

《地震勘探原理与方法》

电子教案

授课教师：郝奇

吉林大学
地球探测科学与技术学院
地震教研中心

目录

第一章 地震勘探方法概述.....	3
第二章 地震波及其描述.....	6
第三章无限均匀介质中地震波传播的动力学特性.....	10
第四章 无限粘滞弹性介质中地震波的动力学特性.....	13
第五章 地震波的反射、透射和折射.....	18
第七章 地震勘探野外工作方法.....	47
第八章 地震波传播速度的影响因素及速度测定方法.....	58

第一章 地震勘探方法概述

授课学时：4 学时

授课目的及要求：

让学生了解地球物理学与应用地球物理学的异同点，应用地球物理所包含的方法及研究对象，强调本专业的重要地位以及在国内高校所处的位置。

让学生了解什么是地震勘探，其研究内容是什么，是基于什么原理和方法解决地质问题。

让学生了解地震勘探方法的优缺点，掌握地震勘探的地质基础及简化物理模型；地震勘探所包含的几大生产环节。

让学生明确本课程所需的理论基础以及所涉及的相关学科的关系。

授课内容概要

- 一、地震勘探研究的内容、对象
- 二、地震勘探方法及基本原理简介
- 三、地震勘探的地质基础
- 四、地下介质的简化物理模型
- 五、地震勘探特点及发展概况
- 六、地震勘探的主要应用领域

1-1 地震勘探及其研究的对象和内容

一、地震勘探的含义

1、地震的含义

天然地震 (Earthquake)

人工地震 (Seismic) 此为我们要研究的内容

2、勘探的含义

查明矿产资源的分布、位置、形状、大小、成矿规律、岩石性质、地质构造 (油气、矿石、水、地热等)

3、地震勘探 (Seismic prospecting)

在地震勘探的定义基础上，解释地震勘探的含义。通过天然地震与人工地震的对比，加深对地震勘探的理解 (是利用人工激发的弹性波来定位矿藏，确定考古位置，获得工程地质信息)

二、地震勘探研究的对象及内容

1、地震波的动力学问题

研究地震波传播过程中它的振幅，频率，相位等的变化规律 (avo)

2、地震波运动学问题

研究地震波传播的时间与空间的关系

3、地震波的激发问题

人工震源激发的方法 (气枪、可控震源、炸药、锤击)

爆炸能量集中下传、爆炸能量与介质的耦合、药量的大小

4、地震波的接收技术以及观测方法 (三分量、四分量、垂直分量、井中检波器)

四种检波器，记录方式，观测系统的布置，压制噪声，检波器的安置条件

5、地震波的数据处理方法及技术

压制干扰，提高信噪比和分辨率

提取地震参数（地下构造及岩性）

特点：“多” 内容多

“宽” 基础宽

“新” 方法新，更新快

6、地震波的资料解释方法与技术

利用各种地震剖面，结合地质、钻探、测井及其他物探方法把地震剖面变为地质剖面，进一步研究区域构造、盆地发育、油气运移、作为油气资源评价，提供钻探井位。

7、理论方法的正、反演技术

正演模拟

反演理论

三、地震勘探的三大环节

采集，处理，解释

四、区域

海洋、陆地

1-2 地震勘探的基本方法和原理

一、反射波法原理

中、深层的勘探

二、折射波法

离震源较远处观测，地震波沿界面传播（ $v_2 > v_1$ ），结合界面的速度和深度信息。

三、透射波法（vsp）（vertical seismic profile）

激发点和接收点分别位于地下弹性分界面或地质体的两侧，有坑道或钻井时使用。根据透射波的时间，确定井间地质体的形态及介质中的传播速度。

四、面波法

一般应用于工程勘探，提供浅层的纵、横波速度信息

面波的概念，频散特性

通过本节内容使学生大致了解地震勘探方法是如何解决地质构造问题，地层分层及矿产勘查。

1-3 地震勘探的地质基础

一、地震界面的概念

能够使人工激发的地震波在地下介质中传播的过程中产生反射、透射、折射等现象的弹性分界面。

二、地震勘探方法对地质条件的要求

1、地震界面的存在（地震界面时波阻抗界面速度面，地质界面是岩性界面，前者是物理界面，后者是地质界面，通常是一致的）

2、地震界面的特性

显著性、光滑性、稳定性

3、地震界面的倾斜程度

不宜过高，对采集处理不利，但目前也有一些新的特殊方法

4、速度剖面的特性

要求均匀性, 高速的厚层存在, 会起到屏蔽的作用使地面观测不到更多的折射波。

三、地震地质条件

1、表层地震地质条件（风化层）

地表附近的地质剖面性质、地貌特点能影响地震勘探的激发, 接收和波的传播。

①低速带对地震波的强吸收, 激发不好

②含水层内激发好

③浅层地质剖面要均匀

纵向: 表层强的反射的不利

横向: 使采集处理复杂

2、深层地震地质条件

①地震层位与地质层位一致, 有利于地震地质解释

②具有较好的标准层, 有利于解释

③具有良好的地震波组关系, 有利于地震层序划分

④具有明显的地震相特征（特定的沉积条件及其沉积的地层的地震响应）

⑤速度剖面的均匀值

总之, 能很好的反应地质特征。

1-4 地下介质的简化物理模型

一、理想弹性介质（完全弹性介质）(elastic medium)

外力作用变形, 外力取消后, 能完全恢复为原来状态的物体, 外力小时间短时大部分

二、各向同性介质, 各向异性介质 (isotropic, anisotropic medium)

弹性性质与空间方向的关系

三、均匀介质 (homogeneous)

非均匀介质、速度不随空间位置变化的性质

四、层状介质 (layer medium)

非均匀介质中, 介质的性质表现成层状

五、连续介质 (continuous medium)

波速是空间连续变化函数的介质

六、单相介质、双相介质 (double phase)

组成地层的岩石单一固体相, 建立模型时只考虑单一相态（骨架、基质、孔隙）

七、粘弹性介质 (viscoelastic)

对地震波吸收, 高频成分损失, 实际固体既表现弹性又表现粘弹性

实际地质介质大多数是固体按固体的力学性质可分为弹性体和塑性体

关键词: 发射波法、折射波法、VSP 法、地震界面、速度界面、波阻抗界面、低速带、层状介质、连续介质、均匀介质、双相介质、分辨率

1-5 地震勘探方法的特点及发展概况

一、所研究的波场是地球物理场中的动态场（观测范围广），地震波有足够的能量传播，因此地震波在水平方向、垂直方向上都有很大的观测范围，浅至几米，几十米，深至数千米及至地壳，上地幔。横向跨度可几米→数十米→数千米→数百千米等

- 二、能够较详细地划分地层，确定地层的速度
- 三、垂直方向、水平方向分辨率高
- 四、仪器设备最先进、自动化、数字化程度最高
- 对高端计算机的需求、仪器遥测，多道

“富岳” 537212 万亿次每秒（2021.06）（日本，排名 1）

“神威·太湖之光” 1254435.9 万亿次每秒（2021.06）（中国，排名 4）

- 五、地质效果明显、精度高

- 六、应用广泛

从投资费用和与之有关的地球物理学家数量来看地震勘探是最重要的一种地球物理技术，相对于其他方法的优势因素很多，最重要的是准确性好、分辨率高、具有很强的穿透性。

- 七、队伍庞大、仪器设备昂贵、投资大、成本高

便宜的二、三十万，贵的几百万、几千万

- 八、适宜于沉积岩地质条件，对火成岩地区效果差

1-6 地震勘探的应用领域

- 一、石油天然气勘探开发

西方国家在地球物理勘探方面的投资中百分之九十用于地震勘探。在我国至大庆油田发现以来 95% 的新油田都是由地震提供构造的，世界上的墨西哥湾、中东、北海大油田也是

从构造到岩性勘探

- 二、煤田地质勘探及开发

查明煤田上覆盖层厚度，煤层底板埋深和构造形态煤层及围岩中的断层等地质异常。

- 三、岩盐、钾岩、膏岩等非金属矿勘探

- 四、金属矿地震勘探

- 五、工程勘探（公路、铁路、电站、库坝）建筑工程桩基检测

- 六、考古地球物理方面（探寻古墓等）

- 七、深部地壳探测（地学断面）

- 八、地质灾害调查及预测

隧道超前预测，桥梁下的溶洞

- 九、水文地质调查、岩洞勘测、地热勘探、环境保护、核废料填埋

第二章 地震波及其描述

授课学时数：3 学时

授课目的及要求

让学生知道什么是地震波，如何认识理解及如何来描述，让学生掌握地震子波的概念及其重要性，

让学生掌握地震子波的描述方法，即动态描述与静态描述。必须让学生重点掌握地震波频谱的概念及特点，波剖面、振动图的概念。掌握地震波动力学参数及其在地震勘探中的重要意义。

本章重点问题

1、地震子波的概念

2、地震波频谱

3、振动图

4、波剖面

关键词

地震子波、频谱、振动图、波剖面、主频（峰值，频率）

2-1 地震子波的概念

一、子波的概念

子波术语是源于信号分析领域，是个广义概念，在信号分析领域中，子波定义为：

具有确定起始时间，能量有限的信号，广义地讲，输入信号经某一系统作用后有新的输出，子波（wavelet）

二、地震子波的概念（seismic wavelet）

由人工震源激发的，经地下介质传播一定距离后，波形趋于稳定，具有确定起始时间和有限能量、短时间内衰减的一个非周期性脉冲振动。通常由 1-2 个视周期组成的地震脉冲。

2-2 地震子波的静态描述

采取两种途径来描述地震子波，即静态描述和动态描述。下面介绍的是静态描述。

一、地震子波频谱分析

频谱分析属于静态描述

地震子波其振动的一个基本属性是振动的非周期性，因此对于它的描述应有别于描述周期振动的振幅、频率、相位等参数，而用振幅谱、相位谱（或合称为频谱）等概念来描述

地震子波在时间域内表示，是个时间函数

$$b(t) = \begin{cases} b(t) & t \geq 0 \\ 0 & t < 0 \end{cases}$$

利用 Fourier 变换理论

$$b(t) = \int_{-\infty}^{\infty} B(f) e^{i2\pi ft} df \quad (2-1)$$

$$B(f) = \int_{-\infty}^{\infty} b(t) e^{-i2\pi ft} dt \quad (2-2)$$

$B(f)$ 称为子波 $b(t)$ 的频谱，一般是复变函数，表示一个非周期振动 $b(t)$ 与周期的谐和振动之间的关系，它的物理意义是：任何一个非周期振动 $b(t)$ 是由无限多个不同频率、不同初始相位、不同振幅的谐和振动 $B(f)e^{i2\pi ft}$ 之和构成。

$$B(f) = |B(f)| e^{i\varphi(f)}$$

$|B(f)|$ ：表示每一个谐和振动分量的振幅，称为振幅谱

$\varphi(f)$: 表示每一个谐和振动分量的初始相位, 称为相位谱

地震子波的频率范围可能很宽, 也可能很窄, 取决于激发条件、地层因素、接收条件和仪器因素。一般频谱范围在几到几十 Hz → 上百 Hz → 几百 Hz

通过频谱分析, 地震波不是单一频率的, 所以用频谱表示

二、地震子波的相位特征 (放到数据处理中)

地震子波通常是非零相位的, 分为:

最小相位子波: 能量延迟最小, 主要能量集中在前部分

最大相位子波: 相位延迟谱最大, 主要能量集中在后部

混合相位子波: 子波耦合时 (多个褶积) 既有最大又有最小称混合相位子波, 子波能量集中在子波的中部

子波相位特征判断:

地震子波是时间序列, 认为:

$$b(t) = (b_0, b_1, b_2, b_3, \dots, b_n)$$

其 Z 变换:

$$B(z) = b_0 + b_1 z + b_2 z^2 + \dots + b_n z^n$$
$$Z = e^{-i\omega \Delta t} \quad |Z| = 1 (\text{单位圆})$$

对此多项式求根

若全部根在单位圆外: 最小相位

若全部根在单位圆内: 最大相位

若根在单位圆内, 外都有: 混合相位

在地震勘探理论研究 (数值模拟) 以及数据处理中还经常使用零相位子波, 最典型且常用的是 Ricker 子波

$$b(t) = \left[1 - 2(\pi f_0 t)^2 \right] \bullet e^{-(\pi f_0 t)^2}$$
$$B(f) = \left(\frac{2}{\sqrt{\pi}} \right) \left(\frac{f^2}{f_0^2} \right) e^{-\left(\frac{f}{f_0} \right)^2} \quad \text{其中 } f_0 \text{ 是主频}$$

三、地震子波 (地震波) 的动力学参数

动力学基本参数: 振幅谱、相位谱

子波延续度的概念

式 (2-1), 式 (2-2) 是一对傅氏变换对具有单值对应关系, 即任何形状的地震波都有单一地对应着它的频谱, 反之任何一个频谱都唯一地确定着一个地震波波形。地震波 (子波) 的时间域表示与频率域表示是一一对应的, 是等效的。

在时间域内, 地震波 (或子波) 是有一定延续时间的称延续度, 与其频谱范围相应, 频谱范围越宽, 越丰富, 则时间延续越窄, 越趋于尖脉冲, 反之越窄, 越长。

四、地震波动力学参数在地震勘探中的应用

1、可用于分析表示地震波 (子波) 的组成

识别不同类型的波

2、可表示或说明地震勘探分辨率

如子波的延续度小、频率高、分辨率越高

3、可用于解释岩性

特别是瞬时振幅，瞬时频率和瞬时相位

瞬时振幅主要与反射强度→波阻抗差→地层岩性

瞬时相位与反射强度关系不大，与波的连续性有关，用于研究地层尖灭、断裂、超复，强调地震剖面上同相轴的连续性

瞬时频率：地层岩性不同，瞬时频率不同，确定岩性在油气聚集部位，对高频吸收严重，有波的频率变低的现象，配合波的瞬时速度变低，发现油气

4、在地震数据处理中的应用

指导处理参数的选取，如滤波

5、在地震勘探正、反演问题研究的应用

地震子波是地震记录的基本元素

2-3 地震波的动力学描述

地震波是在三维空间中传播的动态场，波场是空间和时间的函数，可以从不同角度描述波动

一、振动图

某一固定质点，在振动状态下，质点位移随时间变化的图形，纵轴为位移 $u(t)$ ，横轴为时间 t 。表示振动质点的波形图，视周期 T^*

①极值（正或负）称为相位

②极值大小：波的振幅

③相邻极值间间隔：视周期

④视频率 $f^* = \frac{1}{T^*}$ ，起始时间，延续长度

⑤ $\Delta t = t_1 - t_2$ 延续长度

二、波剖面图

某一固定时刻，正在振动的所以质点的位移随传播距离 r 而变化的图形：以

$u(r)$ 为纵轴， r 为横轴

参数：③视波长，波前面，波尾面，波峰，波谷

$$④ K = \frac{1}{\lambda^*} = \frac{f}{v^*} (\text{波数})$$

$$⑤ \lambda^* = T \cdot v^* = \frac{v^*}{f}$$

（波数：视波长的倒数 $K = \frac{1}{\lambda^*}$ ）

波在介质中传播将介质划分为三个球形层（波前面，波尾面，扰动区）

在地震勘探中，任一检波点处的振动图就是地震波形图

关键词：

振动图、周期、振幅、波剖面、波长、波数、地震子波

第三章无限均匀介质中地震波传播的动力学特性

本章讲授目的及要求 (3 学时)

在理想化模型假设下, 讨论地震波的动力学特征, 从简单到复杂, 由浅入深。让学生掌握地震波的能量表示, 地震波球面扩散现象。让学生掌握 Huygens—Fresnel 原理, 了解波场计算公式—Kirchhoff 绕射积分公式, 掌握公式的物理意义, 在此基础上重点阐述倾斜因子的物理意义, 让学生从理论上清楚地震波沿射线方向能量最集中的道理。

本章讲授的要点

- 1、地震波球面扩散
- 2、Huygens-Fresnel 原理
- 3、波场计算公式 Kirchhoff 及其意义
- 4、倾斜因子及其物理意义

3-1 地震波的能量及球面扩散现象

一、地震波的能量

地震波的传播是能量的传播, 根据一般的波动理论, 对于谐和振动

波的能量: $E = E_r + E_p \propto \rho A^2 f^2 w$
 $E_r = \text{动能} \quad E_p = \text{势能}$

A: 振幅 f: 谐和振动频率 ρ : 密度 w: 波通过体积

把包含在介质中单位体积的能量, 称为能量密度

$$\varepsilon = \frac{E}{W} \propto \rho A^2 f^2$$

单位时间内通过单位面积的能量称波的强度 I (能流密度)

$$I = \frac{\varepsilon \cdot v \cdot dt \cdot ds}{dt \cdot ds} = \varepsilon \cdot v \propto \rho A^2 f^2 v$$

V: 波的速度

波的强度正比于波的振幅的平方 (当波的频率和传播速度一定时)

二、地震波的球面扩散

波从震源出发, 向地下传播, 在某一时刻, 波前面到达 r, 位置波前面为

S_1 , 经过一定时间 t_2 S_2 (部分球面面积)

单位时间内流过 S_1 的能量等于流出 S_2 的能量

$$I_1 S_1 = I_2 S_2$$

由于 S_1 , S_2 具有相同的立体角 $d\Omega$

$$\begin{aligned}
d\Omega &= \frac{S_1}{r_1^2} = \frac{S_2}{r_2^2} \\
\therefore \frac{S_1}{S_2} &= \frac{r_1^2}{r_2^2} & A \propto \sqrt{r} \\
\therefore \frac{I_2}{I_1} &= \frac{r_1^2}{r_2^2} \\
\therefore I &\propto A^2 & \frac{A_2^2}{A_1^2} \propto \frac{r_1^2}{r_2^2} \\
\therefore \frac{A_2}{A_1} &\propto \frac{r_1}{r_2}
\end{aligned}$$

折射波和面波的波前扩散

说明波的振幅与波的传播距离成反比：波的球面扩散

3-2 Huygens-Fresnel 原理及波场计算

一、Huygens-Fresnel (惠更斯—夫列涅尔)

研究地震波在地下介质传播问题，有两个值得关注的问题，一是波传播时，如何确定不同时刻波所到达的空间位置；二是如何计算波到达任一空间点处的波场值，对于解决地质构造（偏移）和地层岩性（真振幅偏移）问题至关重要。

对于第一者，已由 Huygens 解决了，Huygens 原理：

若已知 t_1 时刻的波前，此波前面上的每一点都可以看作是新的点震源，这些点震源发射出新的绕射子波，所有发生的绕射子波都以速度 v 向各个方向传播，经 Δt 后，到达新的位置，这些子波波前面的包络（公切面），便是 $t_1 + \Delta t$ 时刻波前面的位置。

Huygens 原理只给出了波的相位信息而未给出振幅信息，后来 Fresnel 在 Huygens 基础上丰富了 Huygens 原理，提出：

任一时刻的波前面上的每一点都可视为新的点源，发出新的绕射子波，这些子波在传播过程中相互干涉叠加（相长或相消），因此空间任一观测点处观测的波场是这些绕射子波叠加的结果。

全面了解任一时刻、任一空间位置的波动；既有相位信息又有振幅信息

尽管如此，尚未给出如何计算任一观测点处的波场值，后来德国科学家 Kirchhoff 推出了计算公式，即 Kirchhoff 积分公式。

二、波场计算公式—Kirchhoff 积分公式

1883 年德国科学家 Kirchhoff 提出如果围绕着震源所在的某一闭合面 Q 上，已知波动的位移 $\varphi(x, y, z, t)$ 及其导数，且这些值是连续的（没有奇点）则可以计算出 Q 面以外任意一观测点，从 (x, y, z, t) 上由震源引起的位移 φ 的解（三维纵波波动方程的 K 解）

$$\varphi(x, y, z, t) = \frac{1}{4\pi} \int_{\Sigma} \frac{[\rho]}{r} dT' - \frac{1}{4\pi} \iint_Q \left\{ [\varphi] \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} \right) - \frac{1}{r} \left[\frac{\partial \varphi}{\partial n} \right] - \frac{1}{vr} \frac{\partial r}{\partial n} \left[\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right] \right\} d\Omega$$

式中 $[\cdot]$ 不是方括号，表示不是在时刻 t ，而是在时刻 $t_1 = t - \frac{r}{v}$ 时刻的值，故 $[\varphi]$ 延迟位， r 表示 M 到 Q 面上各点的距离， n 表示 Q 面的外法线方向

惠更斯原理的定量表达式，位移矢量公式： $\vec{U} = \vec{U}_p + \vec{U}_s = \text{grad}\varphi + \text{rot}\vec{\varphi}$

三、泊松公式

克希霍夫公式的一个特例

假设： $v = \frac{r}{t}$

θ ：以 $r = vt$ 为半径的球面

M ：位于球心

则由 kirchhoff 积分公式可得到球心 M 点的波场。

$$\varphi = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial r} \iint_{\Omega} [\varphi] d\Omega + \frac{1}{4\pi} t \iint_{\Omega} \left[\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right] d\Omega$$

$$\therefore \frac{\partial}{\partial n} = \frac{\partial}{\partial r} \quad (n \text{ 向外为正})$$

$$dQ = r^2 d\Omega \quad (\Omega \text{ 为立体角})$$

$$\text{令 } \bar{\varphi} = \frac{1}{4\pi} \iint_{\Omega} [\varphi] d\Omega : \text{表示球面 } Q \text{ 上 } [\varphi] \text{ 的平均值}$$

$$\overline{\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right)} = \frac{1}{4\pi} \iint_{\Omega} \left[\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right] d\Omega : \text{表示球面 } Q \text{ 上 } \left[\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right] \text{ 的平均值}$$

$$\text{则有： } \varphi = \frac{\partial}{\partial r} (r \bar{\varphi}) + t \overline{\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right)}$$

只要知道球面上的 $[\varphi]$ 及 $\left[\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right]$ 的平均值，便可求得 M 点波场泊松公式的作用：

描述波场

推到著名的费马原理：波在一般情况下沿垂直于波前面的路径传播时间为最短。

3-3 倾斜因子及其物理意义

Kirchhoff 积分公式能定量地描述空间内任一点处的波场值，我们以球面间歇波为例，从 kirchhoff 积分公式出发推导倾斜因子的公式，并说明其物理意义。

M_0 点出发的球面波振幅为 A ，圆频率为 w ，则传播到 x_0 处波场为：

$$w = \frac{A}{r_0} e^{i w \left(t - \frac{r_0}{v} \right)} ; \quad K = \frac{w}{v} \text{ 表示圆波数，且略去周期因子 } e^{i w t} \quad (\text{只表示波形与能量无})$$

$$\text{关)，则到达 } dQ \text{ 的振动为： } \frac{A}{r_0} e^{-i k r_0}$$

根据惠更斯—菲涅尔原理，把 dQ 看作二次震源，其在 M 点产生的扰动为：

$$du(M) = k(\theta) \frac{A}{r_0} e^{-ikr_0} \cdot \frac{1}{r} e^{-ikr} dQ$$

由整个波前面 Q 在 M 点形成的总扰动为：

$$u(M) = \frac{A}{r_0} e^{-ikr_0} \iint_Q \frac{e^{-ikr}}{r} K(\theta) dQ$$

$K(\theta)$ 与夹角 θ 有关的因子称倾斜因子，利用 kirchhoff 积分从事可以证明 $K(\theta)$

的表达式为： $K(\theta) = \frac{i}{2\lambda} (1 + \cos \theta)$ λ 为波长

因 θ 表示倾斜角度，观测点 M 处波场 φ 与 θ 角有关，

当 $\theta=0$ 时， $K(\theta)$ 取最大值，说明观测点在波前的法线 n 方向有最大值（波的射线方向）；

当 $\theta=\frac{\pi}{2}$ 时， $K(\theta)$ 减小了一半，波的能量也减小了一半；

当 $\theta=\pi$ 时， $K(\theta)=0$ ，意味着无波场。

$i = \cos \frac{\pi}{2} + i \sin \frac{\pi}{2} = e^{i\frac{\pi}{2}}$ 表示波前面上发射的子波相位超前 $\frac{\pi}{2}$ 。

结论：

波沿射线方向传播能量最强，也可以说波动的大部分能量集中在射线方向。

射线：通常可以认为波及其能量沿着一条路线传播，这条路线称为射线，射线垂直与波前面，可以是直线，也可以是曲线。

费马（Fermat）原理：波在一般情况下沿垂直于波前面的路径传播时间最短，这个路径称为射线。

第四章 无限粘滞弹性介质中地震波的动力学特性

授课学时：2 学时

目的及要求

讲授内容是粘弹介质中的基本动力学问题，旨在让学生掌握实际地下介质模型，从理论轮上掌握实际地层对地震波的吸收机制，明确吸收系数的概念，品质因子 Q 的含义及两者之间的关系。

要点：

粘滞弹性介质模型（voigt 模型）

Voigt 模型下动力学基本方程

地层的吸收特性

品质因子 Q 值

4—1 粘弹性介质模型及动力学基本方程

一、遵循内摩擦理论的 voigt 介质模型 (Biot, BISQ)

理想弹性介质只是近似, 实际介质对地层有吸收, 理论不一, 其中 voigt 模型经实际检验较好, 认为:

在质点震动过程中, 相邻质点间的摩擦作用, 使部分机械能转化成热能而消失掉, 使地震波能量在传播过程中衰减成为介质的吸收作用 (内摩擦力称粘滞力)

粘滞弹性介质, 指既有粘滞特性, 又具有弹性的介质, 按照粘滞弹性介质, 应力与应变的关系是非线性的。它包括两部分, 一部分满足线性 Hooke 定律的弹性应变, 另一部分为应力与应变的时间变化率成比例关系的粘滞效应。因此, 相应的动力学基本方程也是由相应的两部分组成。

二、粘弹介质的本构方程 (物理方程)

$$\begin{aligned}\sigma_x &= \lambda \theta_t + 2\mu \varepsilon_x + \lambda' \frac{\partial \theta_t}{\partial t} + 2\mu' \frac{\partial \varepsilon_x}{\partial t} \\ \sigma_y &= \lambda \theta_t + 2\mu \varepsilon_y + \lambda' \frac{\partial \theta_t}{\partial t} + 2\mu' \frac{\partial \varepsilon_y}{\partial t} \\ \sigma_z &= \lambda \theta_t + 2\mu \varepsilon_z + \lambda' \frac{\partial \theta_t}{\partial t} + 2\mu' \frac{\partial \varepsilon_z}{\partial t} \\ \tau_{xy} &= \mu \gamma_{xy} + \mu' \frac{\partial \gamma_{xy}}{\partial t} \\ \tau_{yz} &= \mu \gamma_{yz} + \mu' \frac{\partial \gamma_{yz}}{\partial t} \\ \tau_{zx} &= \mu \gamma_{zx} + \mu' \frac{\partial \gamma_{zx}}{\partial t}\end{aligned}\quad (4-1)$$

其中 $\lambda' = -\frac{2}{3}\eta$, $\mu' = \eta$, η 为粘滞系数。

三、粘弹介质中的波动方程

将上述应力与应变关系及集合方程代入应力微分方程, 可以得到位移表示的波动方程

$$(\lambda + \mu) \nabla \theta_t + \mu \nabla^2 \bar{u} + \frac{1}{3} \eta \nabla \frac{\partial \theta_t}{\partial t} + \eta \nabla^2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = \rho \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial t^2} \quad (4-2)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z} \\ \nabla^2 = \nabla \cdot \nabla = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \text{ 哈密顿算子} \\ \theta_t = \varepsilon_x + \varepsilon_y + \varepsilon_z \text{ 拉普拉斯算子} \end{array} \right.$$

实际中经常观测和研究纵波或横波, 其相应的波动方程分别为:

$$\text{散度} \frac{\partial^2 \theta_t}{\partial t^2} - \gamma_p^2 \nabla^2 \theta_t - \frac{4}{3} \frac{\eta}{\rho} \nabla^2 \frac{\partial \theta_t}{\partial t} = 0 \quad \text{纵波} \quad (4-3)$$

$$\text{旋度} \frac{\partial^2 \vec{w}}{\partial t^2} - \gamma_s^2 \nabla^2 \vec{w} - \frac{\eta}{\rho} \nabla^2 \frac{\partial \vec{w}}{\partial t} = 0 \quad \text{横波} \quad (4-4)$$

$$v_p^2 = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho}, v_s^2 = \frac{\mu}{\rho}, \vec{w} = \nabla \times \vec{u}$$

4—2 地层对地震波的吸收机制

在地层中传播的地震波满足上述波动方程的基础之上，通过波动方程求解，并对所得解的物理意义进行分析，使可知地震波在实际地层中传播过程中的吸收现象。用吸收系数表示吸收特性

为使问题讨论方便，数学处理简化，以平面简谐纵波为例，不失一般性，设任一平面简谐波波至函数为：（位移位）

$$\varphi(x, t) = \varphi_0 e^{i(\omega t - kx)} \quad (4-5)$$

沿 x 方向一维传播

$$\theta_t = \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = -k^2 \varphi \quad (4-6)$$

$$(u = \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \theta_t = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial r}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z})$$

将 4-6 代入 4-3 式中可以得

$$\rho \omega^2 = (\lambda + 2\mu) K^2 + i \frac{4}{3} \eta \omega K^2$$

$$\begin{cases} \nabla^2 \theta_t = k^4 \varphi \\ \frac{\partial^2 \theta_t}{\partial t^2} = \omega^2 k^2 \varphi \\ \nabla^2 \frac{\partial \theta_t}{\partial t} = i \omega k^4 \varphi \end{cases}$$

$$\text{即: } k^2 = \frac{\rho \omega^2}{(\lambda + 2\mu) + i \frac{4}{3} \eta \omega} \quad (4-7)$$

K 为复波数，经整理 k 可以写成 $k = R - i\alpha$

将 k 代入原波函数中有

$$\varphi(x, t) = \varphi_0 e^{-\alpha x} e^{i(\omega t - Rx)} \quad (4-8)$$

$$A = \varphi_0 e^{-\alpha x} \text{ 表示波的振幅} \quad \eta' = \frac{4}{3}\eta$$

$$k = \left[\frac{\rho^2 \omega^4}{(\lambda + 2\mu)^2 + \eta'^2 \omega^2} \right]^{1/4} \cdot \left[\cos \left(\frac{1}{2} \operatorname{tg}^{-1} \frac{\eta' \omega}{\lambda + 2\mu} \right) \right] \quad (4-9)$$

$$\alpha = \left[\frac{\rho^2 \omega^4}{(\lambda + 2\mu)^2 + \eta'^2 \omega^2} \right]^{1/4} \cdot \left[\sin \left(\frac{1}{2} \operatorname{tg}^{-1} \frac{\eta' \omega}{\lambda + 2\mu} \right) \right] \quad (4-10)$$

$$v = \lambda f \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} \text{ (圆波数)} \quad \omega = 2\pi f \text{ (圆频率)}$$

波的传播速度

$$v = \frac{\omega}{k} = \frac{1}{\left[\frac{\rho^2 \omega^4}{(\lambda + 2\mu)^2 + \eta'^2 \omega^2} \right]^{1/4} \cos \left(\frac{1}{2} \operatorname{tg}^{-1} \frac{\eta' \omega}{\lambda + 2\mu} \right)} \quad (4-11)$$

当波的频率很低时 $\eta' \omega \ll \lambda + 2\mu$ 则 (如地震频谱)

$$\alpha \approx \frac{1}{2} \frac{\eta' \omega^2 \rho^{\frac{1}{2}}}{(\lambda + 2\mu)^{3/2}} \quad (4-12)$$

$$v \approx v_p \quad (4-13)$$

当波的频率很高时 $\eta' \omega \gg \lambda + 2\mu$ 得 (如超声波):

$$\alpha \approx \left(\frac{\rho \omega}{2\eta'} \right)^{1/2}$$

$$v \approx \left(\frac{2\eta' \omega}{\rho} \right)^{1/2}$$

分析讨论、物理意义

1、在此介质模型下, 地震波在实际介质中传播, 振幅呈指数规律衰减, 传播距离固定, 衰减的大小取决于 α 值, α 称为吸收系数。

2、 α 与介质性质和频率有关, 一定介质高频大, 衰减快, 因此高频吸收快, 低频吸收慢, 大地呈现低通滤波作用, 低通滤波器 (滤去高频成分, 保留低频成分, 这种作用称为大地滤波作用)。

3、粘弹性介质中的波数是复波数, 从实部 k 可以得到速度信息, 从虚部 α , 可得到地震波的衰减特征。

二、用品质因子 Q 表示的吸收特性

介质的品质因子 Q 值也可用来描述地层的吸收特性，地震勘探中经常利用 Q 值的大小来区分岩性。

Q 值源于电路理论，表示电流在导线中传播过程中能量的损耗情况，地震勘探中 Q 值表示地震波在地层中传播时能量损耗。

Q 值定义为：在一个周期内（或一个波长距离内）振动所损耗的能量与总能量之比的倒数。

$$\frac{1}{Q} = \frac{\Delta E/E}{2\pi}, \quad \frac{2\pi}{Q} = \frac{\Delta E}{E}$$

E —波传播到某一距离 r 处的能量

ΔE —波又传播了 $\Delta r(\lambda)$ 后所损耗的能量

$\Delta E = E - E_1$ E_1 —波传播了 $r + \Delta r$ 处的总能量

$$\because A = A_0 e^{-\alpha x}$$

$$\therefore \Delta E/E = \frac{A_0^2 - (A_0^2 e^{-\alpha \lambda})^2}{A_0^2} = 1 - e^{-2\lambda \alpha}$$

$$\begin{cases} E = \int_t^{t+T} \left\{ A e^{i(\omega t - kr)} \right\}^2 dt \\ E_1 = \int_t^{t+T} \left\{ A e^{i(\omega t - k(r + \Delta r))} \right\}^2 dt \end{cases}$$

$$\Delta E = E - E_1 = \int_t^{t+T} \left\{ A e^{i(\omega t - kr)} \right\}^2 dt (1 - e^{-i2k\Delta r})$$

$$\therefore \frac{\Delta E}{E} = 1 - e^{-i2k\Delta r} = 1 - e^{-i2k\lambda} (\Delta r = \lambda)$$

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2\pi}{Q} = 1 - e^{-i2k\lambda} = 1 - e^{-i2k\lambda(k - i\alpha)}$$

$$= 1 - e^{-i2k\lambda} \cdot e^{-2\lambda\alpha} = 1 - e^{-i2\frac{2\pi}{k}\lambda} e^{-2\lambda\alpha} = 1 - e^{-2\lambda\alpha}$$

将 $e^{-2\lambda\alpha}$ 展成级数

$$e^{-2\lambda\alpha} = 1 - 2\lambda\alpha - \frac{(2\lambda\alpha)^2}{2!} - \dots$$

取第一项

$$e^{-2\lambda\alpha} = 1 - 2\lambda\alpha$$

$$\therefore \frac{2\pi}{Q} = \frac{\Delta E}{E} = 1 - (1 - 2\lambda\alpha) = 2\lambda\alpha$$

$$\therefore Q = \frac{\pi}{\lambda\alpha}$$

$$\therefore \lambda = Tv_p = \frac{v}{f}$$

$$\therefore Q = \frac{\pi f}{v_p \alpha} \quad \alpha = \frac{\pi f}{Q v_p}$$

可见，品质因子 Q 值与地层的吸收系数成反比，Q 值越小，表明地层对波的吸收越严重，Q 值越大，吸收越小

	Q	$\alpha\lambda$
火成岩：75 ~ 150		0.04 ~ 0.02
沉积岩：20 ~ 150		0.16 ~ 0.02
孔隙中充填气体的岩石：5 ~ 50		0.63 ~ 0.06

第五章 地震波的反射、透射和折射

授课学时:8 学时

目的、要求

地震波的反射、透射、折射发生在实际的地层的层状介质中，是地震勘探的主要地区，因此具有理论意义和实际价值。

本章内容是地震波动力学理论中非常重要的内容，必须让学生掌握，要求学生掌握 zoeppritz 方程，地震波在界面上产生的新波动及能量分配问题，了解地震波在薄层中传播的动力学特点，初步掌握解决薄层问题的思路，让学生掌握影响地震记录的主要因素有哪些，掌握一个反射地震记录道形成的物理机制

AVO:(Amplitude variation with offset)

5-1 平面波的反射和透射

一、介质模型

将地下多层的弹性介质，简化为两个半空间弹性介质或一个弹性分界面。

$$\frac{\rho_1, v_{p_1}, v_{s_1}, \lambda_1, \mu_1}{\rho_2, v_{p_2}, v_{s_2}, \lambda_2, \mu_2} \quad \text{弹性分界面}$$

二、弹性分界面上产生的波动现象

P 质点振动方向

介绍转换波的概念

假如，入射到弹性分界面上的波动是纵波 v_{p1} ，则在界面上产生新的波动，若 $\alpha \neq 0$ ，

则将产生反射纵波、发射横波、透射纵波和透射横波。所产生的新波动的类型与入射波相同，称为同类波与入射波不同，则称为转换波，发射横波和透射横波称为转换波。

介质 I 中三个波，介质 II 中两个波

Snell 定律：

$$\frac{\sin \alpha}{v_{p1}} = \frac{\sin \alpha_1}{v_{p1}} = \frac{\sin \beta_1}{v_{s1}} = \frac{\sin \alpha_2}{v_{p2}} = \frac{\sin \beta_2}{v_{s2}} = p$$

设五个波的波函数分别为：

$$\text{入射纵波: } \vec{v}_{p1} = \vec{a}_{p1} e^{i\omega(t - \frac{r}{v_{p1}})}$$

$$\text{反射纵波: } \vec{v}_{p11} = \vec{a}_{p11} e^{i\omega(t - \frac{r}{v_{p1}})}$$

$$\text{反射横波: } \vec{v}_{p1s1} = \vec{a}_{p1s1} e^{i\omega(t - \frac{r}{v_{s1}})}$$

$$\text{透射纵波: } \vec{v}_{p12} = \vec{a}_{p12} e^{i\omega(t - \frac{r}{v_{p2}})}$$

$$\text{透射横波: } \vec{v}_{p1s2} = \vec{a}_{p1s2} e^{i\omega(t - \frac{r}{v_{s2}})}$$

坐标系约定

笛卡尔直角坐标系，xoy 面表示弹性分界面，x 轴向又为正，z 轴（垂向轴）正方向（向下）为正，指向 II 介质内部向上为负，原点为界面上五个波共在点。

利用直角坐标与极坐标系的关系

$$\begin{cases} x = r \sin \alpha \\ z = r \cos \alpha \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} x \sin \alpha = r \sin^2 \alpha \\ z \cos \alpha = r \cos^2 \alpha \end{cases} \Rightarrow r = x \sin \alpha + z \cos \alpha$$

于是上述五个波函数可表示为：

$$\vec{v}_{p1} = \vec{a}_{p1} e^{i\omega(t - \frac{x \sin \alpha + z \cos \alpha}{v_{p1}})}$$

$$\vec{v}_{p11} = \vec{a}_{p11} e^{i\omega(t - \frac{x \sin \alpha_1 - z \cos \alpha_1}{v_{p1}})}$$

$$\vec{v}_{p1s1} = \vec{a}_{p1s1} e^{i\omega(t - \frac{x \sin \beta_1 - z \cos \beta_1}{v_{s1}})}$$

$$\vec{v}_{p12} = \vec{b}_{p12} e^{i\omega(t - \frac{x \sin \alpha_2 + z \cos \alpha_2}{v_{p2}})}$$

$$\vec{v}_{p1s2} = \vec{b}_{p1s2} e^{i\omega(t - \frac{x \sin \beta_2 + z \cos \beta_2}{v_{s2}})}$$

将以上波函数的位移矢量分别用法向分量（垂向分量）和切向分量（水平分量）来表示，即

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{v}_{p_1} \Rightarrow \begin{cases} u_{p_1}^x = v_{p_1} \cdot \sin \alpha_1 \\ u_{p_1}^z = v_{p_1} \cdot \cos \alpha_1 \end{cases} \\ \vec{v}_{p_{1s_1}} \Rightarrow \begin{cases} u_{p_{1s_1}}^x = +v_{p_{1s_1}} \cdot \cos \beta_1 \\ u_{p_{1s_1}}^z = +v_{p_{1s_1}} \cdot \sin \beta_1 \end{cases} \\ \vec{v}_{p_{1s_2}} \Rightarrow \begin{cases} u_{p_{1s_2}}^x = -v_{p_{1s_2}} \cdot \cos \beta_2 \\ u_{p_{1s_2}}^z = v_{p_{1s_2}} \cdot \sin \beta_2 \end{cases} \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \vec{v}_{p_{11}} \Rightarrow \begin{cases} u_{p_{11}}^x = v_{p_{11}} \cdot \sin \alpha_1 \\ u_{p_{11}}^z = -v_{p_{11}} \cdot \cos \alpha_1 \end{cases} \\ \vec{v}_{p_{12}} \Rightarrow \begin{cases} u_{p_{12}}^x = v_{p_{12}} \cdot \sin \alpha_2 \\ u_{p_{12}}^z = v_{p_{12}} \cdot \cos \alpha_2 \end{cases} \end{array} \right.$$

则各波分量的波函数可写为

$$\left\{ \begin{array}{l} u_{p_1}^x = a_{p_1} \cdot \sin \alpha \cdot e^{i\alpha \left(t - \frac{x \sin \alpha + z \cos \alpha}{v_{p_1}} \right)} \\ \vdots \\ u_{p_{1s_2}}^z = b_{p_{1s_2}} \cdot \sin \beta_2 \cdot e^{i\alpha \left(t - \frac{x \sin \beta_2 + z \cos \beta_2}{v_{s_2}} \right)} \end{array} \right. \quad (5-1)$$

三、Zoeppritz 方程的建立

Zoeppritz 方程的建立，实际上是建立弹性分界面上产生的新波动的能量分配方程，它是通过求解波动方程而得到的，上述所设的五种波的波函数认为是满足波动方程的通解，利用边界条件便可进一步确定解的特点，获得五种波的能量分配关系。

1、边界条件

①位移连续边界条件

②应力连续边界条件

位移

$$\left[u^x \right]_I \Big|_{z=0} = \left[u^x \right]_{II} \Big|_{z=0} = \left[u_{p_1}^x + u_{p_{11}}^x + u_{p_{1s_1}}^x \right]_I \Big|_{z=0} = \left[u_{p_{12}}^x + u_{p_{1s_2}}^x \right]_{II} \Big|_{z=0} \quad (5-2)$$

$$\left[u^z \right]_I \Big|_{z=0} = \left[u^z \right]_{II} \Big|_{z=0} = \left[u_{p_1}^z + u_{p_{11}}^z + u_{p_{1s_1}}^z \right]_I \Big|_{z=0} = \left[u_{p_{12}}^z + u_{p_{1s_2}}^z \right]_{II} \Big|_{z=0} \quad (5-3)$$

应力

σ_I - 介质I中正应力

σ_{II} - 介质II中正应力

二者在界面上相等

$$[\sigma_I]_{z=0} = [\sigma_{II}]_{z=0}$$

$$\tau_I \Big|_{z=0} = \tau_{II} \Big|_{z=0} \quad [\sigma_x]_I = 0 \quad [\sigma_x]_{II} = 0$$

$$[\sigma_z]_I \Big|_{z=0} = [\sigma_z]_{II} \Big|_{z=0} \quad [\tau_{zx}]_I \Big|_{z=0} = [\tau_{zx}]_{II} \Big|_{z=0}$$

为了使最终所建立的方程表示波的能量都用位移波函数表示，应将应力边界条件的应力分量化为用位移表示

$$\begin{aligned}
[\sigma_z]_I &= [\lambda_1 \theta_I + 2\mu_1 \varepsilon_z]_I = \left[\lambda_1 \left(\frac{\partial u^x}{\partial x} + \frac{\partial u^z}{\partial z} \right) + 2\mu_1 \frac{\partial u^z}{\partial z} \right]_I \\
&= \left[(\lambda_1 + 2\mu_1) \left(\frac{\partial u^x}{\partial x} + \frac{\partial u^z}{\partial z} \right) - 2\mu_1 \frac{\partial u^x}{\partial x} \right]_I \\
&= \left[\rho_1 v_{p_1}^2 \left(\frac{\partial u^x}{\partial x} + \frac{\partial u^z}{\partial z} \right) - 2\rho_1 v_{s_1}^2 \frac{\partial u^x}{\partial x} \right]_I
\end{aligned}$$

同理可得

$$\begin{aligned}
[\sigma_z]_{II} &= \left[\rho_2 v_{p_2}^2 \left(\frac{\partial u^x}{\partial x} + \frac{\partial u^z}{\partial z} \right) - 2\rho_2 v_{s_2}^2 \frac{\partial u^x}{\partial x} \right]_{II} \\
[\tau_{zx}]_I &= \left[\mu_1 \left(\frac{\partial u^x}{\partial z} + \frac{\partial u^z}{\partial x} \right) \right]_I = \left[\rho_1 v_{s_1}^2 \left(\frac{\partial u^x}{\partial z} + \frac{\partial u^z}{\partial x} \right) \right]_I \\
[\tau_{zx}]_{II} &= \left[\rho_2 v_{s_2}^2 \left(\frac{\partial u^x}{\partial z} + \frac{\partial u^z}{\partial x} \right) \right]_{II}
\end{aligned}$$

应力连续边界条件

$$\begin{cases} \left[\rho_1 v_{p_1}^2 \left(\frac{\partial u^x}{\partial x} + \frac{\partial u^z}{\partial z} \right) - 2\rho_1 v_{s_1}^2 \frac{\partial u^x}{\partial x} \right]_I = \left[\rho_2 v_{p_2}^2 \left(\frac{\partial u^x}{\partial x} + \frac{\partial u^z}{\partial z} \right) - 2\rho_2 v_{s_2}^2 \frac{\partial u^x}{\partial x} \right]_{II} \\ \left[\rho_1 v_{s_1}^2 \left(\frac{\partial u^x}{\partial z} + \frac{\partial u^z}{\partial x} \right) \right]_I = \left[\rho_2 v_{s_2}^2 \left(\frac{\partial u^x}{\partial z} + \frac{\partial u^z}{\partial x} \right) \right]_{II} \end{cases} \quad (5-4)$$

2、Zoeppritz 方程

将 (5-1) 式代入位移连续边界条件和应力连续边界条件，并令 $z=0$ 代入 (5-2) 式可得：

$$R \sin \alpha_1 - B \cos \beta_1 - T \sin \alpha_2 - D \cos \beta_2 = -\sin \alpha_1$$

其中

$$R = \frac{a_{p_{11}}}{a_{p_1}} : \text{纵波反射系数}$$

$$T = \frac{b_{p_{12}}}{a_{p_1}} : \text{纵波透射系数}$$

$$B = \frac{a_{p_1 s_1}}{a_{p_1}} : \text{转换横波反射系数}$$

$$D = \frac{b_{p_1 s_2}}{a_{p_1}} : \text{转换横波透射系数}$$

同理将波函数 (5-1) 位移代入垂向位移连续条件中 (5-3) 有

$$R \cos \alpha_1 + B \sin \beta_1 + T \cos \alpha_2 - D \sin \beta_2 = \cos \alpha_1$$

再将 (5-1) 代入 (5-4), (5-5) 得

$$R \cos 2\beta_1 + B \frac{v_{s_1}}{v_{p_1}} \sin 2\beta_1 - T \frac{\rho_2 v_{p_2}}{\rho_1 v_{p_1}} \cos 2\beta_2 + D \frac{\rho_2 v_{s_2}}{\rho_1 v_{p_1}} \sin 2\beta_2 = -\cos 2\beta_1$$

$$R \sin 2\alpha_1 - B \frac{v_{p_1}}{v_{s_1}} \cos 2\beta_1 + T \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{v_{s_2}^2}{v_{s_1}^2} \frac{v_{p_1}}{v_{p_2}} \sin 2\alpha_2 + D \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{v_{p_1} v_{s_2}}{v_{s_1}^2} \cos 2\beta_2 = \sin 2\alpha_1$$

总之得 zoeppritz 方程

$$\begin{bmatrix} \sin \alpha_1 & \cos \beta_1 & -\sin \alpha_2 & \cos \beta_2 \\ \cos \alpha_1 & -\sin \beta_1 & \cos \alpha_2 & \sin \beta_2 \\ \sin 2\alpha_1 & \frac{v_{p_1}}{v_{s_1}} \cos 2\beta_1 & \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{v_{s_2}^2}{v_{s_1}^2} \frac{v_{p_1}}{v_{p_2}} \sin 2\alpha_2 & -\frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{v_{p_1} v_{s_2}}{v_{s_1}^2} \cos 2\beta_2 \\ \cos 2\beta_1 & -\frac{v_{s_1}}{v_{p_1}} \sin 2\beta_1 & -\frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{v_{p_1}}{v_{p_2}} \cos 2\beta_2 & -\frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{v_{s_2}}{v_{p_1}} \sin 2\beta_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R \\ B \\ T \\ D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\sin \alpha_1 \\ \cos \alpha_1 \\ \sin 2\alpha_1 \\ -\cos 2\beta_1 \end{bmatrix}$$

四、平面波垂直入射时的能量分配

上面所得的 z 方程是为任意角时, 由此可得一特例情况即垂直入射

$$\alpha = \alpha_1 = \beta_1 = \alpha_2 = \beta_2 = 0$$

$$\begin{cases} B + D = 0 \\ R + T = 1 \\ B \frac{v_{p_1}}{v_{s_1}} - D \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{v_{p_1} v_{s_2}}{v_{s_1}^2} = 0 \\ R - T \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{v_{p_2}}{v_{p_1}} = -1 \end{cases}$$

$$\text{得: } \begin{cases} B = 0 & \text{横波反射} \\ D = 0 & \text{横波透射} \end{cases} \quad \begin{cases} T = \frac{2\rho_1 v_{p_1}}{\rho_1 v_{p_1} + \rho_2 v_{p_2}} & \text{纵波透射} \\ R = \frac{\rho_2 v_{p_2} - \rho_1 v_{p_1}}{\rho_1 v_{p_1} + \rho_2 v_{p_2}} & \text{纵波反射} \end{cases}$$

五、zoeppritz 方程的物理意义

1、zoeppritz 方程表示的含义

定量表示在弹性分界面上产生的新波动的能量分配情况

2、zoeppritz 方程是如何定量表示能量分配的

以反射纵波的反射系数 R

反射横波的反射系数 B

透射纵波的透射系数 T

透射横波的透射系数 D 来表示

3、新波动能量的强弱与入射角有关

4、新波动的能量强弱与介质密度和速度有关

5、波垂直入射到界面

①不产生转换波

②界面两侧介质的波阻抗差越大, 反射波能量越强, 差越小, 越弱, 当波阻抗差

等于零时，则没有反射波发生

③反射系数 R，可以是正，也可以是负，当时为正，当时为负，说明反射波的相位与入射波的相位相反，透射系数永远为正，相位相同

说明：书中诺特（knott）方程是利用位移表示的波函数，根据位移与位移间的关系及边界条件推导出的位移反射透射系数

5-2 球面波的反射、透射及折射波的形成

上节讲的平面波入射时产生的反射、透射现象，可见是以一个固定的角度入射到界面上的，而球面波则不然，其波前面是球面，随波前面到达界面而不断变化入射角度，而且很容易看出折射波形成的物理机制，这里重点解释折射波的形成机制

根据斯奈尔定律：

$$\frac{\sin \alpha}{v_{p1}} = \frac{\sin \alpha_2}{v_{p2}}$$

当时，总会有一个值，（ $0-90^\circ$ ）达到某一角度 i 使得

$\alpha_i = 90^\circ$ 或 $\sin \alpha_2 = 1$, $\sin i = \frac{v_{p1}}{v_{p2}}$ 此时 “ i ” 称为临界角，说明达到临界角时，透射波

的波前面垂直反射面。

当 α 再增大时 $\alpha > i$ ，则 $\sin \alpha > 1$ ，由于在实数域内 $\sin \alpha_2$ 的值只能在 $0 \sim 1$ 之间，

只有利用复数域表示 $\sin \alpha_2 > 1$ 情况。

设透射谐波的位移为：

$$u_{p12} = ce^{i\omega(t - \frac{x \sin \alpha_2 + z \cos \alpha_2}{v_{p2}})} = ce^{i(\omega t - kx \sin \alpha_2 - Rz \cos \alpha_2)}$$

当 $\sin \alpha_2 > 1$, $\cos \alpha_2 = \sqrt{1 - \sin^2 \alpha_2} = \pm im$

$$u_{p12} = ce^{\pm kzm} e^{i(\omega t - kx \sin \alpha_2)}$$

利用 Zoeppritz 方程求解 c 事，可以与 $\cos \alpha_2$ 有关，是复数可写成

$$C = C'e^{i\varphi}$$

$$\text{则 } u_{p12} = c'e^{i\varphi} e^{\pm kzm} e^{i(\omega t - kx \sin \alpha_2)} = c'e^{\pm kzm} e^{i(\omega t - kx \sin \alpha_2 + \varphi)}$$

φ 表示投射波沿界面滑行时，相位超前了 $\varphi \pm kzm$ 取负，

$$u_{p12} = c'e^{\pm kzm} e^{i(\omega t - kx \sin \alpha_2 + \varphi)}$$

振幅随深度 z 的增加呈指数衰减，相位超前 φ 因此沿界面滑行的波波前面与入射

波波前脱离在二者脱离的空间部分，质点振动仍在进行，形成一种类似全反射的新波动，一端与透射波波前相接，另一端与反射波相切，称为首波，地震勘探中称为折射波。

当 $v_{p_1} > v_{p_2}$ 时， α 角即使从 0° 到 90° 也会满足 snell 定律，不会产生折射。

当横波速度满足 $v_{s_1} < v_{s_2}$ 时，也会形成折射横波同纵波

{ *折射波勘探的盲区
*波前面是圆锥后，振幅A与 \sqrt{r} 成反比

5-3 地震薄层中地震波传播的动力学特点

地震薄层

通常情况下，地震勘探用来确定相邻两个反射界面之间的厚度，是利用来自两个界面的反射波旅行时间差（时间间隔）来估算，但是当层厚度变薄时，顶底板上的两个反射波相互迭掩形成复合波，此时利用地震子波旅行时间间隔分辨并确定厚度已无能为力，为此需寻找新的途径，确定薄层的厚度，什么是薄层？薄层的概念是相对的，不是绝对的，不能用一个尺度，地震勘探是利用地震波确定分辨地层厚度，取决于波的周期大小，波长长短。周期越小，波长越短，越能分辨出薄的层，这里是以地层厚度为：

$$\Delta h < \frac{\lambda}{4} \text{ 或 } \tau < \frac{T}{2}$$

λ —波长 T : 周期 τ 薄层内双程传播时间

薄层的定义是以垂向分辨率为依据的，地震勘探是从地震波的角度能否分辨相邻界面之间的厚度定义薄层的，因此称为地震薄层，地震薄层分为韵律型薄层和渐变型薄层。

韵律型: $\rho_1 v_1 < \rho_2 v_2 > \rho_3 v_3, \rho_1 v_1 > \rho_2 v_2 < \rho_3 v_3$

渐变型: $\rho_1 v_1 < \rho_2 v_2 < \rho_3 v_3, \rho_1 v_1 > \rho_2 v_2 > \rho_3 v_3$

二、薄层的干涉效应

P_{1221} （底板一次反射）与多次反射 P_{12221} （薄层内）相互叠加干涉产生的效应，称为薄层的干涉效应。

设薄层顶底板反射波 P_{11} 的振幅为 A_{11} ，底板的一次反射和多次反射叠加的总振动

P'_{11} 振幅 A'_{11} ， $\frac{A'_{11}}{A_{11}}$ 反映经薄层反射的能量变化

$$\frac{A_{11}}{A'_{11}} = \left[\frac{1 - 2(b - \delta) \cos 2\pi f \tau + (b - \delta)^2}{1 - 2b \cos 2\pi f \tau + b^2} \right]^{\frac{1}{2}}$$

f : 谐波频率

$$\delta = \frac{4z_1 z_2 (z_3 - z_2)}{(z_2 - z_1)(z_3 + z_2)(z_2 + z_1)}$$

$$b = \frac{(z_1 - z_2)(z_3 - z_2)}{(z_3 + z_2)(z_2 + z_1)}$$

振幅与 $f, z, \Delta h$ 有关

$$f\tau = \frac{\tau}{T} = \frac{2\Delta h}{\lambda}$$

当 Δh 一定, τ 一定, 振幅与 f 相关

通过所制作的相对振幅——频率特性曲线 P_{29} 知:

韵律型地震薄层压制低频信息, 高通滤波;

渐变型地震薄层压制高频信息, 低通滤波;

三、薄层的调谐效应

根据薄层的定义, 利用相邻界面的反射波旅行时差确定薄层的厚度不可能, 因此人们深入研究地震波在薄层中传播的动力学特点, 寻找解决的新途径。

Widess 在上个世纪 70 年代初期在这方面进行了研究制作了薄层介质模型, 理论地震记录, 用零相位子波制作了 10 道的地震合成记录厚度从 $\lambda - \frac{\lambda}{40}$ 变化, 呈楔

形状, 相当与时差从 $2T$ 到 $\frac{T}{2}$ 如图 P_{29}

特征:

当厚度为一个波长时, 顶底板上的两个反射波是彼此分开的, 相位相反, 人们用肉眼很容易分辨出这是两个界面的反射波;

当厚度变薄时, 两个波开始重合, 记录上从第 2 道-第 6 道两个波重叠部分越来越多, 独立毒粉越来越少, 两个反射波很难分辨;

当厚度等于 $\frac{\lambda}{4}$ 时, 两个波相叠合的复合波能量最强;

当厚度小于 $\frac{\lambda}{8}$ 时, 复合波振幅明显减小, 越薄越少;

在 $\frac{\lambda}{4}$ 处, 顶底板两个反射波叠加的复合波波峰与波谷的振幅距离达最大, 我们称之为相对振幅, 并把最大振幅称作调谐振幅。通常把两个波相互叠加相长干涉使振幅达极大的现象叫调谐效应。

$\frac{\lambda}{4}$ 厚度不是地震勘探垂直分辨力的理论极限, 有人把 $\frac{\lambda}{2}$ 定为极限, $\frac{\lambda}{8}$ 之后基本合而为一。

Widess 1973 年公开发表了这一个重要成果, 给地震薄层研究开了先河, 但他

没有注意到 $\frac{\lambda}{4}$ 处，顶底板相长干涉振幅最大，恰好与薄层的真厚度相对应。

调谐厚度：调谐振幅所对应的厚度；

对于调谐效应的定量分析，可用 $\Delta T - \Delta A$ 曲线表示

ΔA 相对振幅， ΔT 主极值间时间间隔，视厚度

若视厚度曲线与 45° 斜线重合，视厚度等于真实厚度。

5-4 地震波的波导效应

薄低速层夹于高速围岩中，在薄层中激发地震波，顶底强反射面如煤层。顶底板反射，特别当入射角大于临界角，博得能量大部分被反射回这一层里，波的能量被局限在该低速层内不能向外（围岩）散发，这个低速层好似一个波导层，这种现象称地震波的波导现象，地震波的波导效应应用于煤田勘探——同层地震勘探横波地震勘探，研究煤层中的断层。

5-4 一个反射波记录道形成的物理机制

地震记录道的概念

在地震勘探中，每次激发地震波时，有多个检波点（观测点）接收地震波，经检波器放大器和记录系统三个主要环节连接在一起，构成了仪器道，形成地震记录道，每点的振动图即为地震道记录。

二、一个反射地震记录道形成的物理机制

是指人工激发的地震波在地下传播过程中所经历的物理过程。

波前集合扩散

$$\frac{1}{r} \text{ 或者 } \frac{1}{tv} \text{ 表示}$$

地层的吸收

由 $e^{-\alpha r}$ 因子表示

透射损失（图）

$$T_1 = 1 - R_1, R_1' = -R_1, T_1' = 1 - R_1' = 1 + R_1$$

接收到 2 界面上的反射波。所受到的透射损失是 $T_1 \cdot T_1' = (1 - R_1)(1 + R_1) = 1 - R_1^2$

即地震波每穿过一地层，透射损失 $1 - R_1^2$ ，若地震波穿过 $n-1$ 层，则透射损失为：

$$(1 - R_1^2) (1 - R_2^2) \cdots (1 - R_{n-1}^2) = \prod_{i=1}^{n-1} (1 - R_i^2)$$

反射作用

因此一个反射地震道记录可用如下表达式表示：

$$g(t) = \sum_{n=1}^N \frac{A_0}{r_n} e^{-\alpha r_n} \cdot \prod_{i=1}^{n-1} (1 - R_i^2) \cdot R_n \cdot b(t - \frac{r_n}{v})$$

反射界面序号 $n=1, 2, 3 \cdots N$

r_n : 第n个反射波的传播距离

α : 吸收系数

$b:(t-\frac{r_n}{v})$ 子波

三、反射波振幅的影响因素

- 1、激发条件
- 2、波前几何扩散
- 3、地层吸收
- 4、透射损失
- 5、反射作用
- 6、微层多次波
- 7、接收条件
- 8、仪器因素
- 9、各种干扰

四、反射地震记录到的简化数学模型

只考虑反射作用，反射地震记录到数学模型： $g(t) = \sum_{n=1}^N R_n \cdot b_{t-n}$ 或 $g(t) = R_t * b(t)$ 反

射系数由测井获得。

地震道的褶积模型，不考虑吸收和透射。

作业一

名词解释

波前面、波层面 2、波剖面、波形图 3、地震子波 4、地震波的球形扩散 6、转换波 7、地震薄层 8、地震界面

二、简答题

- 1、什么是地震子波（地震波）的频谱分析，有什么含义？作用如何？地震波的动力学基本参数有哪些？有何应用？
- 2、简述 Huggens—Fresnel 原理和 kirchhoff 积分方程的含义？
- 3、简述在 voigt 介质模型下的地层吸收机制，以波函数 $\varphi(x, t) = \varphi_0 e^{-\alpha x} e^{i(\omega t - kx)}$ 为例。
- 4、什么是倾斜因子，其物理意思是什么？
- 5、从反射波和折射波形成的机制，分析它们形成的条件。
- 6、zoeppritz 方程是如何建立的，他的物理意义是什么？
- 7、地震波在薄层介质中传播的动力学特点如何？
- 8、简述一个反射地震记录道形成的物理机制及反射波振幅的影响因素。
- 9、地震子波根据相位特性分那些类，各有什么特点？
- 10、简述地下介质简化物理模型有那些及其特点。

第六章 地震波传播的运动学基本理论

授课学时：16 学时

目的要求

几何地震学是地震勘探的又一基本理论，他建立了地震波运动学信息与地质体的形态和埋藏深度的关系。研究地震学信息，与地质体的形态和埋藏深度的关系。研究波前面（或射线）到达的额空间位置与时间关系。

本章的讨论是建立正演问题。已知地质体的形态买车那个深度，波的传播速度求地震波的时间长，作为反演理论的基础。

要求学生掌握不同地质体形态中地震波的传播运动学特点，明确如何利用地震波运动学信息，确定地下界面的形态和埋藏深度，如何解决地质构造问题。

6-1 时间场的概念及运动学基本方程

一 时间场概念

地震波从震源出发，向地下四面八方传播，在其传播到的空间内，每一点都在一定时间有波前通过。如果任一点 $M(x,y,z)$ 处观测，能观测到波前到达的时间 t ，时间 t 与空间坐标有关，可表示为：

$$t=t(x,y,z)$$

也就是，空间内任一点的坐标已知，就可确定波到达的时间，就确定了波至时间的空间分布，我们把种波至时间的空间分布定义为时间场

①在时间场中，波前面则是等时面。波前面的法线即波的射线方向，则是时间场的梯度方向

②时间场内有一系列等时面，不同时刻的等时面与相应时刻的波前面位置重合

③ $t(x,y,z)$ 称为时间场函数，标量，用等时面表示

$$T(x,y,z)=t$$

④在均匀介质中，等时面试一系列相互平行的面，而非均匀介质中则可能相交，或自相交。

⑤对于射线，均匀介质中为直线，在非均匀介质中为射线或曲线。甚至同一个波的同条射线互相相交，同一波的所有射线，射线方程

如果给定射线组，并已知波沿各射线的旅行时间，此时间场可完全被确定。可构造时间族，在等时面与射线交点处理的对应时间 t_0

对时间场函数，可用等时面描述，也可用射线来描述

二 运动学基本方程（几何地震学基本方程）

考察沿某一防线传播的波，在 t_1 时刻，波前面到达某一空间位置，在时间场中，

用 Q_1 等时面表示，其曲线即为射线，也是时间梯度方向，当经 Δt 时间，则波传

播了一段距离，到达了 Q_2 位置， $Q_1 - Q_2$ 距离用 Δn 表示，则有：

$$\frac{\Delta n}{\Delta t} = V(x,y,z) \text{ 或 } \frac{\Delta t}{\Delta n} = \frac{1}{V(x,y,z)}$$

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta t}{\Delta n} = \text{grad}(t)$$

时间梯度的绝对值表示为

$$\left| \text{grad} \frac{1}{V} \right| = \frac{1}{V^2} \frac{dV}{dn}$$

$$\sqrt{\left(\frac{\partial}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial}{\partial z}\right)^2} = \frac{1}{V(x,y,z)}$$

此式即在几何地震学的基本方程，还可以通过波动方程在一定条件下导出。上式描述了在几何地震学相似的条件下（地震波波长小于地质体的限度）如层的厚度，横向延伸的尺度，在速度为 $V(x,y,z)$ 的介质中传播的任意体波的时间场。与波动方程类似，在确定的初始条件和边检条件可以求解（也称程函方程）

三 费马原理

地震波在介质中从 **A** 点传播到 **B** 点的传播时间以沿射线的为最小，是以最短时间路径传播的，旅行时为

$$t = \int_{AB} \frac{ds}{V(x,y,z)} \quad (\text{曲线积分})$$

$\delta t = 0$ 为时间最小， δt 表示对时间段微分

（变分法，函数的函数-泛函问题，泛函的极值）

6-2 时距曲线的概念及视速度定理

一、时距曲线的概念（走时曲线）

时距曲线是几何地震学中常用的术语，它描述波的旅行时 t 与震源点，坐标间的关系图

在地震勘探中，放一炮的同时，在某一个方向布置各个观测点（检波点），我们通常将其至于直角坐标系中。纵轴为波至时间，横轴为观测点距离，震源点作为坐标原点，可用曲线表示 t 与炮检距关系。

震源（炮点）到各观测点的距离为炮检距或叫接收距，各检波点处的波至时间与接收距离之间的关系用函数表示： $t = t(x), t = t(y), t = t(z)$,

时距曲线图，直线或曲线。

二、时距曲面的概念

对于同一个震源点，若 x, y 两个方向同时观测波则所得到的时距图是时距曲面，其函数为 $t = t(x, y)$

时距图是时距曲线和时距曲面的统称。

三、视速度定理

视速度的概念

地震波在地下介质传播时，其真实速度是指沿波的传播方向的速度，即沿着射线传播速度，也叫射线速度。但是在地震勘探中，我们是沿测线方向观测地震波，观测者认为波前似乎沿着观测线以某个速度传播。为了衡量波相继到达各观测点处的快慢，引入了区别与射线速度的速度概念，用以表示波沿测线方向的速度，

即视速度 v^*

$$v^* = \frac{\Delta x}{\Delta t} \text{ 或 } v^* = \frac{dx}{dt}$$

视速度定理，即上式，在描述视速度与真速度之间的关系，任俩个观测点间距为 Δx ，波至时间差为 Δt

$$v^* = \frac{\Delta x}{\Delta t}$$

$$\because \Delta x = \frac{v \Delta t}{\cos e} = \frac{v \Delta t}{\sin \alpha}$$

$$\therefore v^* = \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{v \Delta t}{\sin \alpha \cdot \Delta t} = \frac{v}{\sin \alpha}$$

分析：

当 $\alpha=90^\circ$ ， $v^* = v$ 此时射线方向与测线方向一致，视速度等于真速度

当 $\alpha=0^\circ$ ， $v^* = \infty$ 波垂直入射到测线或垂直入射到观测点处时，视速度最大

视速度总是大于或的等于真速度

不同方向的波视速度不同，不同类型的波，视速度不同，利用视速度，可以区分不同类型的波，利用这一特点，在地震勘探中可以通过视速度滤波压制干扰波。

6-3 直达波时距曲线方程

直达波

地震波从震源发出后，未经地下地震界面反射而直接传播到观测点的波动称为直达波

二、直达波时距曲线方程

假设地下介质为均匀介质分为俩种情况

震源与观测点共线

$$t = \frac{x}{v}$$

震源与各观测点非共线

$$t = \frac{1}{v} \sqrt{x^2 + d^2}$$

在地震勘探中，只要放炮，就产生直达波，它比地下界面反射的波先于直达波到，第一层反射总是晚于直达波

三、直达波时距曲线特点

- 1、从上面的方程和时距曲线可见，第一种情况时，直达波时距曲线是直线，而第二种情况下，则是曲线，是双曲线；
- 2、如果地下介质是非均匀介质时，则时距曲线是个复杂的曲线
- 3、利用直达波时距曲线的斜率，或双曲线顶点，可计算出速度

6-4 常速度介质中反射波运动学特点

单一水平界面反射波运动学特点

介质模型

地震界面是水平的，俩个半空间，界面上下介质均匀，二者波阻抗不同。

时距曲线方程

根据物理光学中的几何观雪镜像原理，在此称虚震源原理。可得

$$t = \frac{1}{v} \sqrt{x^2 + 4h^2}$$

$$\text{或 } t = \frac{1}{v} \cdot 2 \cdot \sqrt{\left(\frac{x}{2}\right)^2 + h^2}$$

$$= \frac{1}{v} \sqrt{x^2 + 4h^2}$$

$$t^2 = \frac{x^2}{v^2} + \frac{4h^2}{v^2}$$

定义： t_0 时间， $t_0 = \frac{2h}{v}$,激发点处的自激自收时间，或者，波从震源沿接 main

法线路径旅行的双程时间。 $t = \sqrt{\frac{x^2}{v^2} + t_0^2}$, $t^2 = \frac{x^2}{v^2} + t_0^2$

定义正常时差（Normal Moveout）（NMO）

$$t = \sqrt{\frac{x^2}{v^2} + t_0^2}$$

由

$$t = t_0 \cdot \left(\frac{x^2}{t_0^2 v^2} + 1\right)^{1/2} = t_0 \left(1 + \frac{x^2}{2t_0^2 v^2} + \dots\right)$$

$$2h \gg x$$

略去高次项 $t = t_0 + \frac{x^2}{2t_0 v^2}$

$$\text{令 } \Delta t_{NMO} = \frac{x^2}{2t_0 v^2} = t - t_0$$

称正常时差。

对于同一界面的反射波而言，各观测点由于相对激发点的距离不同而引起反射波旅行时差。

1)正常时差与炮检距 x 的平方成正比， x 大 Δt_{NMO} 小， x 小 Δt_{NMO} 大。 $x=0$ ，自激自

收， $\Delta t_{NMO} = 0$ 。

2) 正常时差与速度的平方及反射界面的深度成反比、。

3.时距曲线特点

(1)、在所给模型下，反射波时距曲线是以 t 轴为对称的光滑双曲线

(2)、水平界面时，双曲线顶点为 t_0 时间

(3)、双曲线顶点在 x 轴上的投影成为时距曲线极小点，记为 x_m ,水平界面时

$$x_m = 0$$

(4)、称 t_0 和极小点为时距曲线的俩个特征点

$t_1 = \frac{1}{2}t_0v$ 当 v 已知, 利用 t_0 可计算界面的深度

(5)、时距曲线的斜率变化特点

$$\text{斜率为} \frac{dt}{dx} = \frac{d}{dx} \left[\frac{1}{v} \sqrt{x^2 + 4h^2} \right] = \frac{1}{v} \frac{x}{\sqrt{x^2 + 4h^2}} = \frac{x}{v \cdot 2h \sqrt{1 + \frac{x^2}{4h^2}}}$$

当 $x \ll 2h$ 时

$$\frac{dt}{dx} \approx \frac{x}{2hv}$$

斜率与炮检距 x 成正比, 与界面深度和速度成反比, 陡 \leftrightarrow 平缓。

(6)、从视速度角度看时距曲线变化

由视速度定义 $v^* = \frac{dx}{dt}$ 视速度是斜率的倒数, 炮检距越大, 视速度越小, 界面越

浅, 视速度越小, 视速度越大, 时距曲线越平缓。

二、单一倾斜界面反射波运动学特点

1、介质模型

介质均匀, 界面倾角为 φ , 波速 v , 界面的法线, 深度 h 、

2、建立时距曲线方程

两种情况 (1) 上倾方向指向 x 轴负向

(2) 上倾方向指向 x 轴正向

(1) 设沿地面水平方向布置测线与坐标系 x 轴重合, 炮点至于坐标原点处, 检波点坐标 $G(x, 0)$, 炮点坐标 $(0, 0)$ x 轴向右为正。

反射波到达任一点 G 的总旅行时为 t , 总旅行路径为 $\overline{OA} + \overline{AG} = \overline{O^*G}$

$$\therefore t = \frac{\overline{O^*G}}{v} = \frac{1}{v} \sqrt{(x - x_m)^2 + (0 - Z_m)^2}$$

$$x_m = -2h \sin \varphi$$

$$Z_m = 2h \cos \varphi$$

$$\therefore t = \frac{1}{v} \sqrt{(x + 2h \sin \varphi)^2 + 4h^2 \cos^2 \varphi}$$

$$= \frac{1}{v} \sqrt{x^2 + 4hx \sin \varphi + 4h^2}$$

$$\bullet t_0 = \frac{2h}{v}$$

$$\bullet t_{\min} = \frac{Z_m}{v} = \frac{2h \cos \varphi}{v}$$

x_m 是时距曲线顶点, 在 x 轴上的投影点, 也是偏离震源点的水平距离叫时距曲线的极小点。

界面上倾方向指向 x 轴正向

同理可得此时反射波时距曲线

$$t = \frac{1}{v} \sqrt{x^2 - 4hx \sin \varphi + 4h^2}$$

$$t_0 = \frac{2h}{v}$$

$$t_{\min} = \frac{2h \cos \varphi}{v}$$

$$x_m = 2h \sin \varphi$$

时距曲线的特点

时距曲线是经过极小点 x_m 与 t 轴平行的轴为对称的双曲线, 开口向上, 光滑曲线。

双曲线顶点在 (x_m, t_{\min}) 处, 极小值偏离震源点的水平距离。 $|x_m| = 2h \sin \varphi$ 。倾角越大, 偏离越大, 界面越深, 偏离越大, 反之则小。

t_0 时间与倾角无关, 仍为 $t_0 = \frac{2h}{v}$ 。

当 $\varphi = 0$ 时, $t_{\min} = t_0$ 两者重合。

极小点位置总是位于界面上倾方向, 可帮助判断界面的倾斜方向。

时距曲线有两个特征点, t_0 时间和极小点 x_m 。

共中心点道集的时距曲线方程

$$t = \frac{1}{v} [(2h \cos \varphi)^2 + (2h_0 \sin \varphi + x)^2]^{\frac{1}{2}}$$

$$h_0 = h \cos \varphi - \frac{x}{2} \sin \varphi$$

$$t = \frac{1}{v} (4h_{CMP}^2 + x^2 \cos^2 \varphi_x)^{\frac{1}{2}}$$

倾角时差 DMO (Dip Move out)

在震源两侧取两个对称的观测点, 约定下倾方向上的观测点, 距震源点的水平距离为 $+\Delta x$, 上倾方向观测点距震源水平距离为 $-\Delta x$, 它们相应的波到时间为 t_1, t_2 。

$$t_1 = \frac{1}{v} [\Delta x^2 + 4h \Delta x \sin \phi + 4h^2]^{\frac{1}{2}} = \frac{2h}{v} \left[1 + \frac{\Delta x^2 + 4h \Delta x \sin \phi}{4h^2} \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$\begin{aligned}
&= t_0 \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta x^2 + 4h\Delta x \sin \phi}{4h^2} \right) - \dots + \dots \right] \\
&= t_0 \left(1 + \frac{\Delta x^2 - 4h\Delta x \sin \phi}{8h^2} \right) \\
&\therefore \Delta t_{DMO} = t_1 - t_2 = t_0 \frac{\Delta x \sin \phi}{h} = \frac{2h}{v} \bullet \frac{\Delta x \sin \phi}{h} = \frac{2\Delta x \sin \phi}{v} \\
&\therefore \sin \phi = \frac{v}{2} \left(\frac{\Delta t_{DMO}}{\Delta x} \right) \\
&\frac{\Delta t_{DMO}}{\Delta x} = \frac{2 \sin \phi}{v}
\end{aligned}$$

称为倾角时差（DMO）

倾角时差反映地层倾角的大小，为使计算精度提高，应使用最大炮检距，加大排列长度。

另外，上面 $t_1 - t_2$ 已将代表正常时差的 Δx^2 项消除掉，表明倾角时差公式消除了正常时差的影响，所得的倾角时间差只与界面的倾角有关。除上述取对称牌类的方法计算 DMO 之外，还可以用不同炮点处的 t_0 时间差来计算

$$\begin{aligned}
\Delta t_d &= t_{02} - t_{01} \\
\therefore \sin \phi &= \frac{v}{2} \cdot \frac{(t_{02} - t_{01})}{\Delta x}
\end{aligned}$$

Δx ：俩炮点间的距离

时距曲线反映界面的关系

利用时距曲线上的 t_0 时间，确定界面的法线深度 $h = \frac{1}{2} t_0 v$
 利用时距曲线的极小值点位置可以判断界面的倾斜方向
 利用时距曲线可以求取地层的速度

$$\begin{aligned}
&x^2 \sim t^2 \text{法} \\
t^2 &= \frac{x^2}{v^2} + t_0^2 \quad \text{令} \begin{cases} b = t_0^2, k = \frac{1}{v^2} \\ T = t^2, X = x^2 \end{cases} \quad \text{则有} \\
T &= kx + b
\end{aligned}$$

$T \sim \Delta T$ 法

$$\therefore \Delta t_{NMO} = \frac{x^2}{2t_0 v^2}, v^2 = \frac{x^2}{2t_0 \Delta t_{NMO}}, v = \frac{x}{\sqrt{2t_0 \Delta t_{NMO}}}$$

利用 $x, t_0, \Delta t_{NMO}$ 计算

（二）、复杂情况下的反射波时距曲线

1、非纵测线时距曲线

震源点与各观测点不在同意坐标轴上，垂直测线方向偏离一定的距离 d ，此时，反射波时距曲线方程为： $t = \frac{1}{v}(x^2 \pm 4hx \sin \varphi + d^2 \pm 4h \sin \varphi_y + 4h^2)^{\frac{1}{2}}$ ，当界面水平时，则为 $t = \frac{1}{v}(x^2 + d^2 + 4h^2)^{\frac{1}{2}}$ ， φ_x, φ_y, x 轴与 y 轴对应的视倾角，射线平面与反射面交线——反射线，反射线与测线的夹角视倾角。

2、弯曲测线时距曲线

当地表不允许布置直测线，如山区，沿山沟布置，村庄，湖泊绕行。设震源点与观测点坐标 $O(x_0, y_0), G(x_G, y_G)$ 炮点与检波点的空间距离 $L = \sqrt{(x_0 - x_G)^2 + (y_0 - y_G)^2}$ 时距曲线方程为： $t = \frac{1}{v}(4h_0^2 + L^2 + 4h_0 L \sin \varphi_L)^{\frac{1}{2}}$ ，震源与坐标原点重合。

$$t = \frac{1}{v}(x_G^2 + y_G^2 + 4h_0(x_G^2 + y_G^2) \cdot \sin \varphi_L + 4h_0^2)^{\frac{1}{2}}$$

界面水平

$$t = \frac{1}{v}(x_G^2 + y_G^2 + 4h_0^2)^{\frac{1}{2}}$$

玩去界面反射波的时距曲线见 P_{52}

界面为圆弧曲线

若炮点在圆心处，反射波会在炮点聚焦

界面为椭圆状时

假设炮点在椭圆的一个焦点，则反射波经界面反射后则聚集在另一焦点处

界面为抛物线状

此情况类似探照灯一样，炮点相当于探照灯的光源，反射波全部沿测线法线路径传播到地面各个观测点，时距曲线为直线

向上的凸界面

向下的凹界面

一种特殊的凹界面

此凹界面的弧形部分的曲率半径 $R < H$, H 是埋藏深度，此时从反射波产生回转现象，形成回转波，反射波时距曲线出现自交叉现象。

总之，随反射界面曲率的变化产生聚焦，发散，回转现象，可估计弯曲界面反射时距曲线形状的可能变化。

6-5 水平层状介质中反射波运动学特点

一、介质模型

分层均匀介质：都是波阻抗界面，层速度可能递增，可能存在高速层或低速层。

波从震源出发传播时遵循费马原理，波沿最短时间路径传播遵循斯奈尔定理：

$$\frac{\sin \alpha_1}{v_1} = \frac{\sin \alpha_2}{v_2} = \dots = \frac{\sin \alpha_n}{v_n} = p \quad p \text{ 是射线参数}$$

二、几种速度的概念

1、射线速度

$$v_r = \frac{\frac{h_1}{\cos \alpha_1} + \frac{h_2}{\cos \alpha_2} + \dots + \frac{h_n}{\cos \alpha_n}}{\frac{h_1}{v_1} + \frac{h_2}{v_2} + \dots + \frac{h_n}{v_n}}$$

2、平均速度

当波沿界面法向入射时

$$\bar{v} = \frac{h_1 + h_2 + \dots + h_n}{\frac{h_1}{v_1} + \frac{h_2}{v_2} + \dots + \frac{h_n}{v_n}}$$

来表示垂直传播的总路程与总时间的比值，定义为平均速度

3、层速度

$$v_i = h_i / t_i$$

分层中垂直传播的距离与传播时间的比值定义为层速度。

三、水平层状介质时距曲线方程

炮点到任意检波点的距离为 x ，从震源出发，沿射线路径，在第 n 个界面发生反射，因多层，不能用震源原理，所以时距曲线方程不能直接写出，只能根据 **snell** 定律写出参数方程

$$t = 2 \left(\frac{h_1}{v_1 \cos \alpha_1} + \frac{h_2}{v_2 \cos \alpha_2} + \dots + \frac{h_n}{v_n \cos \alpha_n} \right) = 2 \sum_{i=1}^n \frac{h_i}{v_i \cos \alpha_i}$$

$$x = 2 (h_1 \operatorname{tg} \alpha_1 + h_2 \operatorname{tg} \alpha_2 + \dots + h_n \operatorname{tg} \alpha_n) = 2 \sum_{i=1}^n h_i \operatorname{tg} \alpha_i$$

$$\sin \alpha_i = p v_i \quad \operatorname{tg} \alpha_i = \frac{p v_i}{(1 - p^2 v_i^2)^{1/2}}$$

$$\cos \alpha_i = (1 - p^2 v_i^2)^{1/2}$$

$$\therefore \begin{cases} t = 2 \sum_{i=1}^n \frac{h_i}{v_i (1 - p^2 v_i^2)^{1/2}} \\ x = 2 \sum_{i=1}^n h_i \frac{p v_i}{(1 - p^2 v_i^2)^{1/2}} \end{cases}$$

将上两式中的 $(1 - p^2 v_i^2)^{1/2}$ 进行二项式展开并取一级近似 $\Delta t_i = \frac{h_i}{v_i}$

$$\begin{cases} t = 2 \sum_{i=1}^n \Delta t_i \left(1 + \frac{1}{2} p^2 v_i^2 + \frac{3}{8} p^4 v_i^4 + \cdots \right) = 2 \sum_{i=1}^n \Delta t_i \left(1 + \frac{1}{2} p^2 v_i^2 \right) \\ x = 2 \sum_{i=1}^n h_i v_i p \left(1 + \frac{1}{2} p^2 v_i^2 + \frac{3}{8} p^4 v_i^4 + \cdots \right) = 2 \sum_{i=1}^n \Delta t_i v_i^2 p \left(1 + \frac{1}{2} p^2 v_i^2 \right) \end{cases}$$

$$\begin{cases} t = 2 \sum_{i=1}^n \Delta t_i + \sum_{i=1}^n \Delta t_i p v_i^2 = t_0 + \sum_{i=1}^n \Delta t_i p^2 v_i^2 \\ x = 2 \sum_{i=1}^n \Delta t_i p v_i^2 + \sum_{i=1}^n \Delta t_i v_i^4 p^3 \end{cases}$$

将上两式平方，略去 $v_i^2 p$ 的高次项，消去 p ，经简化后可得

$$t^2 = t_0^2 + \frac{x^2}{\frac{\sum_{i=1}^n \Delta t_i v_i^2}{\sum_{i=1}^n \Delta t_i}}$$

$$\text{令 } v_\sigma^2 = \frac{\sum_{i=1}^n \Delta t_i v_i^2}{\sum_{i=1}^n \Delta t_i}$$

$$\therefore t^2 = t_0^2 + \frac{x^2}{v_\sigma^2} \quad v_\sigma = \left[\frac{\sum_{i=1}^n t_i v_i^2}{\sum_{i=1}^n t_i} \right]^{1/2}$$

与单一界面时距曲线方程相比形式完全一致，当入射角 α_i 较小时（炮检距较小），可用均方根速度代替反射界面以上多层介质的速度值，把介质假想成具有均方根速度的均与介质

$$\begin{cases} t^2 = t_0^2 + 2t_0 p^2 \sum_{i=1}^n \Delta t_i v_i^2 + (\text{略}) \\ x^2 = 4p^2 \left[\sum_{i=1}^n \Delta t_i v_i^2 \right]^2 + (\text{略}) \end{cases}$$

$$t^2 = t_0^2 + 2t_0 \frac{x^2}{4 \sum_{i=1}^n \Delta t_i v_i^2} = t_0^2 + \frac{x^2}{\frac{2 \sum_{i=1}^n \Delta t_i v_i^2}{t_0}} = t_0^2 + \frac{x^2}{\frac{2 \sum_{i=1}^n \Delta t_i v_i^2}{2 \sum_{i=1}^n \Delta t_i}}$$

$$\text{令 } v_\sigma^2 = \frac{\sum_{i=1}^n \Delta t_i v_i^2}{\sum_{i=1}^n \Delta t_i} \quad \therefore t^2 = t_0^2 + \frac{x^2}{v_\sigma^2}$$

①未近似前是高次曲线方程，参数方程，波按实际路径传播。

②炮检距 α （波出射角 α ）可略去高次项，显式方程，定义 v_σ 均方根速度，形式

与单一水平界面相似，双曲线。

③当炮检距小时，水平层状介质可简化为以均方根速度去子的均匀介质。

④均方根速度，以层速度平方加权平均，对层速度变化敏感，能表现地层的不均匀性。

⑤形式相同，含义不同，射线路径折线。

6-6 连续介质中反射波运动学特点

一、连续介质模型

速度随空间坐标连续变化， $\mathbf{v} = \mathbf{v}(x, y, z)$ 通常速度在横向方向（x, y）变化较之垂向方向（z）的变化缓慢，特别是沉积岩地区，地震勘探每炮的观测范围很小，可忽略横向的变化而视为随深度连续变化

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}(z)$$

目前，大部分地区采用速度随深度连续线性变化模型

$$V(z) = v_0(1 + \beta z)$$

v_0 初始速度， β 表示某地区速度随深度变化率的系数，一般在一个地区内 β 视为定值。

二、连续介质地震波运动学特点

1、一般情况下的时间场特点

$\mathbf{v} = \mathbf{v}(z)$ ，波的出射角 $\alpha = \alpha(z)$ ，射线为曲射线

$$dt = \frac{ds}{v(z)} = \frac{dz}{v(z) \cos \alpha(z)}, dx = dz \cdot \tan \alpha(z)$$

$$\therefore \begin{cases} t = \int_0^z \frac{dz}{v(z) \cos \alpha(z)} \\ x = \int_0^z \tan \alpha(z) dz \end{cases}$$

$$\therefore \frac{\sin \alpha(z)}{v(z)} = p \quad \therefore \sin \alpha(z) = pv(z)$$

$$\cos \alpha(z) = [1 - p^2 v_{(z)}^2]^{1/2}$$

$$\therefore \begin{cases} t = \int_0^z \frac{dz}{v(z) \sqrt{1 - p^2 v_{(z)}^2}} \\ x = \int_0^z \frac{pv(z)}{\sqrt{1 - p^2 v_{(z)}^2}} dz \end{cases}$$

2、速度随深度呈线性连续变化的时间场特点

(1)射线方程 $V(z) = v_0(1 + \beta z)$ 代入上两式积分可得

$$\begin{cases} x = \int_0^z \frac{pv_0(1+\beta z)}{[1-p^2v_0^2(1+\beta z)^2]^{\frac{1}{2}}} dz = \frac{1}{p\beta v_0} \left\{ (1-p^2v_0^2)^{\frac{1}{2}} - [1-p^2v_0^2(1+\beta z)^2]^{\frac{1}{2}} \right\} \\ t = \frac{1}{\beta v_0} \ln \left\{ (1+\beta z) \left[1 + (1-p^2v_0^2)^{\frac{1}{2}} \right] \frac{1}{1 + \sqrt{1-p^2v_0^2(1+\beta z)^2}} \right\} \end{cases}$$

根据 snell 定律 (z=0 时)

$$\frac{\sin \alpha_0}{v_0} = p$$

(α_0 出射角) 得 (根据第一式)

$$\left(x - \frac{1}{\beta \tan \alpha_0} \right)^2 + \left[z - \left(-\frac{1}{\beta} \right) \right]^2 = \frac{1}{\beta^2 \sin^2 \alpha_0}$$

射线方程, 圆

圆心 $\left(\frac{1}{\beta \tan \alpha_0}, -\frac{1}{\beta} \right)$, 半径: $r = \frac{1}{\beta \sin \alpha_0}$, 不同的 α_0 圆心沿 $z = -\frac{1}{\beta}$ 移动

(2) 时间场函数

联立 x, t 消去 p 可得, $t=t(x, z)$

$$x^2 + \left\{ z - \frac{1}{\beta} [ch(\beta v_0 t) - 1] \right\}^2 = \frac{1}{\beta^2} sh^2(\beta v_0 t)$$

对于 $t=t_1$ 的等时线是圆弧, 随着时间 t 的增大, 圆族的圆心向正 z 方向移动,

$$\text{双曲正弦 } sh(x) = \frac{e^x - e^{-x}}{2}$$

$$\text{双曲余弦 } ch(x) = \frac{e^x + e^{-x}}{2}$$

(3) 直达波、反射波的特点

由于波沿圆弧路径传播, 若没有分层界面, 刚从震源出发的圆弧射线向下到达某个最大深度, 即向上返回到地面, 称回折波, 但是直达波, 入射角越小, 回折深度 z_m 越大。

若有速度突变界面, 大入射角时只有回折波, 当入射角减小, 使 $z_m > H$ (界面深度) 产生反射波。

6-7 多次反射波运动学特点

多次反射波的产生及其类型

产生条件

①自由表面

流体与固体岩石介质，地表面，海水表面，海底。

②低速带与基岩间的分界面

③波阻抗差大的地下弹性分界面

这些分界面两侧波阻抗差大，反射强，所以产生多次反射。

分类

分为两大类：①长程多次波：与相同深度界面的一次反射波相比路径更长，在地震记录上作为独立的波出现。②短程多次波则是紧接在一次反射之后到达常与一次反射干涉或作为一次反射的延续波，它改变了一次反射波波形。

长程：全程多次波、层间多次波、部分多次波

短程多次波：一次反射、虚反射、微曲多次波

多次波通常视为干扰波，但随着勘探技术的发展，也可利用多次波的信息成像。

多次波的识别与消除的方法研究是地震勘探中的重要课题之一，特别时海上地震勘探对海水层中产生的多次波的压制的研究一直都在进行，作为攻关的项目之一。

对多次波的压制主要时两类方法，一是根据多次波的运动学特性，二是根据地震波的动力学特性（基于波动方程）。

全程多次反射时距曲线方程 P59

对于倾斜截面，倾角 φ ，根据虚震源原理，二次反射波相当于波经界面 R' 上 D 点的一次波反射路径， R' 是虚设的界面（称为等效界面）。由几何关系可知，等效界面的倾角 $\varphi_1 = 2\varphi$ ，法线深度 $h_1 = 2h \cos \varphi$ ，则根据单一倾斜界面时距曲线理论：

$$t = \frac{1}{v} (x^2 + 4h_1 x \sin \varphi + 4h_1^2)^{\frac{1}{2}}$$

代入 φ_1, h_1 得

$$t = \frac{1}{v} (x^2 + 8hx \sin 2\varphi \cos \varphi + 16h^2 \cos^2 \varphi)^{\frac{1}{2}}$$

由 $\cos \varphi = \frac{\sin 2\varphi}{2 \sin \varphi}$

$$\therefore t = \frac{1}{v} (x^2 + 4hx \frac{\sin^2 2\varphi}{\sin \varphi} + 4h^2 \frac{\sin^2 2\varphi}{\sin^2 \varphi})^{\frac{1}{2}}$$

推广到 n 次全程多次反射

$$\therefore t = \frac{1}{v} (x^2 + 4hx \frac{\sin^2 n\varphi}{\sin \varphi} + 4h^2 \frac{\sin^2 n\varphi}{\sin^2 \varphi})^{\frac{1}{2}}$$

$$x_m = 2h' \sin n\varphi = 2h \frac{\sin n\varphi}{\sin \varphi} \sin n\varphi$$

特点:

- ①仍为双曲线。
- ②极小点位移, 在小倾角时为一次反射的 $2n$ 倍。
- ③自激自收时间 t_0 是一次波的 n 倍。
- ④相同 t_0 时间的多次波传播速度小于一次波, 则时距曲线更陡。
- ⑤多次反射次数有限。

6-8 绕射波及其运动学特点

绕射波及其产生

- 广义绕射波

Huygens 认为, 波入射到界面, 每一点看作一个新的震源, 产生绕射子波向四面八方传播, 不遵循反射定律, 将这些子波成为广义绕射波。

- 狭义绕射波

地震波在地下介质中传播遇到断层点, 尖灭点, 实点, 会改变原来的传播方向, 这些突变点作为新的点震源产生新的波动向四面八方传播, 不遵循反射定律, 成为地震绕射波。(Diffraction)。

时距曲线方程及特点

$$t = \frac{1}{v} \sqrt{d^2 + h^2} + \frac{1}{v} \sqrt{(x-d)^2 + h^2}$$

若震源在 D' , $d=0$

$$t = \frac{h}{v} + \frac{1}{v} \sqrt{x^2 + h^2}$$

特点:

- ①极小点在 D' , 极小点的时间为 $t' = \frac{1}{v} \sqrt{d^2 + h^2} + \frac{h}{v}$
- ②双曲线, 顶点与地下断点或突变点垂向对应, 可用于确定断点位置。
- ③与反射波时距曲线有相切, 在时间剖面上 (自激自收剖面) 反射波同相轴与绕射波同相轴相切点为断点。

6-9 地震折射波运动学特点

折射波运动学的特殊性

1. 产生条件 $v_2 > v_1$, 入射角达到临界角 i

$$\frac{\sin i}{v_1} = \frac{\sin 90^\circ}{v_2}, \quad \sin i = \frac{v_1}{v_2}$$

存在盲区 $x_i = 2h \tan i$, 从炮点到 x_i 的水平距离内观测不到折射波。

均匀介质内, 射线平行, 波前面平行 (平面)。

倾斜介质时 P62

① $i + \varphi = 90^\circ$ 射线水平

② $i + \varphi > 90^\circ$ 射线向下（上倾放炮，下倾接收）

射线向上（下倾放炮，上倾接收）

③ $i + \varphi < 90^\circ$ 可观测到

观测不到

折射波

水平层状介质存在高速层时，起屏蔽作用，但厚度薄时或其下为角度不整合时，不产生屏蔽。

对于陡底层或陡构造，测线布设方向不易平行倾向方向，应偏离倾向一定角度，使满足 $i + \varphi_{\text{视}} < 90^\circ$ ，使视倾角变小。

单一水平折射层时距曲线方程及其特点
时距曲线

路径为： $\overline{OA} + \overline{AB} + \overline{BG}$

$$t = \frac{1}{v_1} (\overline{OA} + \overline{BG}) + \frac{1}{v_2} \overline{AB}$$

$$= \frac{1}{v_1} \left(\frac{h}{\cos i} + \frac{h}{\cos i} \right) + \frac{x - 2h \tan i}{v_2}$$

$$= \frac{2h}{v_1 \cos i} + \frac{x}{v_2} - \frac{2h \sin^2 i}{v_1 \cos i} \quad (\sin i = \frac{v_1}{v_2})$$

$$= \frac{x}{v_2} + \frac{2h(1 - \sin^2 i)}{v_1 \cos i}$$

$$= \frac{x}{v_2} + \frac{2h \cos i}{v_1}$$

$$\therefore t = \frac{x}{v_2} + t_0$$

$$t_0 = \frac{2h \cos i}{v_1}$$

时距曲线特点

① 直线，斜率为 $\frac{1}{v_2}$ ，截距 $t_0 = \frac{2h \cos i}{v_1}$ ，称交叉时。

② 利用时距曲线斜率、交叉时，可求取界面深度。

$$h = \frac{t_0 v_1}{2 \cos i} = \frac{\frac{1}{2} t_0 v_1}{\sqrt{1 - \frac{v_1^2}{v_2^2}}} \quad (\sin i = \frac{v_1}{v_2})$$

③同一炮点激发的反射波、直达波、折射波之间的关系 P63. 图 6.2-18

直达波先于反射波到达

折射波与反射波在 D 点相切，D 点左侧无折射波（盲区），D 点右侧折射波先于反射波。

直达波与折射波也有交叉点，交点以内直达波先于折射波，交点以外，折射波先于直达波。

根据三者关系知道野外实际勘探工作

反射波法：在 D 点以内观测。

折射波法：在 D 点以外观测。

单一倾斜界面折射波时距曲线及其特点

时距曲线

采用双边放炮的观测系统（相遇时距曲线）

上倾放炮，下倾接收时

$$t_{\text{下}} = \frac{OM}{v_1} + \frac{MP}{v_2} + \frac{PO_1}{v_1}$$

$$OM = \frac{Z_{\text{上}}}{\cos i} \quad PO_1 = \frac{Z_{\text{下}}}{\cos i}$$

$$MP = x \cos \varphi - Z_{\text{上}} \tan i - Z_{\text{下}} \tan i$$

带入整理可得

$$t_{\text{下}} = \frac{x \sin(i + \varphi)}{v_1} + \frac{2Z_{\text{上}}}{v_1} \cos i$$

$$\text{令 } v_{\text{下}}^* = \frac{v_1}{\sin(i + \varphi)}, t_{oi\text{下}} = \frac{2Z_{\text{上}}}{v_1} \cos i$$

$$\text{则 } t_{\text{下}} = \frac{x}{v_{\text{下}}^*} + t_{oi\text{下}}; \quad v_{\text{下}}^* \text{ 视速度}$$

同理 下倾放炮，上倾观测有

$$t_{\text{上}} = \frac{x}{v_{\text{上}}^*} + t_{oi\text{上}}, \quad v_{\text{上}}^* = \frac{v_1}{\sin(i - \varphi)}, t_{oi\text{上}} = \frac{2Z_{\text{下}}}{v_1} \cos i$$

时距曲线特点 P61. 图 6.2-19

①两时距曲线均为直线，相互交叉，成为相遇时距曲线。

②上倾放炮下倾接收，视速度 ($v_{\text{下}}^* = \frac{v_1}{\sin(i + \varphi)}$) 下，曲线陡。

③ O_1 激发, O_2 接收的路径与 O_2 激发, O_1 接收的路径相同, 满足互换原理, 旅行时 T 相同, 称为互换时间。

④ 利用相遇时距曲线, 可以求界面的深度与 v_2 (在实习中讲解)。

多层和弯折折射界面的情况了解。

6-10 VSP 中的波及时距曲线方程

VSP 法的概念 (vertical seismic profiling)

常规地震勘探: 地面激发、接收。

VSP: 地面或井中激发、井中接收。

早在 20 世纪 50 年代就有人利用直达波测量平均速度和层速度, 随着科技的发展, 人们进一步利用各种续至波研究井旁地层的构造、岩性及波场特征, 形成采集处理解释成套技术, 得到广泛应用。

VSP 的优、劣势

优势

直接观测波场的垂向变化。

记录的波场更直接, 动力学、运动学特征更明显, 波形更真实。

抗干扰能力强, 信噪比高, 有效波易于识别。

可观测上行、下行波, 可更有效地利用波到达方向的特点。

可突出深层弱的反射波。

可利用三分量观测, 对地震波进行方位分析。

与地面地震联合使用, 有效验证地面地震解释。

“高精度, 高分辨率, 高信噪比”?

2, 劣势

空间局限性, 费用高。

VSP 中波的类型

两大类: 上行波

下行波

下行波

直达波

炮点在地面、检波器在井中

下行反射波

向下反射转换波

向下一次反射波 (同类)

向下多次反射波

下行透射波

下行透射同类波

下行透射转换波

上行波

上行反射波

上行同类反射波

上行转换反射波

上行多次反射波

折射波

绕射波

VSP 中几种波的垂直时距曲线方程及特点

见书 P66-69 页

6-11 τ - p 变换及 τ - p 域中各种波运动学特点

τ - p 变换（线性拉东变换）

同一震源激发多种波，直达波、面波、折射波、反射波在地震记录上交叉干涉，不易识别和分离，人们根据这些波运动学差异，提出采用某种数学变化，使它们的运动学差异明显突出，而容易分离、 τ - p 变换就是其中一种。

τ - p 变换实质上是坐标变换

或

$$\begin{cases} t = \tau + px \\ t = \tau - px \end{cases}$$

由 (τ, x) 域到 (τ, p) 域正变换

由 (τ, p) 域到 (τ, x) 域反变换

p : 时距曲线的瞬时斜率 τ 是在时间轴上的截距

几种波在 τ - p 域中的特点

反射波（水平层）

$$t = \frac{1}{v}(x^2 + 4h^2)^{\frac{1}{2}}$$

$$p = \frac{dt}{dx} = \frac{1}{v} \frac{x}{\sqrt{x^2 + 4h^2}} \Rightarrow x = \frac{pv2h}{(1 - p^2v^2)^{\frac{1}{2}}}$$

$$\tau = t - px = \frac{1}{v}(x^2 + 4h^2)^{\frac{1}{2}} - p \frac{pv2h}{(1 - p^2v^2)^{\frac{1}{2}}}$$

带入 x ，得

$$\tau^2 = t^2(1 - p^2v^2)$$

$$\frac{\tau^2}{t_0^2} + \frac{p^2}{\left(\frac{1}{v}\right)^2} = 1 \quad \text{椭圆} \quad **$$

抛物线拉东变换

$$t = \tau + qx^2 \quad (\tau, q)$$

双曲线拉东变换

$$t = \sqrt{\tau^2 + \frac{x^2}{v^2}} \quad (\tau, v)$$

直达波

$$t = \frac{x}{v_1}$$

$$\therefore \tau-p \text{ 域中 } p = \frac{dt}{dx} = \frac{1}{v_1}, \quad \tau=0 \text{ 一点}$$

折射波

$$t = \frac{x}{v_2} + \frac{2h}{v_1} \cos i$$

$$\therefore \begin{cases} p = \frac{1}{v_2} \\ \tau = \frac{2h}{v_1} \cos i = t_0 \cos i \end{cases} \quad \text{一点}$$

$$\tau^2 = t_0^2 \cos^2 i \text{ 带入 (*) 式}$$

$$\frac{\tau^2}{t_0^2} + p^2 v_1^2 = \cos^2 i + \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^2$$

$$= \cos^2 i + \sin^2 i = 1 \quad \text{在椭圆上}$$

瑞雷面波

$$t = \frac{x}{v_k}$$

$$\begin{cases} p = \frac{1}{v_k} \\ \tau = 0 \end{cases} \quad \text{一个点 由于 } v_k < v_1$$

综上所述，可在 $\tau-p$ 域中进行波场分离。

关键词

视速度，视速度定理，时距曲线（面），直达波，续至波，正常时差， t_0 时间，极小点，倾角时差（DMO），均方根速度，平均速度，射线速度，层速度，回转波，绕射波，折射波盲区，交叉时间，相遇时距曲线，互换时间，多次波，上行波，下行波，垂直时距曲线，VSP， $\tau-p$ 变换。

第七章 地震勘探野外工作方法

授课学时：10 学时

目的要求

野外原始数据采集是地震勘探生产的首要环节，获得质量直接影响地震解释的精度，至关重要。

要求学生了解野外生产的几个环节。了解地震测线布设原则，重点掌握地震勘探观测系统，特别是野外水平多次叠加方法的观测系统，重点掌握水平多次叠加方法原理掌握地震组合法基本原理。

对于实践性强的内容，放到实践性教学环节中进行。

7-1 地震勘探原始数据采集的主要环节

一、地震勘探总体部署

1. 提出地质任务和确定勘探区域

油气、金属矿、区域普查、地质构造。

明确生产规模

根据任务确定队伍大小、资料多少、范围。

队伍的配备

测量组，钻井组，激发组，接收组，解释等。

总体的技术设计及要求

总体进度计划

实地踏勘（对工区实际的环境、地质条件踏勘）

施工设计（根据工作任务，设计工作方法、工作量）

实验工作

干扰波的调查、激发条件（如激发深度，药量）、接收条件（组合检波，排列长度，道间距……）

五、正式生产

7-2 地震测线的布设原则

1. 根据地质任务、区域构造特征，考虑测线的布设。
2. 通常，布设成网状，尽可能正交网。
3. 主测线尽可能垂直构造走向，联络测线平行构造走向。
4. 必须布设联井测线。
5. 构造复杂地区需加密测线。
6. 测线尽可能成直线，条件不允许时，可为折线。
7. 测线交点处应设计炮点，便于波的对比。

7-3 地震勘探中常见的干扰波

规则干扰波

声波

爆炸、锤击 特点：速度稳定，频率高，延续时间长，地震记录上尖锐波至。

面波

速度略小于横波，频率低，延续时间长，扫帚状，频散现象。

工业电干扰

测线通过高压输电线路，检波器电缆感应 50Hz 电压（50Hz 正弦干扰波）。

虚反射

多次反射

重复冲击

井中央爆炸产生气泡的脉动作用。

侧面波

海上暗礁、沉船。

底波

浅海地震勘探，靠近海底激发，类似面波。

频率低，视速度小，延续时间长。

交混回响和鸣震

浅水，低速带，短程多次波。

不规则多次波

与震源无关的地面扰动，风吹草动，海浪，水流动，人畜走动，机器振动，交通工具，随机噪声。

与震源有关的低频、高频背景噪声

低频：疏松介质固有振动。

高频：波传播到浅部不均匀体、砾石、溶洞产生的散射。

7-4 反射波法地震勘探观测系统

一、观测系统的概念

观测系统是一个图件，表示激发点与排列上各地震道的检波点之间空间位置关系的一种图示。

二、图示法

过炮点作与测线成 45° 角的斜线，沿测线排列上各道检波点向过炮点的 45° 斜线上投影，各投影点的连线是斜线的长度。沿测线所有炮点及相应排列都这样作图，即得该测线观测系统图。

过炮点的 45° 斜线段在测线上的投影，即等于所勘探界面在地面上的投影，即所勘探的界面为反射波追踪所得的反射界面。当水平时，其长度等于排列长度之半。相邻反射点间距为排列上相邻道之间的道间距之半。

一般观测系统在厘米纸上面对角线 45° ，斜线段加粗（ ）叫综合平面图。

三、二维地震勘探反射波法观测系统

为了获得地下连续界面的形态或构造特征，需沿测线连续激发和接收地震波，每放一炮移动一段距离，原则是保证地下反射界面连续追踪。

二维反射波观测系统有以下几类：

（一）、简单连续观测系统（对地下反射界面的单次连续追踪）

单边放炮简单连续观测系统

零偏移距情况（左图）

双边放炮简单连续观测系统

零偏移距情况（左）

中间放炮

非零偏移距时

由于压制干扰波或其它原因（地表条件，炸药震源等）激发点与接收排列的第一道之间，间隔一段距离。

（二）水平多次叠加观测系统

“叠加法”（stacking）又称多次覆盖，是多次重复采样或称多次叠加。

垂直叠加

在同一排列，同一炮点，不同深度放炮式激发、经动、静校正后对应道相叠加，目的是利用剩余静校正压制虚反射(鬼波)。

水平多次叠加

也称共深度点叠加（common depth point stack）CDP，是多次在不同激发点、相应不同排列上的接收点。接收同一反射点的反射波，经动、静校正处理后，把来自同一反射点（深度点）的各道的波叠加在一起。

野外施工、设计

书 P98 图 6.3-23

多次叠加观测系统遵循：

$$v = \frac{SN}{2n}$$

v ：炮点距道数

n ：叠加次数、覆盖次数

N ：仪器记录道数

S ：单边放炮 $S=1$ ，双边放炮 $S=2$

观测系统图中有共反射点道集、共炮点道集、共检波点道集、共炮检距道集或共反射点线、共炮点线、共检波点线、共炮检线。

在数据处理时，根据需要可抽取相应的道集记录，观测系统应写明图头、各参数、队备、地区、测试号、日期、绘图人（由田野解释人员绘制）、比例尺。

总炮数

$$P = \frac{L}{d} + n$$

L ：测线总长度

d ：炮点间距

n ：叠加次数

在 1-5 炮的记录上有一部分道的记录为达到慢 6 次覆盖，通常叠加剖面从满 6 次覆盖的第一个共反射点开始。

非零偏移距与零偏移距完全一样。

水平多次覆盖的目的是压制多次波、随机干扰等，突出有效反射信号，提高地震记录的信噪比，观测系统具有的相应的参数 $n, N, v, \Delta x, s, d, p$

$$d = v \cdot \Delta x$$

四、 三维勘探观测系统

构造复杂区：二维勘探效果不好采用三维勘探

主要类型

P91

1 L 型

2 T 型

3 十字型

4 线状（弯曲测线，宽线剖面）

5 面积（规则，环形）

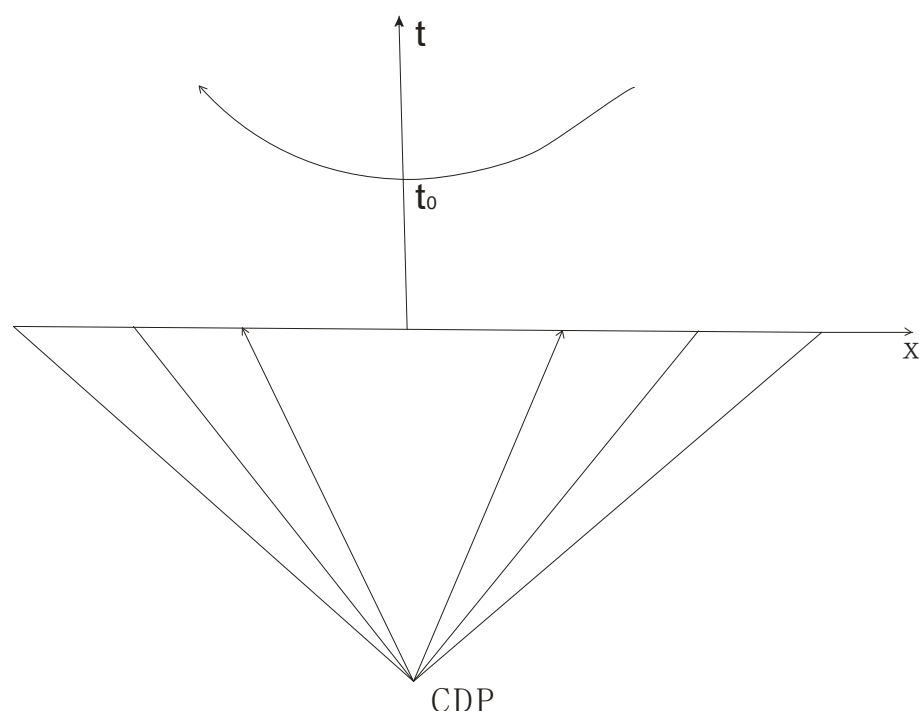
7-5 水平多次叠加原理

一、共中心点时距曲线（Common Depth Point）

根据水平多次覆盖观测系统，实现共深度点重复多次观测，抽取 CDP 道集，即共深度点道集，按炮检距的大小从小到大排序，形成共深度点时距曲线方程为

$$t_k = \frac{1}{v} \sqrt{x_k^2 + 4h^2} = \left(\frac{x_k^2}{v^2} + t_0^2 \right)^{\frac{1}{2}}$$

与单一反射界面时距曲线完全相同，也是时距曲线，但物理含义不同。



t_0 ($t_0 = \frac{2h}{v}$) 时间是 CDP 到地面上共中心点 M 出法线深度 h 的自激自发时间，

其中心点 M 是各炮检距的中心，共同的中心点。M 处可以是炮点（零偏移距），也可以不是（非零偏）。

与共炮点的区别

① 反映同一个反射点的信息，来自不同炮、相应观测点。

② 共炮点反映地下一个区段

③ t_0 是共中心点处的自激自收，其炮点时距曲线上的 t_0 是炮点处的自激自收时间。

二、动校正 剩余时差

共深度点时距曲线所对应的各道的波至时间是不同的，反映同一个反射点的信息，具有相似的波形，由于不同炮检距、各道反射波存在一定的相位差，以自激自收时间 t_0 作为基准时间，由共反射点道集内各道反射波到达时间减去 t_0 可得正常时

差

$$\Delta t_{NMO} = \frac{x_k^2}{2t_0 v^2}$$

这种不同炮点相应不同排列上各道重复观测地下同一点的目的是实现叠加，提高信噪比。要达到目的，必须进行同相叠加，为实现同相叠加，必须进行正常时差校正（动校正）。

动校正

将共深度点道集记录（或共炮点道集记录）中各道记录中的波至时间减去正常时差，使其变成共中心点处（或共炮点处）的自激自收时间 t_0 的处理过程称为动校正。

作动校正可以实现同相叠加。

剩余时差 δt_k

对于同 t_0 时间的多次波而言，其时距曲线比一次反射波的时距曲线陡，动校正后未拉直，还有残余时差，称为剩余时差。一般动校正量是针对正常的一次反射波而言，剩余时差为：

$$\delta t_k = \frac{x_k^2}{2t_0 v_\alpha^2} - \frac{x_k^2}{2t_0 v^2} = \frac{x_k^2}{2t_0} \left(\frac{1}{v_\alpha^2} - \frac{1}{v^2} \right) = q x_k^2$$

$$q = \frac{1}{2t_0} \left(\frac{1}{v_\alpha^2} - \frac{1}{v^2} \right)$$

v_α 多次波速度

对于多次波各叠加道剩余时差不一样，叠加时不是同相叠加，叠加后多次波被削弱。 q ：多次波剩余时差系数

三、水平多次叠加振幅特性

其中中心点处一次反射波 $f(t_0)$ ，频谱 $F(\omega)$ 其他 $f(t_k)$ ， $t_k = t_0 + \Delta t_k$

一次波动校正，叠加。

$$g(t_0) = \sum_{k=1}^n f(t_k - \Delta t_k) = \sum_{k=1}^n f(t_0) = n f(t_0)$$

$$G(\omega) = n F(\omega)$$

多次波存在剩余时差， δt_k 。

$$g_d(t_0) = \sum_{k=1}^n f(t_0 + \delta t_k)$$

$$G_D(\omega) = \sum_{k=1}^n F(\omega) e^{i\omega \delta t_k} = F(\omega) \cdot \sum_{k=1}^n e^{i\omega \delta t_k}$$

$$\text{令: } G_D(\omega) = F(\omega)k(\omega), k(\omega) = \sum_{k=1}^n e^{i\omega \delta t_k}$$

$$P(\omega) = \frac{K(\omega)}{n} = \frac{F(\omega)K(\omega)}{nF(\omega)}$$

叠加后多次波振幅与一次波振幅之比。

$P(x)$ 。

通过整理可得式 $P_{114}(3-32)$

对于一次波净动校正后同相叠加，叠加后输出信号振幅增强了 n 倍，对于多次非同相轴叠加，振幅特性由书 p114 式 (3-32) 表示相对于一次波的叠加振幅

n : 叠加次数

U : 偏移距道数

V : 炮点距道数 (叠加次数，仪器记录道数)

α : 单位叠加各量有关

特征曲线分为通放带、压制带

$$p(\alpha) = \frac{1}{n} \left[\left(\sum \cos 2\pi L_{X_k} \alpha \right)^2 + \left(\sum \sin 2\pi L_{X_k} \alpha \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$x = \Delta x^2 f q \quad L_{x_k} = \frac{x_k^2}{\Delta x^2}$$

$$q = \frac{1}{2t_0} \left(\frac{1}{v_\alpha^2} - \frac{1}{v^2} \right) \quad \text{多次波剩余时差系数}$$

特点:

① $0 \leq \alpha \leq \alpha_1$ 时, $p(\alpha) \geq 0.707$ 表明叠加后波的振幅增强称为通放带, $\alpha = 0$ 时

$p(\alpha) = 1$ 振幅最大, 多次波有被压制。

② $\alpha_c \leq \alpha \leq \alpha_c'$ 时 $p(\alpha)$ 的平均值在整个振幅特性曲线上市最低区, 平均值为 $\frac{1}{n}$,

称为压制带。

③ $p(\alpha_2)$ 是特征曲线上的第二极值, $\alpha > \alpha_c'$ 特别是定义 $\alpha > \alpha_2$ 时 $p(\alpha)$ 值增大, 称为二级极值区。

④ $p(\alpha_3)$ 是压制带内的极值，称为极值，它的大小影响压制效果越小，效果越好

⑤ α_c 是压制带内的极值，称为次极值，它的大小影响压制效果，越小，效果越好。

⑥ α_1 是通放带截止边界点， α_1 向右移通放带变宽，实际工作中根据具体情况选择。P107 图 6.3-41,42

道间距：大，通放带窄，有利于压制与一次反射波速度相近的多次波，不宜过大，一次波落入压制带，不利于压制多次波

偏移距：大，通放带窄，过大，使多次波落入二次极值区，也损失浅反能量。

叠加次数：越多，越有利于压制干扰，提高信噪比，但太多会产生效率低、成本高。

四 影响水平叠加效果的重要因素

1 叠加速度误差的影响

叠加效果的好坏取决于动校正量是否准确，也即叠加速度的准确与否
正常时差

$$\Delta t = \frac{x^2}{2t_0 v^2} \quad v \text{ 大小 } \Delta t \text{ 都不准}$$

2 界面倾斜影响共深度点叠加 P117

地产呢个倾斜时，非共反射点叠加，共反射点分散，倾角越大，越分散，越影响共反射点意义下的叠加。

对于倾斜界面的动校正量，不同于水平界面，存在垂直时差，不能实现同相叠加，倾角越大，效果越差。

对于陡地层的处理，在数据处理中有专门的方法，DMO，或偏移处理。

7-6 地震波接收的方向特性

地震勘探野外原始数据采集，获得高信噪比、高保真度、高分辨率、高精度地震数据，要从接收的角度充分利用有效波和干扰波的矛盾，使有效波能量更突出，压制干扰，野外广泛利用波的方向特性。

地震波存在两大类方向特性

第一类方向特性

地震检波器的响应与波的质点振动方向间的关系，称为第一类方向特性。

第二类方向特性

地震检波器的响应与波传播方向间的关系，称为第二类方向特性。

一 第一类方向特性的利用

1 单分量检波器和三分量检波器

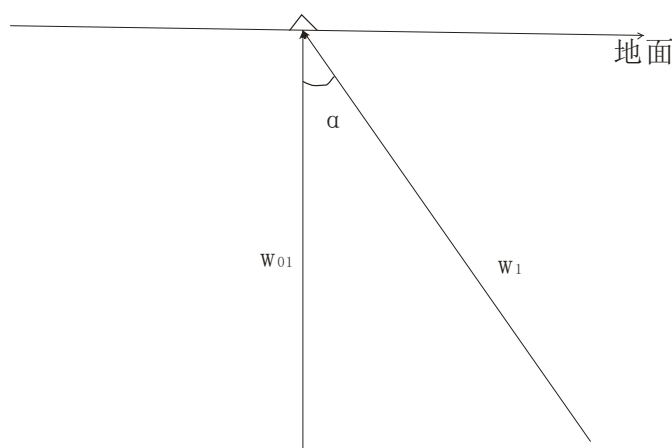
垂直检波器接收

接收来自地下的纵波时，接收 z 方向分量

$$w_1 = w_{01} \cos \alpha$$

w_{01} ：检波器的最大响应

w_1 : 检波器对质点振动的响应



水平检波器的接收
接收来自地下的横波

$$W_z = W_{oz} \cos\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right)$$

三分量检波器

采用横纵波联合勘探时，记录三维震动，采用 x 、 y 、 z 三个方向的三分量检波器。

方位观测

在一个观测点上，用多个垂直检波器以等倾角排列在一个锥形装置的不同方位上，利用方向性图解来识别不同类型的波。（记录振幅与检波器倾角关系）

二 第二类方向特性的利用

检波器组合法是地震组合法的一种，沿排列上的每一道检波点，不是安置一个检波器，而是多个，按不同方式组合，将相邻接近的着多个检波器接收的信号叠加在一起作为一个地震到的输出，以增强有效信号，压制干扰信号，提高信噪比。

7-7 地震组合法的基本原理

地震组合法：

等价置换原理 $\left\{ \begin{array}{l} \text{检波器组合} \\ \text{震源组合：提高激发能量} \end{array} \right.$ 加权组合 反向组合 面积组合 线性

组合

压制规则干扰波的地震组合法原理

简单线性组合：沿侧线等间距等灵敏度

组合距：一组合内相邻检波点间距 Δx

组合基距：一组和检波器分布的总长度 x

组合数目：组合检波器的个数。

规则波简单线性组合的方向特性

设每个检波器接收的任一规则波表示为 $f\left(t - \frac{x}{v^*}\right)$

$x = (k-1)\Delta x$ 组合后输出 $F(t)$

$$F(t) = \sum_{k=1}^n D_x f \left[t - \frac{(k-1)\Delta x}{v^*} \right]$$

$D_x = 1$ 检波器灵敏度相等。

频率域中：

$$F(\omega) = f(\omega) \sum_{k=1}^n e^{-i\omega(k-1)\Delta x / v^*}$$

$$\text{令: } k\left(\frac{\omega}{v^*}\right) = \sum_{k=1}^n e^{-i\frac{\omega}{v^*}(k-1)\Delta x} \quad \frac{\omega}{v^*} = \frac{2\pi f}{v^*} = \frac{2\pi f \sin \alpha}{v}$$

$F(\omega) = f(\omega) \cdot k(\omega)$ k 与波的频率 f , 入射角 α 有关, 称为组合综合特性

$$\text{令 } \varphi = \frac{\omega}{v^*} \Delta x$$

$$k = \sum e^{-i(k-1)\varphi} = \frac{1 - e^{-in\varphi}}{1 - e^{-i\varphi}} = \frac{\sin \frac{n\varphi}{2}}{\sin \frac{\varphi}{2}} e^{i\frac{(n-1)}{2}\varphi}$$

k 的模：

$$|k| = \frac{\sin \frac{n\varphi}{2}}{\sin \frac{\varphi}{2}} \quad \text{组合的振幅特性}$$

$$\theta = \frac{n-1}{2}\varphi \quad \text{组合的相位特性与组合中心点出检波点相位相同}$$

组合的振幅特性表达式表明组合的输出振幅与波的传播方向和频率有关, 如果波的主频固定时, 组合后的振幅只与入射方向有关。而于波的入射方向有关的振幅特性为组合的方向特性。

归一化的组 and 方向特性：

$$\phi = \frac{|k|}{n} = \frac{\sin \frac{n\varphi}{2}}{n \sin \frac{\varphi}{2}} = \frac{\sin n\pi f \frac{\Delta x}{r^*}}{n \sin \pi f \frac{\Delta x}{r^*}} = \frac{\sin n\pi f \Delta t}{n \sin \pi f \Delta t} = \frac{\sin n\pi \frac{\Delta t}{T}}{n \sin \pi \frac{\Delta t}{T}}$$

式中 T 为定值 (主频确定) $\Delta t = \frac{\Delta x}{r^*}$ 不同 ϕ 不同。以 n 为参数, $\Delta t / T$ 可给出不同

组合数目的特性曲线。

特点：

$$0 \leq \Delta t / T \leq 1/2n \quad \phi: 1-0.707$$

称为通放带， $\frac{\Delta t}{T} = 1/2n$ 通放带边界

$$1/n \leq \frac{\Delta t}{T} \leq \frac{n-1}{n} \quad \phi \text{ 最小}$$

且有 $n-1$ 个零值点，称为压制带。

随着组合数目增加，通放带变窄，有利于压制高视速度波。组合设计原理实施有效波落入通放带。干扰波落入压制带。

组合的频率特性

由公式：

$$\phi = \frac{\sin n\pi f \Delta t}{n \sin \pi f \Delta t} \quad \text{当 } \Delta t \text{ 给定后，} \phi \text{ 值与频率有关，不同 } f \phi \text{ 值不同，称组合振幅频}$$

率特性，特性曲线（ P_{100} ）固定组合数目，以 Δt 为参量， f 为横坐标。

$\Delta t = 0$ 视速度无穷大，所有频率都通过。

Δt 越小，通放带越大，实验中尽量提高有效波视速度

组合具有频率滤波作用，对高频成分有压制作用，波形产生畸变，从方向特性和

频率特性看，组合是二维滤波 $\left(\frac{t-x}{f-x} \right)$ 。

二，组合的统计效应

地震组合法的统计效应是揭示地震组合法压制随机干扰的原理。地震勘探中的随机干扰是平稳的随机过程。

1. 统计特性的相关系数

均值：

$$\bar{g} = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n g_k$$

方差：

$$D = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n (g_k - \bar{g})^2$$

自相关函数：

$$R(\tau) = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n g_k \cdot g_{k+\tau}$$

互相关函数：

$$R_{I\Pi}(\tau) = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n g_I(k) \cdot g_{\Pi}(k+\tau)$$

相似系数：

$$\rho(L) = \frac{R_{I\Pi}(\tau)}{R(\tau)} \quad \tau = 0$$

$$L = \lambda \Delta x \quad \text{相关半径}$$

有效波与随机干扰波之间完全不相似，互相关函数为零。两个完全无关的随机过程没有相似性，互相关函数为零。

组合的统计效应

组合的统计效应实用组合后的信噪比与组合前的信噪比之比表示组合压制随机干扰的效果。

$$G = \frac{b\Sigma}{b} \quad b\Sigma: \text{组合后信噪比}$$

b: 组合前信噪比

$$b = \frac{A}{\sqrt{D}} \quad A: \text{有效波振幅度}$$

\sqrt{D} : 均方差干扰波的幅度

$$b\Sigma = \frac{nA}{\sqrt{D\Sigma}} \quad nA: \text{组合后有效波幅度}$$

$\sqrt{D\Sigma}$: 组合后干扰波幅度

$$G = \frac{n\sqrt{D}}{\sqrt{D\Sigma}}$$

经推导可知：

$$G = \frac{b\Sigma}{b} = \frac{\sqrt{n}}{\sqrt{1+\beta'}} \quad \beta' = \frac{\tau}{n} \sum_{\tau=1}^{n-1} (n-\tau) \rho(\tau \Delta x)$$

不规则干扰波统计互相独立：相似系数为零。有效波到达组内相邻检波器时差： $\Delta t \rightarrow 0$ 。

$\rho(L\Delta x) = 0 \quad \beta' = 0$ 统计效应最大值 \sqrt{n} ，组合后信噪比提高 \sqrt{n} 倍。

组合法存在的问题

(1) 有平均效应

来自不同反射点叠加：平均了横向岩性构造。

(2) 对低视速度的有效波损失高频信息（从组合振幅频率特性）

组合参数的选择 P_{101}

(1) 在调查清楚有效波干扰波的视速度 视周期上，尽可能使有效波落入组合特性曲线的通放带上，使干扰波在压制带。

$$\lambda^* = T^* V^* \quad \Delta x = \Delta t \cdot V^*$$

$$\Delta x = \Delta t \cdot \frac{\lambda^*}{T^*} = \frac{\Delta t}{T^*} \cdot \lambda^*$$

$$\text{压制带: } \frac{\Delta t}{T} \geq \frac{1}{n}$$

$$\Delta x \geq \frac{1}{n} \lambda_{\min}^* \quad (\text{干扰波})$$

$$\Delta x \leq \frac{1}{2n} \lambda_{\max}^* \quad (\text{有效波})$$

加权组合，线性组合，面积组合，反向组合。

第八章 地震波传播速度的影响因素及速度测定方法

授课学时：2 学时

教学重点：影响地震波传播速度的因素，特别是与岩性有关的因素；基于反演的速度计算方法；时间平均方程。

学习要求：掌握影响速度的主要因素，掌握利用时间平均方程计算双相介质中地震波传播速度的方法，了解地震勘探中常用的速度求取方法。

8-1 地震波传播速度的影响因素

一 地震波的传播速度与岩石弹性常数的关系

$$V_p = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} = \sqrt{\frac{E(1-\nu)}{\rho(1+\nu)(1-2\nu)}}$$

$$V_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} = \sqrt{\frac{E}{2\rho(1+\nu)}}$$

*由此式可见似乎速度与密度成反比，但由于密度的变化会使有效弹性系数 λ, μ

变化更大，实际密度增加速度也增大。

E, 杨氏模量。 ν -泊松比, λ 拉梅常数, μ 剪切模量, 决定于岩石的弹性常数与密度 ρ 。

由弹性常数可确定速度, 纵横波速度可求弹性常数。

二 地震波速度与岩性的关系

不同岩性对应的速度, 并非一一对应, 故此只用速度确定岩性不合适, 采用对参数综合研究。

三 速度与岩性孔隙度的关系 (P38)

岩石由岩石骨架和流体填充的孔隙组成--双向介质。

波在流体中传播速度低于骨架中传播速度, 故此速度与相同岩性岩石孔隙度成反比, Wyllie 等人提出时间平均方程

$$\frac{1}{V} = \frac{(1-\phi)}{V_m} + \frac{\phi}{V_f}$$

ϕ : 孔隙度

V_m : 岩石骨架中的波速

V_f : 孔隙中流体的波速

上式为流体压力与岩石压力相等, 不等时, 流体压力减小有:

$$\frac{1}{V} = \frac{(1-C_\phi)}{V_m} + \frac{C_\phi}{V_f}$$

C: 压实系数

四 速度与介质密度的关系

速度与密度成正比关系、密度越大速度越大。

不同岩性的速度与密度关系曲线。(P39)

孔隙填充物与速度的关系

孔隙中含有水或饱和盐水, 波速较高

孔隙中含有石油或饱和盐水, 波速较低 (15%-20%)

孔隙中含有天然气或饱和盐水, 波速较低

速度与地层深度的关系

一般地速度随着深度增加而加大

Gassman 经验公式

$$V = \left[V_0^2 + \frac{4.44 \cdot 10^8 Z^{1/3}}{2.7 - 1.7\phi} \right]^{1/2}$$

V_0 : $Z = 0$ 时的速度

Z : 深度

ϕ : 孔隙度

Faust经验公式:

$$V = a(ZT)^{1/6} = 2 \cdot 10^3 (ZR)^{1/6}$$

$a = 46.5$ (Z 用米表示)

T : 地质年代 (年)

R : 地层电阻率

(图 P41)

8-2 地震波速度的测定方法

地震波速度的获取方法

1、理论计算

基于几何地震学理论计算

基于波动理论的反演

实际的测定

实验室内岩石样本测试

野外实际测量

a. 地震测井

b. 声波速度测井

c. 初至折射法

地震测井方法

在井中观测地震直达波利用垂直时距曲线获取层速度和平均速度

波沿 OG 传播时间

$$t_g = \frac{1}{v} \sqrt{Z^2 + d^2}, t_g \text{ 可实际观测}$$

$$t = \frac{Z}{v} \text{ 垂直时间}$$

$$\therefore t = t_g \frac{Z}{\sqrt{Z^2 + d^2}}, Z \text{ 可测 } d \text{ 已知}$$

$$\text{可得平均速度: } \bar{v} = \frac{Z}{t}, \text{ 层速度 } \frac{\Delta Z_k}{\Delta t_k}$$

垂直时距曲线为一系列折线, 拐点处为地层分界面。

声波速度测井

是测井技术中一种测井方法

超声波发射口发出

穿过泥浆沿井壁滑行

然后再穿过泥浆到达两接收口，接收口之间的距离为 1m

$$t_1 = \frac{2a}{v_{\text{泥}}} + \frac{b_1}{v_k}$$

$$t_2 = \frac{2a}{v_{\text{泥}}} + \frac{b_2}{v_k}$$

$$\therefore \Delta t = t_2 - t_1 = \frac{b_2 - b_1}{v_k} = \frac{1}{v_k}, \text{单位 } (\mu s / m)$$

从井底向上连续提拉测井仪可获得声波时差曲线

$$v_k = \frac{1}{\Delta t_k}, \text{层速度}$$

H : 深度

$$\text{平均速度: } \bar{v} = \frac{H}{T_H} = \frac{H}{\int_0^H \Delta t(H) dH}$$

初至折射法

初至折射法用于低速带的测定，利用折射波勘探相遇时距曲线

利用直达波的时距曲线求，

$$v_0 = \left(\frac{\Delta x}{\Delta t} \right)_1$$

利用折射波时距曲线求

$$v_1 = \left(\frac{\Delta x}{\Delta t} \right)_2$$

进而求得低速带厚度

$$h_0 = \frac{v_0 t_0}{2 \left[1 - \left(\frac{v_0}{v_1} \right)^2 \right]^{1/2}}$$

对于低速带的测定除了利用初至折射法外也可以利用微测井法，与地震测井原来相同

折射波时距曲线

$$t = \frac{x}{v_1} + \frac{2h \cos i}{v_0}$$

$$t_0 = \frac{2h \cos i}{v_0}$$

$$\sin i = \frac{v_0}{v_1}$$

$$\therefore h = \frac{t_0 v_0}{2 \cos i} = \frac{t_0 v_0}{2 \sqrt{1 - \left(\frac{v_0}{v_1} \right)^2}}$$

μ : 剪切模量, 剪应力与剪应变之比

E: 杨氏模量, 圆柱纵向拉伸, 纵向应力与纵向应变之比

ν : 泊松比, 圆柱纵向拉伸时, 横向收缩与纵向拉伸之比