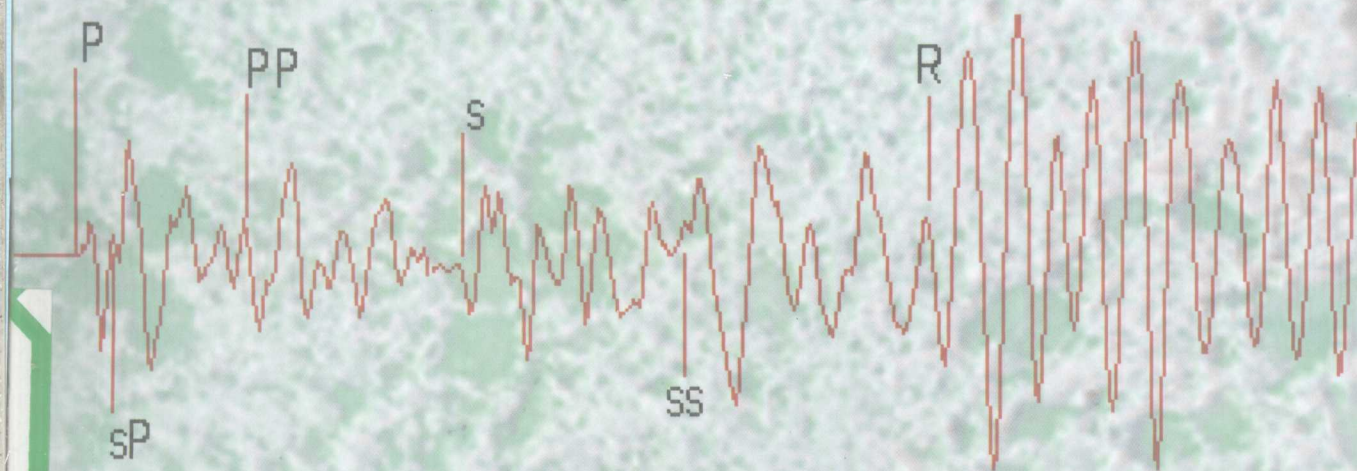




实用数字地震分析

中国地震局监测预报司



地震出版社

实用数字地震分析

中国地震局监测预报司

地震出版社

图书在版编目 (CIP) 数据

实用数字地震分析/中国地震局监测预报司. —北京:

地震出版社, 2009. 8

ISBN 978-7-5028-3585-9

I. 实… II. 中… III. 数字技术—应用—地震—分析 IV. P315.69

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2009) 第 111942 号

地震版 XT200800135

实用数字地震分析

中国地震局监测预报司

责任编辑: 张晓波

责任校对: 庞娅萍

出版发行: 地震出版社

北京民族学院南路 9 号

邮编: 100081

发行部: 68423031 68467993

传真: 88421706

门市部: 68467991

传真: 68467991

总编室: 68462709 68423029

传真: 68467972

E-mail: seis@ht.rol.cn.net

经销: 全国各地新华书店

印刷: 北京大华山印刷厂

版 (印) 次: 2009 年 8 月第一版 2009 年 8 月第一次印刷

开本: 787×1092 1/16

字数: 300 千字

印张: 11.75

印数: 0001~1000

书号: ISBN 978-7-5028-3585-9/P (4201)

定价: 30.00 元

版权所有 翻印必究

(图书出现印装问题, 本社负责调换)

主 编：吴书贵 赵 永

副主编：宋彦云 余书明 刘瑞丰

编 委：汤 倩 张素灵 李茂林 陈晓辉 赵京轶

侯建民 黄 静 康云生 熊道慧

序

地震学是一门以观测为基础的科学。俄国著名地震学家 Galitzin 早在 1911 年就曾留给人们一句名言：“可以把每个地震比作一盏灯，它燃着的时间很短，但照亮着地球的内部，从而使我们能观察到那里发生了些什么。这盏灯的光虽然目前还很暗淡，但毋庸置疑，随着时间的流逝，它将越来越明亮，并将使我们能明了这些自然界的复杂现象……”不论是对地球内部结构的研究，还是对地震时空强参数的确定，都是在地震这盏灯的光照下进行的。这些信息蕴藏于地震波列，尤其是震相之中。我国著名地球物理学家傅承义院士指出：“震相分析是地震科学的心脏”。

震相分析是微观地震科学的核心工作，是提取地震数据的主要手段。震相分析不仅是研究地震活动性、震源物理、地震工程以及地球内部物理的有力工具，更是确定地震时、空、强参数的根本手段。地震波（震相）的获取依赖于地震仪器对地震动的拾取和记录，不管是模拟记录时代还是数字化地震时代，即使在定量地震学中，地震波分析和震相解释都占有非常重要的地位。

从 1875 年意大利人 Filippo Cecchi 发明第一台近代地震仪，一直到 1974 年，是模拟记录地震观测的 100 年。在这种所谓的“经典”地震学中，地震波记录在图纸上，震相分析主要靠分析员的经验和地震走时表的对照来实现。

20 世纪 70 年代美国率先建成了由 10 个数字化地震台站组成的全球布局的高增益长周期地震台网（HGLP），这开辟了数字地震时代。历经三十多年的发展，全球数字地震台网日臻完善，相关技术日趋成熟，发挥着日益重要的作用。

我国数字化地震台网自改革开放以来发展迅速，当前已建成由 152 个台站组成的国家数字地震台网，各省也建立了不同规模的数字地震台网。模拟时期的在地震记录图上分析地震波，完全被当今以计算机分析地震波所取代，做好数字地震波的分析 and 震相解释已成为我们的一项重要工作。

本书以地震波理论为基础，涵盖了地震波方程、射线理论、反射地震学、震源参数和震级测定等经典内容。介绍了震级国家标准，烈度国家标准，计算

机测定震源参数的原理和常用方法。特别是通过描述各种地震实例的震相记录特征，总结提炼了典型震相分析和解释的有效方法。

我相信该书将对进一步推进数字地震资料的分析与应用，更好地发挥数字地震台网的优势与作用起到积极的作用。

陈鹤良
2004年6月

前 言

自 1980 年代以来,我国在数字化地震观测方面取得了长足进展。截至 2009 年,国家数字地震台网已发展到拥有 152 个子台站的大台网,达到监测国内任何地区 4.0 级以上的地震的能力。分布在全国各省,大小不同的区域数字地震台网还有几十个,每天记录数以千计的地震。如何在这浩如烟海的记录中提取震源场和弹性波场所蕴涵的信息,正是地震波分析和震相解释所要做的工作。

地震学既是一门以观测为主的科学,也是一门定量的科学。在 20 世纪 70 年代以前,地震学以宏观观测和定性描述为主;此后,地震仪器制造取得了突破性进展,记录频带宽、分辨率高、动态范围大、采用数字化方式记录并与计算机连接进行数据实时分析处理的数字化地震仪器首先在西方发达国家特别是美国开始应用于各个地震台网。在美国倡导下,20 世纪 90 年先后建成数字化世界标准地震台网(DWWSSN, 1981~1993)和新全球地震台网(IRIS/GSN, 1998),开创了数字地震学和定量地震学的时代。我国在 2000 年建成国家数字地震台网,实现了模拟记录向数字化地震观测的转变,数字地震分析和定量地震学正逐步取代模拟地震分析和定性地震波描述。

数字地震分析与模拟地震分析没有根本区别。它们都是对震源物理过程和地震射线传播过程认识 and 理解的体现。数字地震仪的使用不仅大大提高了观测质量,而且借助计算机可以对地震波进行合成或分解,对弹性波场作坐标旋转等矢量分析和定量处理,数字地震分析较模拟地震分析既便捷又精准,不仅大大提高了人们对地震波的分析 and 认知,还使地震科学工作者能够以前所未有的效率获取和分析处理海量的来自地震本身、弹性波场乃至整个地球内部所蕴涵的信息。

目前,一些学者正致力于震相的计算机自动识别工作,但难度较大,迄今未能取得突破性进展。人机交互分析地震的方式仍是地震波分析最主要的工作方式。这就要求地震波分析者,不仅要具有地震学知识,还要熟知不同震相的动力学和运动学特征,同时具备一定的计算机应用能力。

基于上述要求,本书第一章主要介绍地震波方程、射线理论,震相(包括非天然地震波)传播的运动学特征和动力学特征,以期读者能从理论和观测两方面认识震相,理解震相。第二章和第三章介绍地震的时、空、强参数测定,

主要是震级测定和震源参数测定的原理、方法和规范，并附录了国家震级标准和烈度标准，让读者在了解地震参数测定原理和方法的同时，认知我国对这些参数规范的国家标准。第四章主要介绍计算机测定震源参数的原理和常用方法。为便于读者学习和使用，书中介绍的震相识别和地震参数测定方法，尤其是为满足数字地震台网工作者对数字地震波分析的需要，每章都给出了一些令人感兴趣的、具有典型意义的地震实例。

本书是在中国地震局监测预报司资助监督下完成的。第一章由赵京轶、黄敬和康云生编写，第二章由张素灵和汤倩编写，第三章由侯建民和熊道慧编写，第四章由陈晓辉和李茂林编写。在编著本书时引用了众多原创作者发表的文章和专著，尤其得到了赵荣国老师和张少泉老师的悉心帮助，在选用各类地震图的过程中得到国家地震台网和各子台的通力支持。书中第四章大量引用了孙玥和陈晓非先生的《地震定位研究综述》中的相关内容，在此一并致以诚挚的感谢。

著者

2009年8月

目 录

第 1 章 地震波与震相分析	(1)
1 弹性波的激发与传播	(1)
2 震相记录特征与震相分析	(19)
3 体波震相初动方向分析	(66)
参考文献	(72)
第 2 章 地震震级与震级测定	(74)
1 震级概论	(74)
2 震级与震级测定	(77)
3 地震震级分布的上限与下限	(94)
4 地震能量	(95)
5 地震震级与地震烈度	(98)
附录：震级的国家标准 (1999)	(104)
参考文献	(106)
第 3 章 地震基本时空参数测定的常用方法	(108)
1 发震时刻测定方法	(108)
2 近震单台测定震源位置法	(109)
3 近震多台测定震源位置法	(113)
4 计算法测定近场浅源地震时空参数	(135)
5 远震震中位置 (时空参数) 测定	(138)
参考文献	(145)
第 4 章 使用计算机测定和修定基本参数	(146)
1 概论	(146)
2 事件与震相判定	(147)
3 用计算机测定和修定基本参数的基本原理	(149)
4 常用的计算机定位方法	(153)
5 基本参数修定法	(163)
6 正确的震相分析数据是地震定位的基础	(165)
参考文献	(166)
附录：JB 震相名称解释	(169)

第 1 章 地震波与震相分析

地震波是一种弹性波。它遵守弹性波的一切属性和定律。地震波在弹性介质中传播符合波动方程，以下我们从弹性波理论出发认识地震波的辐射、传播等问题。

1 弹性波的激发与传播

1.1 弹性波的激发

在地质学、工程地质学、勘探地质学等领域中，震源大致有以下三类：双力偶源，单力偶源和点源。通常，双力偶源和单力偶源，它们既产生纵波（P 波），也产生横波（S 波）。点源如果是在完全各向同性的完全弹性体内则只产生纵波。但在实际中，如井中的爆炸源（这对炸药的堆放，点火方式都有一定要求）激发的波仍是比较复杂的。假定是在一个球腔内瞬间起爆，在爆炸的瞬时，能保证压力完全对称。靠近爆炸源的介质也是均匀完全各向同性的完全弹性体，压力均匀作用在球腔内壁上，球介质在爆炸的压力下产生弹性振动，从而在介质中形成向周围辐射的球面纵波。但随着振动的传播将会遇到内部层面，自由表面。从振动学知道任何一个子波都可以作为一个振动源，而此时介质已不再是球对称介质，也不是完全均匀介质，那么，这时的纵波子源除产生纵波外，还生成转换波，例如横波等弹性波。

1.2 均匀各向同性介质中弹性波的传播

震源辐射的波在地球内传播，其传播特征受介质特征的制约。但如果把地震波近似为完全弹性波，即它在弹性介质中的传播则符合波动方程。

波即振动的传播，其最简形式可表示为：关于位置 x 和时间 t 的纯量函数 u （代表各点偏离平衡位置的距离）满足：

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c^2 \nabla^2 u \quad (1.1.1)$$

式中， c 通常是一个固定常数代表波的传播速率。

在针对实际问题的波动方程中，一般都将波速表示成可随波的平率变化的量，这种处理对应真实物理世界中的色散现象。此时， c 应该用波的相速度代替：

$$v_p = \frac{\omega}{k} \quad (1.1.2)$$

实际问题中对标准波动方程的另一修正是考虑波速随振幅的变化，修正后的方程为下面

的非线性波动方程：

$$\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = c^2(\mathbf{u}) \nabla^2 \mathbf{u} \quad (1.1.3)$$

另需注意的是物体中的波可能是叠加在其他运动（譬如介质的平动，以气流中传播的声波为例）上的。这种情况下，纯量 $\mathbf{u}$ 的表达式将包含一个马赫因子（对沿流动方向传播的波为正，对反射波为负）。

三维波动方程描述了波在均匀各向同性弹体中的传播。绝大多数固体都是弹性体，所以波动方程对地球内部的地震波和用于检测固体材料中缺陷的超声波的传播能给出满意的描述。在只考虑线性行为时，三维波动方程的形式比前面更为复杂，它必须同时考虑固体中的纵波和横波，其波动方程的向量式：

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \nabla(\nabla \cdot \vec{u}) + \mu \nabla^2 \vec{u} + \rho \vec{F} \quad (1.1.4)$$

式中， λ 和 μ 被称为弹性体的拉梅常数（也叫“拉梅模量”，英文 Lamé constants 或 Lamé moduli），是描述各向同性固体弹性性质的参数； λ 为弹性模量； μ 为剪切模量； ρ 表示密度； $\mathbf{F}$ 是源函数（即外界施加的激振力）； $\mathbf{u}$ 表示位移。

对于均匀各向同性的弹性体，弹性波传播，在略去外力作用下，用位移表示的运动方程为：

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \frac{\partial \theta}{\partial x_i} + \mu \nabla^2 u_i, (i = 1, 2, 3 \dots) \quad (1.1.5)$$

对 x_i 微分，式 (1.1.5) 的两边，得：

$$\rho \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu) \nabla^2 \theta \quad (1.1.6)$$

式中， $\theta = \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = \nabla \cdot \mathbf{u}_i$ 为位移的散度。

对式 (1.1.6) 作旋度运算，得：

$$\rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} \cdot \nabla \times \mathbf{u}_i = (\lambda + \mu) \nabla \times \left(\frac{\partial \theta}{\partial x_i} \right) + \mu \nabla^2 \nabla \times \mathbf{u}_i \quad (1.1.7)$$

$$\text{因 } (\lambda + \mu) \nabla \times \frac{\partial \theta}{\partial x_i} = 0$$

令 $\nabla \times \mathbf{u}_i = \omega_i$ 代入公式 (1.1.7)，得：

$$\rho \frac{\partial^2 \omega_i}{\partial t^2} = \mu \nabla^2 \omega_i \quad (1.1.8)$$

式中, ω_i 为位移旋度。

方程 (1.1.6) 和 (1.1.8) 是波动方程的两种不同形式, 分别表示纵波和横波。在震学中称为 P 波和 S 波。方程 (1.1.6) 反映了各向同性弹性体对压缩和伸张的弹性阻力; 方程 (1.1.8) 反映了各向同性弹性体对剪切的弹性阻力。压缩和伸张是由正应力引起的。例如纵波传播方向同于振动方向; 而剪切则起因于切向应力, 所以横波传播方向垂直于振动方向。

方程 (1.1.6) 和 (1.1.8) 可以写成标准形式:

$$\frac{\partial^2 f}{\partial t^2} = c^2 \nabla^2 f$$

对式 (1.1.6) 函数 f 为 θ , $c^2 = \frac{\lambda+2\mu}{\rho}$

对式 (1.1.8) 函数 f 为 ω_i , $c^2 = \frac{\mu}{\rho}$

方程 (1.1.6)、(1.1.8) 是波动方程的两种形式, 分别表示传播的纵波 (P) 和横波 (S)。

取 $V_P^2 = \frac{\lambda+2\mu}{\rho}$, $V_S^2 = \frac{\mu}{\rho}$

式 (1.1.6)、(1.1.8) 分别为:

$$V_P^2 \nabla^2 \theta = \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} \quad (1.1.9)$$

$$V_S^2 \nabla^2 \omega_i = \frac{\partial^2 \omega_i}{\partial t^2} \quad (1.1.10)$$

式中, V_P 、 V_S 分别代表纵波波速和横波波速, 它们分别表示体积应变和切变。

作一个位移场, 位移矢量 $\vec{u}$ 可分为两部分:

$$\vec{u} = \vec{u}_P + \vec{u}_S = \nabla \varphi + \nabla \times \vec{\Psi} \quad (1.1.11)$$

$\vec{u}_P$ 是一个无旋场, ($\nabla \times \vec{u}_P = 0$), φ 称为标量位函数。 $\vec{u}_S$ 是一个无散场 ($\nabla \cdot \vec{u}_S = 0$), $\vec{\Psi}$ 称为矢量位函数。位函数满足波动方程。

$$\rho \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu) \nabla^2 \varphi \quad (1.1.12)$$

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{\Psi}}{\partial t^2} = \mu \nabla^2 \vec{\Psi} \quad (1.1.13)$$

1.3 波在分层均匀介质中的传播

波在分层均匀介质中，在界面上会发生反射、折射，还会发生波型转换。将波在这种分层介质的传播方向 L 在水平面上的投影作为 x 轴， z 轴铅直向下， y 垂直 xoz 平面。当介质是分层均匀且对称时，那么，在 xoz 平面内传播的 P 波和 SV 波遇到水平界面时只会产生反射的 P 波，SV 波和折射的 P 波，及它们的转换波；而 SH 波入射时只产生反射和折射 SH 波，而不会产生转换波。

当介质是分层均匀且对称时，那么在 xoz 平面内传播的波上投射的一个点，意味着是沿 y 轴无限延伸的直线；在 xoz 平面的水平面，代表沿 y 轴无限延伸的水平平面； xoz 平面上的一个圆，则是沿 y 轴无限延伸的圆柱面。

在三维空间，平面纵波波前可表示为：

$$t - \frac{x\cos(L_x) + y\cos(L_y) + z\cos(L_z)}{V_p} = \text{const}$$

而在上面所定义的柱对称三维空间内，平面纵波波前则可表示为：

$$t - \frac{x\cos(L_x) + z\cos(L_z)}{V_p} = \text{const}$$

$$\text{或 } t - \frac{x\cos e - z\sin e}{V_p} = \text{const}$$

式中， e 为 L 与 x 轴的夹角。

在三维空间中，位移向量 u 的三个分量 u 、 v 、 w 都与 φ 和 Ψ 有关：

$$\begin{aligned} u &= u_p + u_s = \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{\partial \psi_z}{\partial y} - \frac{\partial \psi_y}{\partial z} \\ v &= v_p + v_s = \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \frac{\partial \psi_y}{\partial z} - \frac{\partial \psi_z}{\partial x} \\ w &= w_p + w_s = \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{\partial \psi_z}{\partial x} - \frac{\partial \psi_y}{\partial y} \end{aligned} \quad (1.1.14)$$

而在坐标系改变以后的二维问题条件下， u 的三个分量中， u 、 w 与 φ 和 ψ 有关，而 v 仅与 ψ 有关：

$$\begin{aligned} u &= u_p + u_s = \frac{\partial \varphi}{\partial x} - \frac{\partial \psi_z}{\partial z} \\ v &= v_p + v_s = 0 + \frac{\partial \psi_z}{\partial z} - \frac{\partial \psi_z}{\partial x} \\ w &= w_p + w_s = \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{\partial \psi_y}{\partial x} \end{aligned} \quad (1.1.15)$$

此时的 ν 分量就是人们所说的 SH 波。

1.4 二维垂向不均匀介质中的波传播

所谓垂向不均匀介质是指横向各向同性，而在垂直向上物性变化的介质。这种假设可以用来模拟地球深处的岩石，长期处于上覆重量作用下被压实而引起垂直方向和水平方向弹性性质差异，而且在垂直方向上，由于深度不同，承压情况有变化，则岩石性质有变化，因而形成在垂直方向上的力学性质的变化。

在二维假设条件下，令式 (1.1.15) 中的 $\varphi_y = -\varphi$ ，可得到：

$$\begin{aligned} u &= \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial z} \\ w &= \frac{\partial \varphi}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \end{aligned} \quad (1.1.16)$$

令 $\theta = \nabla^2 \varphi$, $\xi = \nabla^2 \psi$

在波速随深度变化的条件下：

$$V_P = V_P(z), \quad V_S = V_S(z)$$

可以得到如下形式的波动方程：

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} &= (V_P(z))^2 \nabla^2 \theta + 4V_P(z) \frac{\partial V_P(z)}{\partial z} \frac{\partial \theta}{\partial z} + \\ &4V_S(z) \frac{\partial V_S(z)}{\partial z} \frac{\partial \xi}{\partial x} + 2 \left[\left(\frac{\partial V_P(z)}{\partial z} \right)^2 + V_P(z) \frac{\partial^2 V_P(z)}{\partial z^2} \right] \theta \\ &- 4 \left[\left(\frac{\partial V_S(z)}{\partial z} \right)^2 + V_S(z) \frac{\partial^2 V_S(z)}{\partial z^2} \right] \frac{\partial u}{\partial x} \end{aligned} \quad (1.1.17)(a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} &= (V_S(z))^2 \nabla^2 \xi + 4V_S(z) \frac{\partial V_S(z)}{\partial z} \frac{\partial \xi}{\partial z} - 4V_S(z) \frac{\partial V_S(z)}{\partial z} \frac{\partial \theta}{\partial x} + \\ &2 \left[\left(\frac{\partial V_S(z)}{\partial z} \right)^2 + V_S(z) \frac{\partial^2 V_S(z)}{\partial z^2} \right] \xi - 4 \left[\left(\frac{\partial V_S(z)}{\partial z} \right)^2 + V_S(z) \frac{\partial^2 V_S(z)}{\partial z^2} \right] \frac{\partial w}{\partial x} \end{aligned} \quad (1.1.17)(b)$$

由式 (1.1.17) 可看出，P 波和 SV 波在传播过程中是以相当复杂的形式相互耦合在一起的，即它们是同时并存的、不可分离的。在传播过程中遇界面时，还会发生相互转换。

当介质的垂向速度梯度不大时可略去式 (1.1.17) 中速度的二阶导数及速度导数的二次项得：

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} &= (V_P(z))^2 \nabla^2 \theta + 4V_P(z) \frac{\partial V_P(z)}{\partial z} \frac{\partial \theta}{\partial z} + 4V_S(z) \frac{\partial V_S(z)}{\partial z} \frac{\partial \xi}{\partial x} \\ \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} &= (V_S(z))^2 \nabla^2 \xi + 4V_S(z) \frac{\partial V_S(z)}{\partial z} \frac{\partial \theta}{\partial z} - 4V_S(z) \frac{\partial V_S(z)}{\partial z} \frac{\partial \theta}{\partial x} \end{aligned} \right\} \quad (1.1.18)$$

当波的传播方向近于垂直时，式 (1.1.18) 中可略去 θ 和 ξ ，对 x 的偏导数，得：

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} &= (V_P(z))^2 \nabla^2 \theta + 4V_P(z) \frac{\partial V_P(z)}{\partial z} \frac{\partial \theta}{\partial z} \\ \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} &= (V_S(z))^2 \nabla^2 \xi + 4V_S(z) \frac{\partial V_S(z)}{\partial z} \frac{\partial \xi}{\partial z} \end{aligned} \right\} \quad (1.1.19)$$

式 (1.1.19) 表明，在二维假设条件下，在波近于垂直入射时，纵波和横波的传播是解耦的。

1.5 三维横向各向同性介质中的波传播

横向各向同性介质，即上面所述的垂向不均匀介质，有的文献称各向异性介质，其应力和应变的关系是由 5 个弹性模量确定的：

$$\left. \begin{aligned} \tau_{xx} &= (A - 2N)\gamma_{yy} + A\gamma_{xx} + F\gamma_{zz}, \tau_{xy} = N\gamma_{xy} \\ \tau_{yy} &= (A - 2N)\gamma_{xx} + A\gamma_{yy} + F\gamma_{zz}, \tau_{xz} = L\gamma_{xz} \\ \tau_{zz} &= F\gamma_{xx} + F\gamma_{yy} + C\gamma_{zz}, \tau_{yz} = L\gamma_{yz} \end{aligned} \right\} \quad (1.1.20)$$

式中， A 、 N 、 F 、 L 、 C 分别为横向各向同性介质的弹性参数。

前面讨论垂向不均匀介质时，是用速度的垂向变化 $V_P = V_P(z)$ ， $V_S = V_S(z)$ 来描述介质的不均匀性。在横向各向同性情况下，弹性波关于垂直轴对称，即在 zox 和 zoy 平面内弹性波性质相同。此时， $L = \mu$ 是垂直平面内的剪切模量，而 $N = \mu$ 是水平面 xoy 面内的剪切模量。对于地球，水平面内的模量一般比垂直面内的模量稍大。

由应力-应变关系式和运动方程，可以得到三维横向各向同性介质中关于位移向量 U 的三个分量 u 、 v 、 w 的波动方程：

$$\left. \begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= A \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + N \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + L \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + (A - N) \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} + (F + L) \frac{\partial^2 w}{\partial y \partial z} \\ \rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} &= A \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + N \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + L \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + (A - N) \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} + (F + L) \frac{\partial^2 w}{\partial y \partial z} \end{aligned} \right\} \quad (1.1.21)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} u &= \frac{\partial \varphi}{\partial x} - l_0 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z} + \frac{\partial \Lambda}{\partial y} \\ v &= \frac{\partial \varphi}{\partial y} - l_0 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z} - \frac{\partial \Lambda}{\partial x} \\ w &= \frac{\partial \varphi}{\partial z} + l_0 \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right) \end{aligned} \right\} \quad (1.1.22)$$

式中， φ 、 ψ 、 Λ 为势位函数。将式 (1.1.21) 代入式 (1.1.22)，得到势位函数的波动方程：

$$\begin{aligned}
 & A \frac{\partial^3 \varphi}{\partial x^3} + L \frac{\partial^3 \varphi}{\partial x \partial z^2} + A \frac{\partial^3 \varphi}{\partial x \partial y^2} + (F+L) \frac{\partial^3 \varphi}{\partial y \partial z^2} - \rho \frac{\partial^3 \varphi}{\partial x \partial t^2} - \\
 & l_0 \left[A \left(\frac{\partial^4 \varphi}{\partial x^3 \partial y} + \frac{\partial^4 \varphi}{\partial x \partial y^2 \partial z} \right) + L \frac{\partial^4 \varphi}{\partial x \partial z^3} - (F+L) \left(\frac{\partial^3 \varphi}{\partial y \partial z^2} + \frac{\partial^4 \varphi}{\partial y^3 \partial z} \right) - \right. \\
 & \left. \rho \frac{\partial^4 \varphi}{\partial x \partial z \partial t^2} \right] + N \left(\frac{\partial^3 \Lambda}{\partial x^2 \partial y} + \frac{\partial^3 \Lambda}{\partial y^3} \right) + L \frac{\partial^3 \Lambda}{\partial x \partial z^2} - \rho \frac{\partial^3 \Lambda}{\partial y \partial t^2} = 0 \\
 & (A-N) \frac{\partial^3 \varphi}{\partial x^2 \partial y} + A \frac{\partial^3 \varphi}{\partial y^3} + (F+2L) \frac{\partial^3 \varphi}{\partial y \partial z^2} - \rho \frac{\partial^3 \varphi}{\partial y \partial t^2} - \\
 & l_0 \left[(A+F+L-N) \frac{\partial^4 \varphi}{\partial x^2 \partial y \partial z} + (A+F+L) \frac{\partial^4 \varphi}{\partial y \partial z^3} - \rho \frac{\partial^4 \varphi}{\partial x \partial z \partial t^2} \right] + \\
 & (A-2N) \frac{\partial^3 \Lambda}{\partial x^2 \partial y} - N \frac{\partial^3 \Lambda}{\partial x^3} - A \frac{\partial^3 \Lambda}{\partial x \partial z^2} + \rho \frac{\partial^3 \Lambda}{\partial x \partial t^2} = 0 \\
 & (F+L) \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2 \partial y} + \frac{\partial^3 \varphi}{\partial y^2 \partial z} \right) + L \left(\frac{\partial^3 \varphi}{\partial x^2 \partial z} + \frac{\partial^3 \varphi}{\partial y^3} \right) + C \frac{\partial^3 \varphi}{\partial z^3} - \rho \frac{\partial^3 \varphi}{\partial z \partial t^2} - \\
 & l_0 \left[(F+L) \left(\frac{\partial^4 \varphi}{\partial x^2 \partial y \partial z} + \frac{\partial^4 \varphi}{\partial y^2 \partial z^2} \right) + L \left(\frac{\partial^4 \varphi}{\partial x^4} + \frac{\partial^4 \varphi}{\partial x^2 \partial y^2} - \frac{\partial^4 \varphi}{\partial y^3 \partial z} \right) + \right. \\
 & \left. C \left(\frac{\partial^4 \varphi}{\partial x^2 \partial z^2} + \frac{\partial^4 \varphi}{\partial y^2 \partial z^2} \right) \right] - \rho \frac{\partial^4 \varphi}{\partial x^2 \partial t^2} - (F+L) \frac{\partial^3 \Lambda}{\partial x \partial y \partial z} + F \frac{\partial^3 \Lambda}{\partial x \partial y^2} = 0
 \end{aligned}$$

由势位函数的波动方程可以看出，无论是 ϕ 、 ψ ，还是 Λ 均不能满足波动方程， ϕ 、 ψ 、 Λ 只有在一定形式的耦合下才可以满足波动方程。换句话说，在三维横向各向同性介质中 P 波、SH 波、SV 波是同时并存的、不可分离的。在传播过程中遇界面时，这三种波还会发生相互转换。

1.6 球面波

对波动方程的一般形式

$$c^2 \nabla^2 f - \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} = 0 \quad (1.1.23)$$

若 f 仅是时间 t 和半径 r 的函数，在球坐标下，上式化为：

$$c^2 \frac{\partial^2 (rf)}{\partial r^2} - \frac{\partial^2 (rf)}{\partial t^2} = 0 \quad (1.1.24)$$

其解为 $rf = f_1(r+ct) + f_2(r-ct)$

$$\text{即} \quad f = \frac{1}{r} [f_1(r+ct) + f_2(r-ct)] \quad (1.1.25)$$

上式表示波，一个向着中心传播，一个由中心向外传播， $\frac{1}{r}$ 为几何扩散因子。对于无限

大介质，可略去 $f_1(r+ct)$ 。那么，对于球面谐波，则可表示为 $f = \frac{1}{r} e^{i\omega(t-\frac{r}{c})}$ ，设：

$$k = \frac{c}{\omega}$$

$$f = \frac{1}{r} e^{i(\omega t - kr)} \quad (1.1.26)$$

当 k 取复数时，此球面波可展成平面波。

1.7 地震波主要类型和基本定律

(1) 引言

断层的震源发生两种形变——体积形变和剪切形变，前者产生纵波，后者产生横波。地震波从震源辐射传播出来，经过地球介质传到地震台途径在地震图或数字记录屏幕显示的地震波，是来自震源，经过地球介质被仪器记录下来的。所以，它是震源、中途介质和仪器三者特性的综合体现。

“地震射线”是为研究地震波传播规律而设定的简单表达方式。正如地震波必须用震相来显示一样，地震波的传播必须用地震射线表述。地震射线这一概念的前提是假设震源为点源。垂直于地震波波阵面的任何一条线，都可定名为地震射线，取哪一条应视讨论问题需要而定。体波（例如 P、S）的波动方程在速度梯度极小于频率 $\left(\frac{dv}{dr} \ll f\right)$ 或层厚极大大于波长 $(H \gg \lambda)$ 时，可近似为射线方程。

地震射线有分支（branch），“射线分支”是具有相同性质的波，因传播途径介质中有间断面和速度突变等情况，其走时曲线出现两组以上的支线（或叫做走时曲线分叉），图 1.1.1 (a)、(b)、(c)，并有交汇点，有时形成走时曲线的圈环（loop）。

出现分支的原因是：存在结构层之间速度不连续面，相邻层的速度梯度异常，在地幔和地核存在射线“焦散”作用。分支走时的意义在于研究地球深部结构。分支震相应该用走时表辨别（单台，多台对比）。对应不同震相，其走时表的分支图类型如图 1.1.2 所示：

(2) 惠更斯原理、费马原理和斯奈尔定律

在经典光学中，波阵面的几何特征遵循惠更斯原理。即传播过程中的波阵面上的每一个点，都可以被认为是一个新的次声波源，这些子波以该点上波在介质中传播速度向外传播。下一时刻的波阵面由这些子波的切面确定。在这些子波中，由于部分子波源位于相对高速的介质中，因此这些源产生的子波的传播速度要快于低速介质中的源产生的子波，这就导致了在不均匀介质中传播的波阵面会随着时间的变化而变化。由于射线被定义为波阵面的法线，因此也会发生变化。

射线路径的几何特征遵循费马原理。既能量（或射线）在传播过程中将取最小时间路径，也就是说两点之间的路径 d 、能量（或射线）耗时将是一个极值走时（最短或最长的走时）这时 $\frac{\partial t}{\partial d} = 0$ 这种路径成为稳定路径。它的存在有三种可能，依赖于 $\frac{\partial t}{\partial d}$ 的高一阶导数值或正负：