quad (1.3-25)$$

式中: $r_1 = V_p(t_1 - \Delta t)$, $r_2 = V_p t_1$, $\Delta r = r_2 - r_1 = \Delta t V_p$ 。

该式的含义可用图 1-2 表示, 即波从 O 点出发, 经 $t = t_1 - \Delta t$ 时间到达 r_1 点, 再经 Δt 时间到达 r_2 点。由于波的振动延续范围为 Δr , 故当 r_2 点开始振动时, r_1 点振动正好停止。因此



此, 称 r_2 点为波前, 以 r_2 为半径的球面为波前面。称 r_1 点为波尾, 以 r_1 为半径的球面为波尾面。称 r_1 到 r_2 之间正在振动的部位为波动带, 简称波带。这样可由波前面、波尾面将无限大空间划分为 3 个区域: $r \leq r_1$ 称为波尾区, 表示波动已停止的区域, 代表了波后的状态; $r_1 < r \leq r_2$ 称为波动区, 表示波动正在进行的区域; $r > r_2$ 称为波前区, 表示尚未波动的区域, 代表了波前的状态。

在波动区, 由于位移 U_p 是由震源函数的一阶导数确定, 所以相邻质点的位移状态是不相同的, 有部分相邻介质可能是相互靠近, 形成介质的局部密集带, 称为压缩带。而有些介质彼此分开, 形成局部疏松带, 称为膨胀带。这些压缩带和膨胀带不间断交替更换, 使地震波不断向前传播, 这就是纵波(膨胀波)的传播特点。

1.3.3.2 地震波的波剖面 and 振动图

地震波传播除速度外主要与两个参数有关, 即时间(t)和空间位置(r)。分别考虑: 当时间一定时, 不同位置质点的位移状态; 或当位置不变时, 质点随时间振动的情况, 可得出波剖面和振动图的概念。