

中图分类号：P631.4

单位代码：

学 号：2012315006

博士学位论文

题 目 微地震裂缝定位及解释技术研究

学科专业 地质资源与地质工程

研究方向 地球物理勘探

博士生 ***

指导教师 ***教授 ***教授

二〇一五年七月

The research of locating fracture and interpretation method in microseismic monitoring

Dissertation submitted to

**in partial fulfillment of the requirements
for the degree of
Doctor of Engineering**

By

(Geological Resources and Geological Engineering)

Dissertation Supervisor

Prof. ***

Prof. ***

July,2015

摘要

微地震监测技术是油气勘探开发领域研究热点。通过记录井中压裂过程中产生的微震动，进行微弱信号的处理和分析，达到对地下介质变化进行描述的目的。本文系统研究了微地震数据处理的整个流程，包括：微地震数据直流量校正、检波器方位校正、微地震事件初至拾取、微弱信号识别及噪音压制、微地震事件定位、震源机制矩张量正演模拟和反演等。其中对微弱信号识别、提取，震源机制矩张量正演模拟和反演进行了创新研究。具体内容如下：

- 1) 详细介绍了微地震数据处理中的预处理流程。介绍了直流量校正的方法和检波器校正理论；阐明了进行检波器校正的目的和意义；改进了长短时窗能量比法的初至拾取理论，将其与互相关理论结合，提高了初至拾取的精度。
- 2) 探讨了形态学理论在微地震信号处理中的应用。详细介绍了形态基本算子和高帽变换理论，指出高帽变换在数字信号处理中的不足之处并进行了改进；提出的改进高帽变换能够有效对低频或高频噪音进行压制，使其适应了微地震信号处理的要求；将多尺度形态学理论应用在微地震微弱信号识别中，通过在将信号分解在多个形态学尺度域中，进行弱信号的识别和提取，有利于观测较弱的信号，提高或增加了微地震定位结果。
- 3) 回顾了 Geiger 定位原理，阐述了该理论在井中监测定位中产生的不足。研究了纵横波定位方法，并利用 Geiger 定位方法进行校正。在均匀介质中得到了十分准确的定位结果。将该方法扩展到层状介质模型中，也得到了比较满意的定位结果。
- 4) 对震源机制矩张量理论进行了深入的探讨和分析，提出了基于弹性波动方程的震源机制矩张量正演模拟理论。该理论适应了多种震源类型在均匀介质和非均匀介质中的传播要求。对均匀介质、VTI 介质、HTI 介质和正交各向异性介质进行了三维弹性波场模拟，并分析了三类基本震源在不同介质中的波形和波场特征。利用极化角度理论，分析了三类震源在不同介质中与入射角度的关系，得到了一些实用性的结论，可以为实际生产中观测系统的设计及快速波形识别提供帮助。
- 5) 提出了基于波场叠加原理的震源机制矩张量反演理论。对比分析了格林函数矩张量反演理论。虽然该方法计算速度快，在天然地震中应用广泛，但天然地震与微地震无论在震级和规模上均相差较大，存在一定的不适应性，且格林函

摘 要

数理论对于非均匀介质的适应性较差。本文基于弹性波方程矩张量正演模拟方法和波场叠加原理所提出的反演理论，对不同震源和多种介质具有适应性。

关键词：微地震监测；微地震事件定位；地震矩张量；震源机制正反演

The research of locating fracture and interpretation method in microseismic monitoring

ABSTRACT

Microseismic monitoring technology is a hot spot in the field of oil and gas exploration and development. By recording well fracturing process of micro vibration, weak signal processing and analysis, achieve the goal of described to underground medium change. Microseismic data processing system has been systematically introduced and discussed in this paper, which including direct current correction, correction of horizontal-component receivers, first-break picking, weak signal detection and noise suppression, microseismic events location, focal mechanism seismic moment tensor forward modeling and inversion. The details are as follows:

1. The pretreatment processes are described in detail in microseismic data processing. The paper firstly describes direct current correction method and receiver rotation method, and then illuminates the purpose and significance of rotating detectors. Besides, cross-correlation theory is combined with long-short windows energy ratio method, which improves the theory by enhancing the accuracy of first break picking-up.
2. Morphological theory has been discussed on application of microseismic signal processing. Basic operators of morphology method and Top hat transformation method have been introduced in detail. The inadequacy of Top-hat transformation in digital signal processing has been pointed out and meliorated. The modified top-hat transformation can effectively suppress low frequency or high frequency noise and better adapt to the request of microseismic data processing. Multiscale morphology theory is also applied in microseismic signal identification when the signal to noise ratio of data set is low. Microseismic signal can be recognized and extracted by being decomposed into different scales, which benefits observing the weaker signal detection and enhancing the result of events location in microseismic.
3. Review microseismic events location method with Geiger method, and point out the disadvantage in downhole microseismic monitoring. We Combined P and S wave time lag location method with Geiger method to improve the precision. At last, this method is developed to layered medium and gets a satisfactory result.
4. By deeply discussing and analyzing focal mechanism moment tensor theory, the new forward modeling method based on focal mechanism moment tensor

ABSTRACT

and elastic wave equation has been proposed. This theory fits the wave propagation with various source types in homogeneous and inhomogeneous media. 3D elastic wave field is simulated in homogeneous medium, VTI medium, HTI medium and orthorhombic anisotropic medium, and analyze the waveforms and wave field characteristics of three basic types of source mechanism. By taking advantage of polarization angle theory, we analyze three types of source in different medium with the relationship between polarization angle and incident angle. And obtain a few of practical conclusions, which can be used in optimizing observing system and rapid recognition the wave form in microseismic monitoring.

5. Focal mechanism seismic moment tensor inversion method based on wave superposition principle is proposed. A contrastive analysis with seismic moment tensor inversion based on Green's function is made. Although the method of Green's function has a fast computation speed, and is widely used in natural earthquake, the differences between earthquake and microseismic in magnitude and scale make its inelasticity. Besides, Green's function plays hard in inhomogeneous medium. The seismic moment tensor inversion method based on elastic wave equation pointed out in this paper, has an adaptability with different source types and multiple medium.

Key Words: Microseismic monitoring; Microseismic events location; Seismic moment tensor; Focal mechanism simulation and inversion

创 新 点

1. 探讨了形态学理论在微地震信号处理中的应用。本文所提出的改进高帽变换能够有效对低频或高频噪音进行压制，使其适应了微地震信号处理的要求；将多尺度形态学理论应用在微地震弱信号识别中，通过将信号分解在多个形态学尺度域中，进行弱信号的识别和提取，有利于观测较弱信号，改善微地震定位效果。（见第3章3.1节）
2. 改进了纵横波联合定位方法，结合Geiger理论提高了定位精度。在均匀介质中得到了十分准确的定位结果。并将该方法扩展到层状介质模型，也得到了比较满意的定位结果。（见第4章4.4节）
3. 提出了基于弹性波动方程的震源机制矩张量正演模拟理论。该理论能够适应多种震源机制在均匀介质和非均匀介质中的传播要求。总结出不同震源机制的波场特征，为快速识别提供依据。（见第5章5.2.1节）
4. 提出了基于波场叠加原理的震源机制矩张量反演理论。本文所提出的反演理论基于第五章的正演模拟方法和波场叠加原理，能够适应非均匀介质的震源机制反演。（见第6章6.2节）

目 录

摘要	II
ABSTRACT	IV
创新点	VI
第1章 绪论	4
1.1 研究的目的及意义	4
1.2 国内外研究现状	5
1.2.1 微地震事件纵横波弱信号识别研究现状	5
1.2.2 微地震纵横波定位技术研究现状	6
1.2.3 微地震震源机制矩张量正演模拟方法研究现状	7
1.2.4 微地震矩张量反演方法研究现状	9
1.3 论文的研究思路与主要内容	11
第2章 微地震数据预处理基本流程	13
2.1 直流量校正	13
2.2 检波器校正	15
2.3 初至拾取	19
2.3.1 长短时窗能量比法	20
2.3.2 改进的长短时窗互相关法	21
2.4 本章小结	23
第3章 微地震数据形态学噪声压制	24
3.1 形态学原理	24
3.1.1 形态学基本算子	24
3.1.2 Top-hat 变换	25
3.1.3 改进的 Top-hat 变换	26
3.1.4 多尺度分解原理	27
3.2 模型数据测试	28
3.2.1 改进 Top-hat 变换测试	28
3.2.2 多尺度分解测试	33
3.3 实际微地震数据处理与分析	36
3.3.1 MTT 算法实际资料处理	36
3.3.2 多尺度形态学实际资料处理	38

3.4	本章小结.....	42
第 4 章	微地震事件纵横波联合定位方法.....	43
4.1	线性方程组最小二乘正则化.....	43
4.2	Geiger 定位原理.....	44
4.3	纵横波时差-Geiger 联合定位方法原理.....	46
4.3.1	纵横波时差法定位原理	46
4.3.2	水平层状介质	48
4.3.3	纵横波时差法-Geiger 联合定位流程	50
4.4	纵横波时差-Geiger 联合定位方法应用	51
4.4.1	均匀介质模型	51
4.4.2	水平层状介质模型	54
4.4.3	实际数据定位结果展示	57
4.5	本章小结.....	59
第 5 章	震源机制矩张量正演模拟.....	60
5.1	弹性波方程有限差分波场模拟.....	60
5.1.1	本构方程（物理方程）	61
5.1.2	平衡微分方程（运动微分方程）	63
5.1.3	几何方程	63
5.1.4	一阶应力-速度弹性波方程	64
5.1.5	完全匹配层（PML）吸收边界条件	65
5.2	震源激发理论.....	67
5.2.1	三类基本震源激发方法	67
5.2.2	正演模拟验证	71
5.3	波场模拟及分析.....	72
5.3.1	各向异性介质基本震源波场模拟	72
5.3.2	正演模拟记录分析	78
5.4	实际微地震数据特征分析.....	81
5.5	本章小结.....	82
第 6 章	震源机制矩张量反演.....	84
6.1	格林函数震源机制反演.....	84
6.1.1	格林函数矩张量反演理论	84

6.1.2 模拟数据格林函数反演	85
6.2 基于弹性波方程震源机制矩张量反演.....	88
6.2.1 震源强度线性叠加原理	88
6.2.2 震源类型线性叠加原理	90
6.2.3 基于波场叠加原理的矩张量反演方法	91
6.3 稳定性分析.....	95
6.3.1 含噪信号稳定性分析	96
6.3.2 定位结果误差稳定性分析	99
6.4 本章小结.....	100
第 7 章 结 论	101
参 考 文 献	103
致 谢	109
个人简历、在学期间发表的学术论文及研究成果	110

第1章 绪论

1.1 研究的目的及意义

微地震监测技术可以追溯到 20 世纪 60 年代，目前主要应用于油气藏煤田的动态监测、储层改造监测、地热监测等领域^[1-5]。尤其近年来，微震理论的快速发展使它在油气田生产和天然裂缝监测中用于跟踪流体驱动，裂缝检测等，以达到提高采收率的目的^[6-8]。微地震监测是指监测通过在建筑、土木工程、水力压裂、储层改造等生产过程中，由于地下应力场变化引起岩石破裂产生的地震波，对裂纹进行成像解释，从而对地层变化和储层改造进行监测描述的方法^[9-11]。

近年来，微地震监测技术已快速发展成为一种监测油气储层技术。压裂技术是油气田改造的一个主要措施，尤其对于低渗透油田、碳酸盐岩油田等，压裂占有十分重要的地位。在进行水力压裂、注水、注气等工程作业时，由于地应力场的变化，导致地下岩层产生破裂或错动，从而激发了地震波。微地震监测就是利用这种地震波对产生的裂缝进行监测的方法。该项技术通过在临井或地面布置检波器接收在压裂过程中产生的地震波，利用该数据对裂缝的位置和空间展布进行描述和分析^[12-13]，从而提供裂缝的产状：高度、长度和方位角等信息，以此可以对压裂的设计、井网的优化以及其它储层改造措施提供指导信息，进而提高油气井的采收率。

微地震震源的研究是微地震监测中的一项主要内容，目的是阐明微地震破裂的成因和震源的机制，以便更好地认识和了解压裂裂缝。与常规地震勘探中的震源相反，微地震监测中震源的位置、起震时刻、震源机制都是未知的^[14]，而这些信息的求取也是微地震监测中的首要任务。基于震源理论，根据收集到的微地震数据，利用各种反演技术对震源的破裂过程进行定性和定量的研究是认识裂缝和储层改造的最有效途径^[15]。因此，微地震破裂过程的研究成为近几年来微地震研究的前沿和热点问题。震源研究的发展对震源动力学研究、压裂效果分析都有着重要的理论和现实意义，所以，能够从微地震记录中获得越来越多的震源信息以便更全面地描述震源破裂的复杂性成为此类研究的努力方向。

因此，本文研究的任务是基于震源基本理论。通过对不同地应力及地质条件下产生的基本震源类型进行正演模拟，了解分析微地震记录波形及能量分布特征；通过将数学形态学理论应用于微地震信号处理中，检测并识别记录中的微弱信号；将纵横波走时定位技术应用在层状复杂介质的微地震事件定位中；以及应用地震

矩张量反演分析方法，求得微地震事件的震源机制，并分析震源的强度、方位角、方向、倾角等信息，进行裂缝的定位和解释。

1.2 国内外研究现状

1.2.1 微地震事件纵横波弱信号识别研究现状

在水力压裂微地震事件监测中，其震级一般较小^[16]，一般为-3—1 级。大地地震监测中，规定了相邻震级间的能量相差 32 倍，因此最大震级与最小震级间能量相差 10^6 倍。震级较小的事件在地震记录中很难识别^[16-17]。目前常用的微地震事件定位方法主要依据直达 P 波和 S 波的时差。对于其他由震源和介质引起的转换波、上下界面反射波等，相比直达 P 波或 S 波更加微弱，信号识别、时差拾取难度较大，一般不进行处理。因此，更加准确的检测识别直达 P 波和 S 波是微地震数据处理的关键所在。它决定了微地震事件定位的个数和精度。

对于微地震信号提取方法，前人在这方面做了大量研究：宋维琪将卡尔曼滤波引入到微地震信号处理中^[18]；朱卫星利用多道信号的互相关滤波对干扰波进行压制，突出了微地震信号^[19-20]；随后，小波分析技术被应用于微地震信号处理中^[21-22]；朱卫星利用自适应极化滤波方法对微地震信号进行了拾取^[23]；刘玉海等采用基于维纳方程的相关函数叠加法检测微地震信号，有效地衰减了微地震信号中的随机干扰，突出微地震信号的同相轴，对地面采集的微地震信号有较好的去噪效果^[24]；胡永泉等在高阶统计量信号处理的基础上，提出了一种改进的时变斜度峰度方法用于强干扰背景下微地震弱信号识别，取得了较好的效果^[25]；随后，宋维琪等将时空两个方法的高阶统计量方法应用于地面微地震弱信号提取中^[26]。国外，Drew 等利用图像偏移理论，对微地震信号识别申请了专利^[27]；同年，Eisner 提出了匹配滤波对微地震信号进行去噪提取弱信号的方法^[28]。Song Fuxian 利用基于多检波器的波形互相关匹配滤波对微震监测中的弱信号进行了识别^[29]。

为了突出微弱信号，可以对噪音进行压制，如盲信号处理^[30]、曲波阈值去噪^[31]、Hankel 矩阵滤波^[32]等技术。也可以通过直接的信号检测技术进行提取，如基于贝叶斯的高阶统计量方法^[26]和改进的长短时窗能量比法^[33]等。在通常情况下，微地震数据的频带范围较大，从 100Hz 到 1500Hz 均有分布^[28]。常规的频率域数字信号处理技术在信号的去噪和识别中受到限制。

以上方法大多数是基于数字信号处理中对弱信号处理的理论，无论在时间域还是空间域都会对原始有效信号和微弱信号造成影响。李智敏在微地震信号分形方面进行了研究，得到了其分形特征，利用此特征，可以对信号进行噪声分离和信号提取^[34]。因此，可以利用形态学理论，将地震信号进行分形处理，达到去噪

和信号提取的目的，而且此方法能在提高信噪比的前提下，达到提高分辨率的目的^[35-37]。为此，本文引用数学形态学理论，在形态学尺度域对信号进行分析，达到识别弱信号的目的。

数学形态学是一种有效和实用的图形图像检测处理方法，能从形态学的角度表示和描述图像的信息^[38-39]。在 1964 年，Matheron 和 Serra 将这种方法命名为数学形态学，他们所提出的随机几何积分理论和拓扑逻辑理论奠定了数学形态学的理论基础^[40-41]。随后，该理论在图形图像学领域迅速发展。1994 年 Wang 根据不同的尺度元素进行形态学运算提出了多尺度形态学变换^[42]。数学形态学在地震裂缝识别解释领域也发挥了其检测的效果^[43-44]。但是这些应用是针对于图形图像处理的。在 2003 年，Wang 和 Zheng 将数学形态学应用于地震数据的数字处理中，分析了多尺度形态学中结构元素的大小和形状对实际信号处理的影响^[35-36]，随后将多尺度形态学的方法应用在线性噪音压制和面波压制中，取得了较好的效果^[37,45]。也有前人根据信号在形态上的差异进行信号的分离^[46]和随机噪音的压制^[47]，而且保持了原始信号的振幅和相位特征。数学形态学的主要优点在于运算简单、计算便捷。一般情况下只包括布尔运算、加减法运算，而不需要更复杂的乘除法及指数对数运算。因此该方法计算效率高，易于实现^[36]。对于微地震数据，可以实现实时计算的效果，方便对储层改造进行实时监测。

1.2.2 微地震纵横波定位技术研究现状

微地震定位不仅仅指的是震源位置坐标的确定还包括震源的发震时刻，震源定位是微地震监测的一个重要的环节，确定裂缝参数是建立在震源定位的基础上。

纵横波联合定位方法，也就是纵横波时差法。由于这种方法要同时拾取出纵波和横波的初至时间，因此这种方法对地震资料要求较高，每一道地震记录数据都要有较高的信噪比，另外，纵波和横波波速要已知。在均匀各向同性介质假设下，由于纵波速度要比横波速度大，因此地震记录上先记录到纵波信号，然后才记录到横波信号。因此可以利用这个时差建立方程组求解震源坐标，再根据震源坐标、检波器坐标和速度结构模型就可以求得地震波的旅行时，进而就可以得到发震时刻。由于纵横波时差法只涉及到三个未知数，因此当检波器数量大于等于三个时，就能求得震源坐标。

2002 年，张山，刘清林等，在《微地震监测技术在油田开发中的应用》一文中对这种方法进行了简单的介绍^[48]。研究中通过纵波的偏振分析确定微地震震源的具体方位信息；在已知发射点、检波点和速度结构模型的基础上，利用射线追踪方法正演出发射点和检波点之间的射线轨迹和走时信息；最后用射线追踪的高精度反演技术，确定震源的准确位置。

2010 年, Maxwell 等, 再次对纵横波时差法进行了论述, 并分析了影响定位精度的因素^[49]。由于纵横波时差法需要用射线追踪确定射线走时和实际记录的初至时间, 因此要有一个很好的速度结构模型和较好的地震数据。但是, 水平上的速度结构模型经常是不可靠的, 而且随机噪音的存在使得很难拾取准确的初至时间。因此通过对速度结构模型的校正以及对随机噪音的压制得到高信噪比的地震数据是纵横波时差法定位得到准确定位结果的前提。

2012 年, 周运波, 对纵横波时差法进行了详细的论述, 并在计算过程中使用梯度下降法计算震源坐标^[50]。为了减小速度结构模型对定位结果的影响, 在他的文章中提到了速度结构模型的反演。

2013 年, 张晓林, 张峰, 李向阳等, 在《水力压裂对速度场及微地震定位的影响》一文中分别对单点极化法和多点反演法进行了介绍并分析了定位的影响因素^[51]。所谓单点极化法就是利用单一三分量检波器的纵横波时差和极化方向相结合反推震源位置, 而多点反演法就是多级检波器的纵横波时差法。两种方法各有各的特点, 单点极化法利用极化方向指示震源位置, 而多点反演法是利用多点数据结构建立矩阵反演震源位置。

1.2.3 微地震震源机制矩张量正演模拟方法研究现状

震源机制是指震源区在地震发生时的力学过程。研究震源机制, 可以用来描述微地震产生时的应力状态及预测裂缝产状, 为裂缝的描述提供依据。微地震震源研究的主要内容是水力压裂破裂的成因和微地震震源的性质, 从而更好地认识和了解微地震和裂缝系统。岩石受外力发生破裂时, 所激发产生的微地震波经地层介质传播到相邻监测井中的三分量检波器中。利用所接收到的微地震记录, 定量地推断出微地震震源的参数, 求得裂缝的产状及性质。因此, 微地震监测中, 对震源机制的研究尤为重要。

最早提出地震矩概念的是 Aki, 并首次测定了地震矩的大小^[52]。随后, 在 1970 年, Gilbert 和 Kostrov 引进了地震矩张量的概念。为了简洁地表述震源的激发问题, 他用矩张量 M 表示震源^[53]。并将张量 M 定义为震源体内起震前后静态应力之差的体积分。在一阶近似的条件下, 可以用矩张量来描述任何性质的震源。

M 是具有力矩的张量, 因此称为矩张量。矩张量可分解为各向同性和偏量两个部分。当偏量的特征值为(-1, 0, 1)时, 等价为双力偶。如果用多个台站记录多分量地震资料, 就能够确定地震的震源机制或矩张量^[54]。震源可以看作是在连续介质中出现的一个任意形状的间断面, 地震矩张量定义为位移矢量和间断面法向量组合而成的一个对称二阶张量^[55]。Dziewonski 和 Gilbert 1974 年在 Nature 上发表

了关于地震矩张量随时间变化的文章^[56]，在该篇文章中，首次使用了地震矩张量这个术语。随后，他们又用了 80 多页的篇幅介绍和分析了地震矩张量的详细情况和理论背景^[57]。

由于受大地地震震源深度和地球非均质性的影响，实现对不同震源机制的精确波场模拟存在一定的难度。在天然地震中，一般采用格林函数法，求取其近似台站记录。而对于地下压裂产生的微地震事件，其监测距离较短，一般为 1000 米以内，大大减弱了破裂震源波场模拟的难度。常规石油地震勘探中，目前最常用的正演模拟方法是基于声波方程或弹性波方程的有限差分方法。但其震源类型一般为爆炸震源，震源位置和强度都是已知的。这与微地震正演模拟恰恰相反。微地震事件发生在地下介质中，一般伴随断层发生，所产生的应力是非均匀，因此包含均匀的爆炸震源分量及非均匀的剪切震源分量和补偿线性矢量偶极分量。这导致常规的正演模拟无法满足实际情况。

地震矩张量是一个一般性的概念。在一级近似条件下，可以客观完整地描述最一般类型的点源等效力。也就是说应用地震矩张量能够描述各种地震点源模型。它是研究微地震中裂缝发育的有效途径^[58]，因此，可以通过矩张量表示的震源机制模拟不同介质中的波场。

地震正演模拟主要分为两类：解析解（均匀介质中的格林函数法）和数值解（如有限元法、有限差分法和伪谱法）。前者通过格林函数法可以在简单的介质中（如均匀介质）模拟各类震源的记录，并且计算速度较快，因此在天然地震研究领域应用广泛。然而，该类方法对介质的要求较高，在复杂介质中存在较大难度。因此，提出了声波和弹性波的三维格林函数解析解模拟方法。但这种解析式并不能较好的匹配非均匀介质^[59]。第二类方法广泛应用于地震勘探中，能够实现对多种复杂介质的波场模拟，进而研究其波场和记录的特征^[60]。有限差分波场模拟方法由于其易实现和相对高效率的特性，在地震勘探领域应用广泛^[61]。虽然其计算速度低于解析解的方法，但其优点在于可以适应复杂介质。因此本文中所述波场模拟方法基于交错网格有限差分数值模拟理论。通过将矩张量理论引入弹性波方程中，再利用有限差分理论实现对不同震源机制在不同介质中的三维波场模拟。

利用弹性波方程，根据地震矩张量理论可以有效的表征储层微地震震源类型特征及波形记录特征。地震矩张量包含了震源的强度、方向、倾角及走向的信息，因此利用地震矩张量进行正演模拟，可以在数值模拟过程中，将更多的震源信息加载在波场中，使波场更为丰富，地震记录更加符合实际情况。

1.2.4 微地震矩张量反演方法研究现状

在页岩气、页岩油和致密砂岩气等非常规油气藏的储层改造增产监测中，微地震监测技术的应用效果已经得到证明^[62-67]。在致密砂岩裂缝监测中，用这套技术来验证现场压裂得到的裂缝长度、高度和方位角^[62,67,68]。在页岩气储层改造压裂中，用来辅助理解水力压裂产生的复杂裂缝网络^[64]。

目前已有相当数量的该领域研究性论文发表，也有大量的压裂实验使用微地震监测定位技术提供多种信息，如裂缝方位、长度、增长高度、复杂性、分流、增产措施、储层容积、断层间相互作用等多个方面。然而，这些信息主要来自于微地震的定位信息，而很少用到地震波的其它特征。

由于微地震主要是由拉张剪切滑动应力产生的（剪切和爆炸（压缩）震源分量），因此天然地震学中的理论可以应用于此，以便更好的理解震源机制和相关的参数。目前的研究普遍致力于这种震源类型的分析^[52]。然而，由于微地震监测覆盖范围是有限的，两者在尺度上相差悬殊，不能和天然地震中全球性质的地震监测仪相比，所以从井中检波器阵列得到的微地震分析是有限的。在一般情况下，井中微地震监测阵列为垂直或水平排列，垂直范围在一百米左右，仅能提供较小的观测范围。导致对微地震震源结果的分析和解释具有一定的局限性。

此外，在有限的微地震事件监测中，介质的速度模型、各向异性和岩性变化等不确定性使其分析变得更为复杂。检波器的耦合以及井中噪音的影响，都是降低分析准确度的因素。显然，由于种种原因的影响，震源机制分析对于微地震事件定位没有突出的优点，但仍潜在着一些可提取的有效信息，可以用来描述裂缝的产状、储层应力状态等。

常用的震源机制分析方法，可以通过震源机制反演或求解震源机制矩张量解来实现。一般情况下，将震源分解为 6 个独立分量的对称矩张量的破裂组合过程进行建模。这种方法提供了更多有关受力过程的信息，但理论也更复杂。

对于一个垂直监测井中的井下微地震监测，矩张量中六要素只能解决 5 个^[69-70]。Nolen Hoeksema 和 Ruff^[69]的研究表明微地震事件往往是双力偶，且与水力压裂的破裂面平行排列。Rutledge 等^[71]分析了得克萨斯东部的水力压裂震源机制，使用 P 波和 SH 波极性及幅度比 SH/P, SV/P, SV/SV 作为输入约束进行反演，搜索了 3 个双力偶的矩张量分量。但这意味着，震源机制可以假定为纯双力偶模型。

对于天然地震，Vavryčuk 使用由剪切应力产生的拉伸震源进行研究，允许滑移方向偏离断层面一个角度^[72]。震源机制矩张量可以被分解成三个部分：各向同性(ISO)、补偿线性矢量偶极子(CLVD)和双力偶(DC)，ISO 和 CLVD 的组合称为非

双力偶分量。Jechumtálová 和 Sileny^[73]推广的振幅比和极性方法使用遗传算法搜索完整的 6 个矩张量。他们发现，对于非双力偶数据，如果采用传统的双力偶约束算法可能提供错误的断层面的解。因此需要对 6 个矩张量分量进行反演，才能将误差减小。

Vavryčuk^[74]指出，当检波器部署在垂直井中时，震源在均匀或垂直非均匀的各向同性介质中，其完整的矩张量不能被恢复。如果仅利用 P 波振幅恢复完整的矩张量，检波器至少需要部署在 3 个井中。在原则上，如果利用 P 波和 S 波的振幅恢复，则需要两口井。这类规则也适用于具有垂直对称轴的横向各向同性介质。

因此，针对不同误差的级别，有不同的约束应用于反演震源机制。1.假设仅有双力偶 DC 分量。此假设来自于天然地震分析有关的传统地震学，ISO 和 CLVD 分量都为零；2.假设爆炸(压缩)震源分量为零；3.完整的矩张量反演，没有约束。

Warpinski 等^[75]通过计算位移振幅数据的最小二乘解得到最佳拟合矩张量后，重点解决断层面的解。Kilpatrick 等^[76]对微地震事件震源机制的结果进行了分析，认为震源机制反应的破裂面与成像测井中的天然裂缝方向具有一致性。此项研究结果与压裂中天然裂缝的再生是一致的，表明在成像测井不可用的情况下，微地震监测的震源机制可以用来确定储层中天然裂缝的方位。

Gharti^[77]等人在 2011 年对微地震事件定位进行逆时成像，研究了进行同步定性矩张量估计的可能性。该项研究将数据与合成的应变格林张量进行互相关，每个矩张量分量分别进行叠加。震源位置的目标函数可表述为叠加分量的平方和。目标函数的最大值与估计的震源位置和起始时间一致。同样，位于估计震源位置处相应的叠加分量给出了矩张量定性估计的整个时间记录。并对不同类型的震源矩张量合成数据应用此方法，其数据是由复杂的、各向异性模型计算得到。为了验证该方法的稳定性和可靠性，他们用数据中添加了最大绝对值高达 40% 的白噪声进行测试。虽然该方法的计算量较大，但它是完全自动的，并可以很容易地适合于并行处理。

2011 年，Song^[78]等人开发了利用在垂直井中记录的全波形数据来反演完整的矩张量。基于合成数据，使用离散波数积分法计算全波场层状介质的方法。在近场范围内，稳定的、完整的矩张量可以根据匹配的波形得到恢复，无需额外的约束条件。在远场范围内，当矩张量分量不在同一平面内时，不能满足单井波形。因此，必须引入额外的约束条件，以获取完整的矩张量。Shabelansky 等人^[79]提出了基于水力压裂裂缝的地震成像数值研究。Tibi 等人^[80]认为水力压裂一般引起方向和大小可变的裂缝网，这依赖于原始的应力场及压裂区域的地质力学条件。他们证明了复合矩张量的补偿线性矢量偶极和诱发微震事件的一致性可以被用来表

征压裂区域破裂的复杂性和应力场的变化。不同类型震源机制的微地震事件对该区域的地震一致性造成影响。说明了震源机制对应力场的变化是敏感的。因此可以推断，水力压裂产生的震源机制的复杂性可用于评估压裂的效果。

Rutledge 等人^[81]认为水力压裂微震数据往往显示一致的震源机制。水力压裂的方向与主应力方向的节面一致可能意味着有一个明显的拉张剪切破裂。拉张剪切裂缝发生在莫尔圆拉伸应力场中，该区域的破裂是拉张到剪切的过渡。优先考虑拉张剪切破裂的条件是低压力差和高孔隙压力，并且是紧靠水力压裂产生的。他们通过研究发现了由水力压裂改变的应力场产生的岩石驱动破裂，论述了普遍的拉张剪切压裂的观测值，并进行了合理解释。

Staněk 等人^[82]通过页岩气水力压裂微地震数据集，提出了复杂的震源机制反演方法。该研究采用地面监测阵列，从 75 个独立的事件来反演震源机制的剪切和非剪切部分，用来描述水力压裂和诱发地震之间关系的。

前人的对震源机制反演的研究主要分为两大类：一是基于格林函数反演矩张量的方法。该方法具有计算效率高、计算方便、对简单模型计算精度高等优点，但对于抗噪性及非均质反演的误差较大。由于格林函数是对全空间进行积分，在微地震监测中的单井观测数据具有一定的不适用性；第二类是基于弹性波场的矩张量反演。该方法能够适应多种类型的介质，但由于震源类型的研究没有格林函数反演方法充分。如果考虑震源类型的变化，则会增加反演的变量，使其更加复杂。因此，本文针对上述理论，提出了基于波场叠加原理的弹性波方程矩张量反演理论，用于研究微地震的震源机制。

1.3 论文的研究思路与主要内容

本文主要以微地震监测中数据处理的技术方法为基础研究对象。针对目前监测数据信号弱、信噪比低等特点进行了探索性的去噪和弱信号识别研究，改善了目前常用的纵横比联合定位方法，提高了定位精度；提出了基于弹性波动方程的震源机制矩张量正演模拟方法，使其能够适应多种类型震源和非均质介质的要求；在此正演模拟的基础上，根据波场的叠加原理，提出了矩张量反演算法，相比格林函数反演方法，能够适应复杂介质的要求。

本文章节的组织结构如下：

第一章：绪论。主要叙述微地震监测技术的发展历史，正演模拟方法、弱信号识别方法、纵横波定位方法、矩张量反演方法的国内外研究现状。

第二章：主要研究目前微地震数据的基本预处理流程。

第三章：研究形态学理论在微地震数据处理中的应用，包括弱信号提取、低频噪音压制。

第四章：讨论层状介质模型中纵横波联合定位方法，改进原始的纵横波定位方法，提高定位精度。

第五章：提出基于弹性波方程的矩张量正演模拟方法，系统介绍矩张量及其正演模拟理论。分析不同介质中各类震源的记录特征及极化特征。

第六章：根据第五章的矩张量正演模拟理论，提出基于波场叠加原理的矩张量反演算法，对简化模型进行实验分析。

第 2 章 微地震数据预处理基本流程

井下微地震监测一般是水平井进行压裂，附近的垂直井进行微地震信号的接收。但由于下井时检波器不是固定的，会发生旋转，需要对检波器进行校正。由于受井中环境噪音的影响、直流量的影响和工业干扰的影响，需要对监测数据进行去噪校正等工作。因此微地震数据预处理主要包含以下处理流程：直流量校正、检波器校正、噪音压制和微地震事件自动识别。本章中，我们主要讨论了微地震记录中的直流量校正和检波器校正问题。随后在前人初至拾取理论的基础上，改进了初至拾取的方法，较小了拾取误差。

2.1 直流量校正

由于检波器记录的原因，有些记录可能存在电压的直流量。这时需要对记录数据进行直流量的校正。校正公式为：

$$f(t, k) = f(t, k) - \frac{1}{n} \sum_{t=1}^n f(t, k) \quad (2.1)$$

f 为输入信号， t 为记录时间， k 为道号。直流量表现在原始记录中增加了一个较大的数值。而去除此数值的方法是针对每个检波器求取其平均值作为校正量，再将其从记录中减去。图 2.1 为未校正前的记录，共 12 个三分量检波器。前 12 道为 X 分量，中间 12 道为 Y 分量，最后 12 道为 Z 分量。图 2.2 为校正后的记录。图 2.3 为单道校正前后的对比。从中可以看出，直流量的校正只是把相对振幅校正到绝对振幅，方便进行数字信号的处理，如表 2.1、2.2 所示。如果得到的原始记录不包含直流量，可以不进行校正。

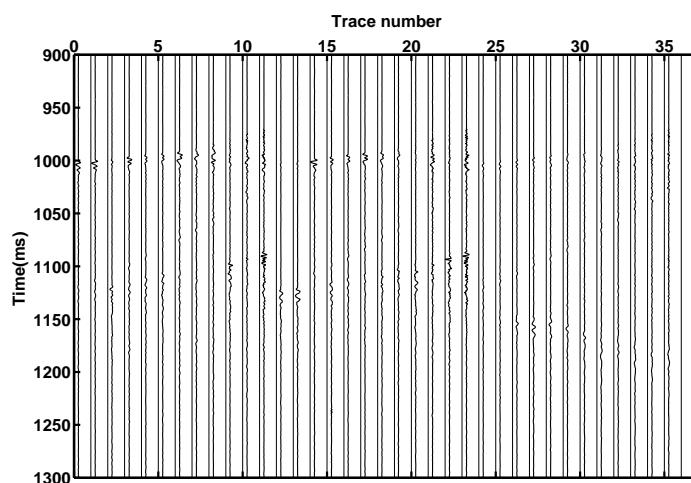


图 2.1 未经直流量校正记录

Fig. 2.1 Records before direct current correction

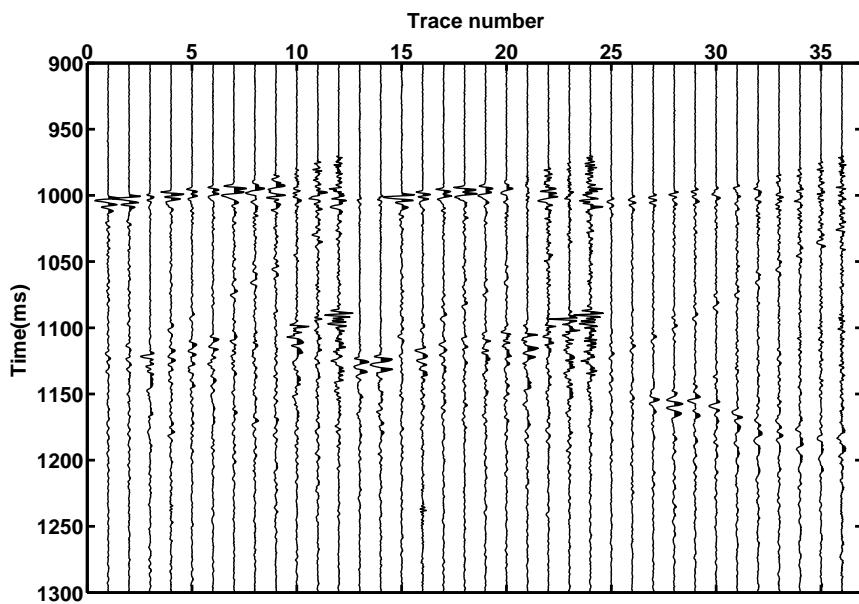


图 2.2 直流量校正后记录

Fig. 2.2 Records after direct current correction

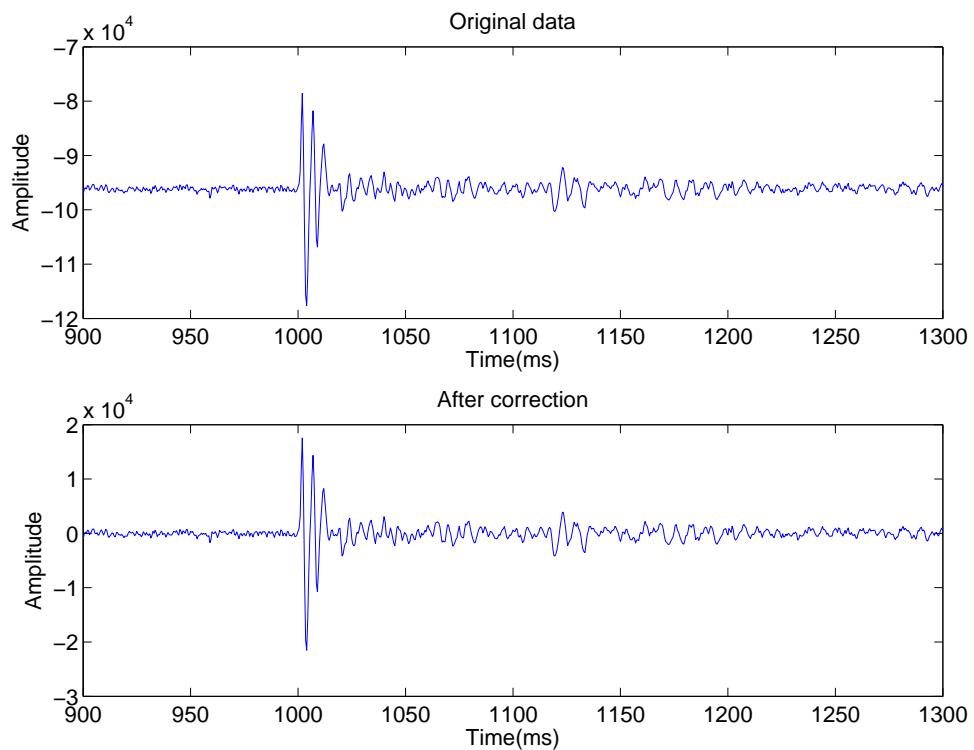


图 2.3 校正前后单道对比

Fig. 2.3 Single trace comparison between before and after correction

表 2.1 校正前数据

Table 2.1 Data set before correction

-96376	-96208	-97016	-94564	-96520	-96220	-96012	-96956	-96260	-98112	-96044	-95996
-95768	-95920	-97520	-94164	-96516	-96132	-96088	-96680	-95884	-97664	-96228	-96176
-95948	-96068	-97568	-94836	-96388	-96400	-95368	-96440	-96708	-98128	-96228	-96532
-95788	-96448	-96416	-94540	-96224	-96048	-95472	-96040	-96588	-98240	-96472	-96072
-96336	-96168	-97168	-94596	-96664	-96020	-96632	-96036	-95972	-97768	-96244	-95540
-96540	-96384	-97940	-94980	-96852	-95864	-96768	-96452	-96496	-97748	-95920	-96300
-96444	-96928	-97328	-94472	-96060	-95668	-96036	-96452	-96496	-98012	-96428	-96384
-97144	-97048	-97840	-94472	-96108	-96952	-95976	-96136	-96252	-98012	-96428	-96384
-96652	-96844	-97420	-94524	-96768	-96416	-96300	-95968	-96580	-98372	-96128	-96468
-96476	-96784	-96860	-94836	-96268	-95716	-96304	-96204	-95912	-98660	-96512	-96264
-96348	-96840	-97492	-95100	-96380	-96712	-96100	-96240	-95704	-97588	-96856	-96500
-96096	-96336	-97368	-94232	-96760	-96188	-95872	-95912	-96368	-97780	-95916	-96280
-96320	-95900	-97144	-94412	-96428	-96520	-96068	-96136	-96304	-98384	-95940	-95632
-96140	-96172	-97028	-94768	-96512	-96712	-96612	-96380	-95852	-97924	-96212	-95652
-96280	-96508	-97488	-94192	-96328	-95928	-96692	-96212	-95864	-97896	-96028	-95768
-96132	-96336	-97808	-94704	-96804	-96460	-96700	-96144	-95780	-98292	-96260	-96076
-96560	-96648	-96588	-94580	-97168	-96220	-96924	-96400	-95760	-98444	-96172	-96480
-96652	-97088	-96496	-94256	-96428	-96080	-96488	-96656	-96348	-97716	-96008	-96424
-96568	-96376	-97308	-94632	-96672	-96372	-96312	-96396	-96072	-97380	-96180	-96344
-97844	-96116	-97320	-93888	-97132	-96684	-96400	-96148	-95472	-97564	-96044	-96064
-97200	-96528	-97980	-94052	-96372	-96992	-96240	-96092	-95968	-97168	-95988	-95984

表 2.2 校正后数据

Table 2.2 Data set after correction

-252.191	292.9973	223.9508	-31.6995	-3.91223	4.203457	105.0359	-582.382	-156.469	-368.766	149.8218	56.29654
355.8083	580.9973	-280.049	368.3005	0.087766	92.20346	29.0359	-306.382	219.5306	79.23404	-34.1782	-123.703
175.8085	432.9973	-328.049	-303.699	128.0878	-175.797	749.0359	-66.3816	-604.469	-384.766	-34.1782	-479.703
335.8083	52.99733	823.9507	-7.69947	292.0876	176.2035	645.0359	333.6182	-484.469	-496.766	-278.178	-19.7034
-212.191	332.9973	71.95079	-63.6995	-147.912	204.2035	-514.964	337.6182	131.5306	-24.7659	-50.1782	512.2964
-416.191	116.9973	-700.049	-447.699	-335.912	360.2034	-650.964	-78.3816	-560.469	455.2339	437.8218	-11.7035
-320.191	-427.002	-88.0492	60.30052	456.0876	556.2034	81.0359	-78.3816	-392.469	-4.76596	273.8218	-247.703
-1020.19	-547.003	-600.049	60.30052	408.0876	-727.796	141.0359	237.6183	-148.469	-268.766	-234.178	-331.703
-528.191	-343.002	-180.049	8.300532	-251.912	-191.797	-182.964	405.6182	-476.469	-628.766	65.82181	-415.703
-352.191	-283.002	379.9507	-303.699	248.0878	508.2034	-186.964	169.6183	191.5306	-916.766	-318.178	-211.703
-224.191	-339.002	-252.049	-567.699	136.0878	-487.796	17.0359	133.6183	399.5305	155.234	-662.178	-447.703
27.8085	164.9973	-128.049	300.3005	-243.912	36.20345	245.0359	461.6182	-264.469	-36.7659	277.8218	-227.703
-196.191	600.9973	95.95079	120.3005	88.08777	-295.796	49.0359	237.6183	-200.469	-640.766	253.8218	420.2964
-16.1915	328.9973	211.9508	-235.699	4.087766	-487.796	-494.964	-6.38165	251.5306	-180.766	-18.1782	400.2964
-156.191	-7.00266	-248.049	340.3005	188.0878	296.2034	-574.964	161.6183	239.5306	-152.766	165.8218	284.2964
-8.19149	164.9973	-568.049	-171.699	-287.912	-235.797	-582.964	229.6183	323.5305	-548.766	-66.1782	-23.7034
-436.191	-147.003	651.9507	-47.6995	-651.912	4.203457	-806.964	-26.3816	343.5305	-700.766	21.82181	-427.703
-528.191	-587.003	743.9507	276.3005	88.08777	144.2035	-370.964	-282.382	-244.469	27.23404	185.8218	-371.703
-444.191	124.9973	-68.0492	-99.6995	-155.912	-147.797	-194.964	-22.3816	31.53058	363.2339	13.82181	-291.703
-1720.19	384.9973	-80.0492	644.3005	-615.912	-459.796	-282.964	225.6183	631.5305	179.234	149.8218	-11.7035
-1076.19	-27.0027	-740.049	480.3005	144.0878	-767.796	-122.964	281.6182	135.5306	575.2339	205.8218	68.29654

2.2 检波器校正

在进行水力压裂施工时，三分量检波器在下放的过程中会在井中发生旋转，导致检波器记录的水平方向分量是不一致的，如图 2.4 所示。因此不同检波器记录的微地震信号的坐标系不一致。从图 2.5 中也可看出，未经检波器校正的记录在横向上的波形差异较大，事件同相轴的连续性和规律性较差。所以在进行后续处理之前，应对原始记录进行检波器方位校正。一般井中微地震监测的监测井为垂直井，因此只需要对水平分量进行校正，垂向分量不进行校正。由于射孔的位置和检波器的位置是已知的，射孔时同时会产生微地震事件，可以通过在监测井中的

记录，以射孔位置与检波器的位置建立坐标系，将所有检波器的水平方位校正到该坐标系下。其具体流程是：根据射孔事件的直达 P 波，利用最大能量准则原理求得每个检波器 X 分量与直达 P 波的夹角 θ_i (i 为检波器数， $0 \leq \theta_i \leq \pi$)，依据所求的角度对检波器进行旋转。当不同检波器的水平分量校正一致后，便于观测出连续的微地震信号，为后续的微地震事件识别和初至拾取等处理工作提供基础。之所以以射孔位置和检波器位置建立坐标系，是因为射孔产生震源的位置和速度是已知的，且射孔激发的微地震能量较强，具有较高的信噪比。

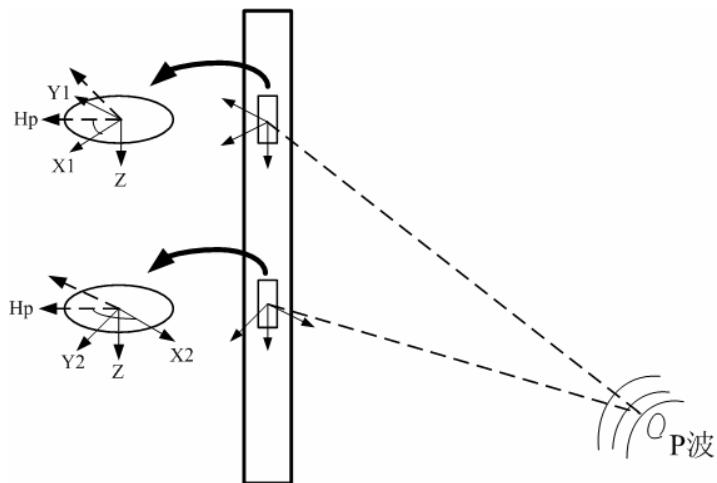


图 2.4 监测井中三分量检波器的旋转

Fig. 2.4 The rotation of three-component geophone in monitoring well

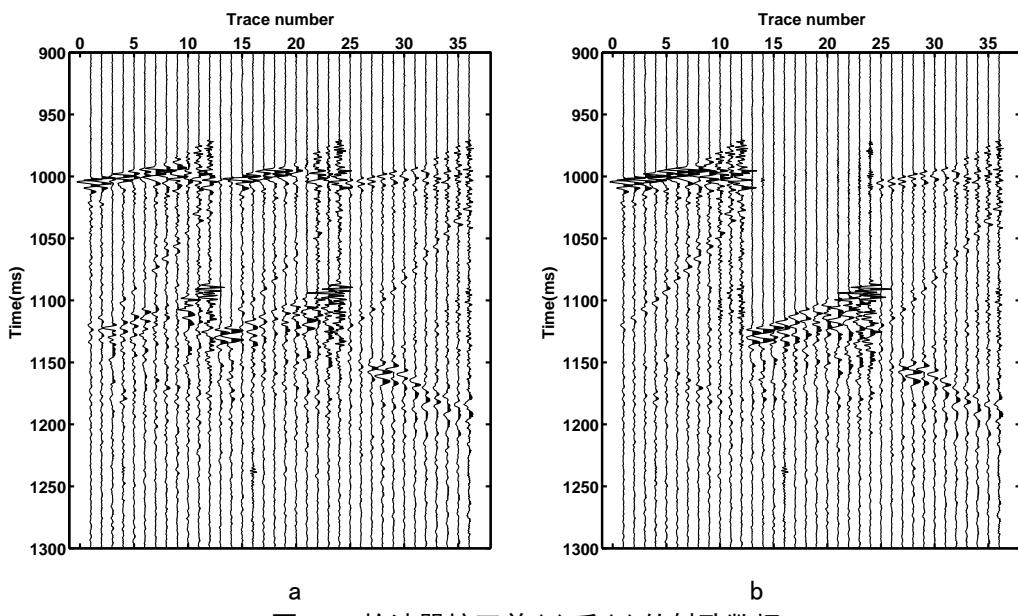


图 2.5 检波器校正前 (a) 后 (b) 的射孔数据

Fig. 2.5 Records of perforation data before (a) and after (b) rotation

图 2.5a 为未经检波器校正的射孔数据。从记录上可以看出，在三个分量上都记录着 P 波和 S 波，但 12 道记录的连续性不明显，没有体现出振幅渐变的特征。这样的记录是不方便后续处理的。因此，需要建立一个标准的坐标系，将检波器旋转到该坐标系下。检波器旋转的角度通过最大能量准则原理求得。能量准则法是通过求取不同角度的水平分量，当所取角度分量的叠加达到最大时，此时的角度即为检波器旋转的角度。

通过在微地震记录上选取一段时窗，得到某一个检波器水平分量的样值 (x_i, y_i) ， x_i 为时窗内水平分量 X 的各个样点值， y_i 为水平分量 Y 的各个样点值。则这段时窗内的能量表达式为：

$$E(\theta) = \sum_i (x_i \cos \theta + y_i \sin \theta)^2 \quad (2.2)$$

当得到最大能量时，有：

$$\frac{\partial E(\theta)}{\partial \theta} = 0 \quad (2.3)$$

即：

$$\sin(2\theta) \sum_i (y_i^2 - x_i^2) + 2 \cos(2\theta) \sum_i x_i y_i = 0 \quad (2.4)$$

或者

$$\tan(2\theta) = \frac{2 \sum_i x_i y_i}{\sum_i (x_i^2 - y_i^2)} \quad (2.5)$$

θ 即为所求的旋转角度。根据图 2.5a 的射孔数据求得图 2.6a 12 个检波器的矢端曲线，其夹角即为旋转的角度（表 2.3）。

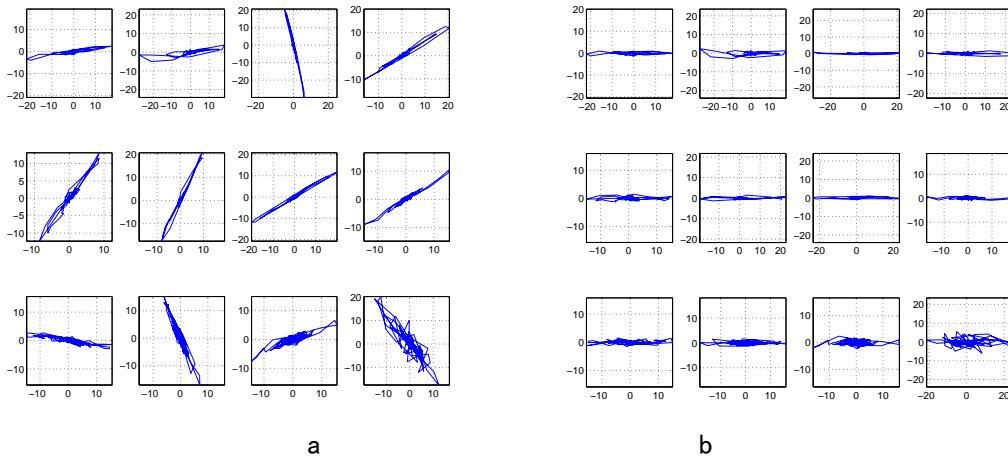


图 2.6 检波器校正前 (a) 后 (b) 射孔数据的矢端曲线
Fig. 2.6 Hodograph of perforation data before and after rotation

表 2.3 求得的检波器旋转角度

Table 2.3 The angles of correction

检波器	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
角度(°)	188	188	283	33	54	64	31	33	350	293	201	128

利用表 2.3 所示的 12 个检波器旋转角度对射孔数据进行旋转校正, 得到图 2.5b 的记录。校正后的水平分量 X 和 Y 具有良好的同相轴连续性和振幅连续性特征, 对于随后的微地震事件自动识别及初至拾取提供了基础。根据校正后的数据求得的矢端曲线如图 2.6b 所示。12 个检波器的曲线基本基于水平, 证明了校正的正确性。

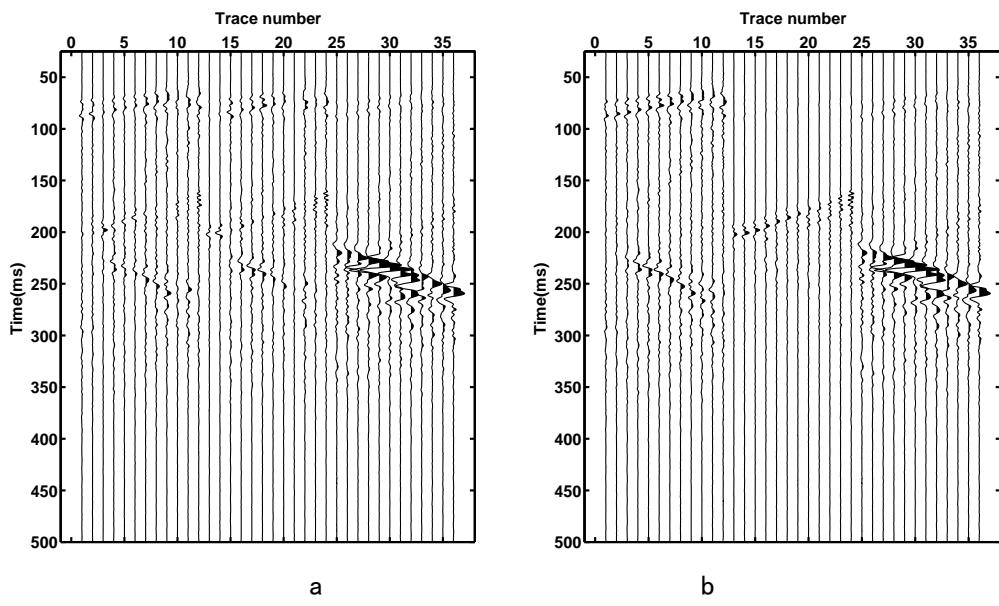


图 2.7 检波器校正前 (a) 后 (b) 压裂数据记录

Fig. 2.7 Records of fracturing data before (a) and after (b) rotation

将求得的角度用于压裂数据中, 即可规范化监测井对不同微地震事件的水平分量记录。图 2.7a 为未校正前的压裂数据, 图 2.7b 为校正后的压裂数据。可以看出, 校正后数据的 X 分量直达 P 波和 Y 分量的 S 波能量增强, 振幅的连续性得到改善。从校正前后的矢端曲线 (图 2.8) 也能看出, 经过校正后压裂数据的矢端曲线趋于水平, 12 个检波器的角度相对一致, 说明已经校正在同一坐标系中。之所以他们存在一个剩余角度 (表 2.4), 是因为压裂震源的位置与射孔位置不同, 当压裂数据校正在以射孔位置和检波器位置为基准的坐标系中, 产生的压裂震源与

坐标系的水平面存在一个角度。角度越大，说明震源位置离射孔位置的水平距离越远。

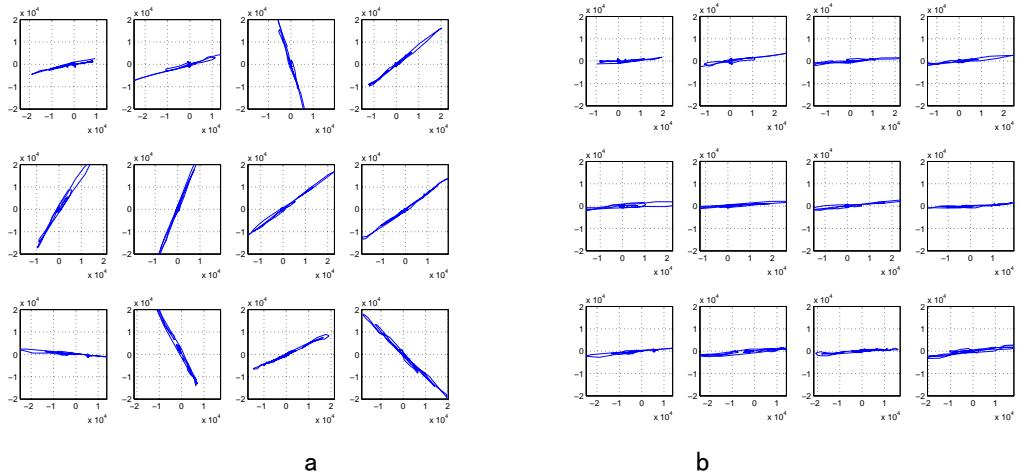


图 2.8 检波器校正前 (a) 后 (b) 压裂数据的矢端曲线

Fig. 2.8 Hodograph of fracturing data before (a) and after (b) rotation

表 2.4 检波器旋转前后矢端曲线角度

Table 2.4 The angles of correction

检波器	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
校正前角度(°)	12	16	107	39	58	68	36	36	175	118	25	135
校正后角度(°)	4	8	4	6	4	4	5	3	5	5	4	7

2.3 初至拾取

进行检波器校正后，微地震信号的能量连续性加强，相位得到校正，这样的数据可以进行初至拾取。目前微地震定位主要是利用直达波信息，因此一般情况下只对直达 P 波和 S 波进行初至拾取。在研究过程中发现，能否得到准确的初至时间对于能否得到准确的定位结果影响很大。因此，一个可以得到准确的初至时间的初至拾取方法对整个微地震定位的研究至关重要。本文研究了最常用的的长短时窗初至拾取方法。由于微地震数据受噪声污染较大，初至拾取的精度受到了一定的影响。本文对长短时窗法进行了改进，将道间互相关的思想加入到长短时窗法中，提高了初至拾取的精度。

2.3.1 长短时窗能量比法

以地震数据 $X(t)$ 为例, 沿时间方向取时窗, T_0 是时窗的起始点, T_1 是窗口的中点, T_2 是窗口的终点, 如图 2.9。计算前后两个时窗的能量比值, 当比值达到最大值时, 对应的时窗中点作为初至时间。这种方法是最基础的时窗能量比法初至拾取, 表达式为公式 2.6。

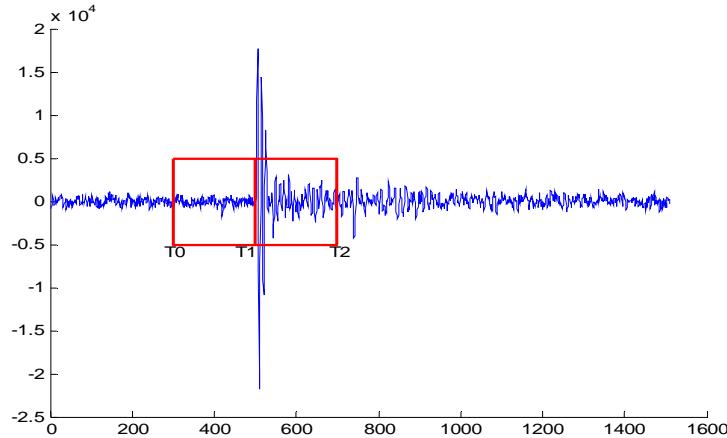


图 2.9 能量比法示意图
Fig. 2.9 Sketch map of energy ratio method

$$A = \left| \frac{\sum_{t=T_1}^{T_2} X^2(t)}{\sum_{t=T_0}^{T_1} X^2(t)} \right|^{\frac{1}{2}} \quad (2.6)$$

当前后两个时窗都存在随机噪音时, 它的能量比值要偏小, 当后时窗中包含能量较强的有效信号时, 前后时窗能量比值会逐渐变大, 直到时窗中点到达随机噪音和有效信号的分界点时, 能量比值将达到最大值。但对于低信噪比信号来说, 由于噪音能量较大, 信号能量较小, 导致均值能量比法对信号不灵敏。因此需要调整前后时窗的长度, 这就是长短时窗能量比法的根本思想。

长短时窗能量比拾取初至方法通过选择两个长度不同的时窗并计算其能量, 根据其能量比值判定初至的位置。其中分母选用长时窗内能量, 分子选用短时窗内能量。因此, 该方法对后一个时窗内能量的变换更敏感。其基本公式为:

$$A = \frac{STA(t)}{LTA(t)} = \frac{\sum_{t=t_1}^{t_3} X^2(t)}{\sum_{t=t_1}^{t_2} X^2(t)} \quad (2.7)$$

其中, STA 为短时窗内的能量, LTA 为长时窗内能量。当能量比值达到最大值时, 确定为初至时间。

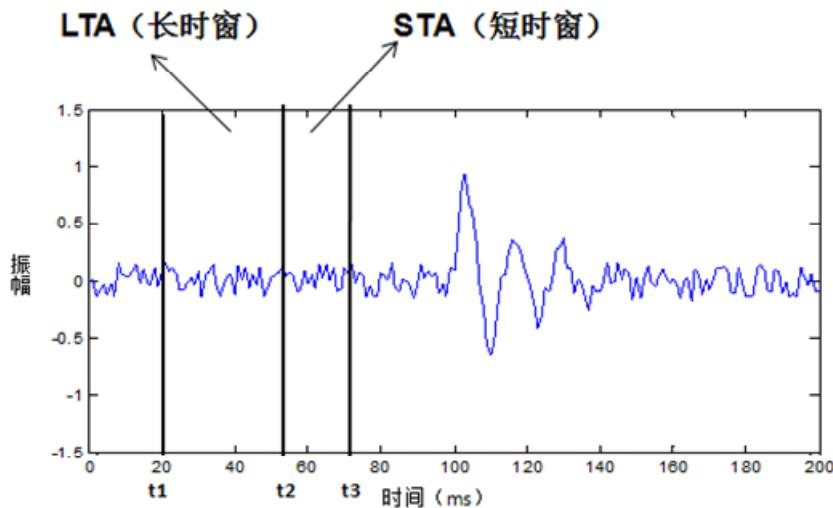


图 2.10 长短时窗能量比法示意图
Fig. 2.10 Sketch map of long-short windows energy ratio method

2.3.2 改进的长短时窗互相关法

同一震源产生的震动子波是一致的, 在地震记录上所显示出来的波形也是相似的。因此可以通过计算道间波形的相关系数来确定初至时间的差值。从而利用标准道获得其他地震道的初至时间。相关系数可以通过以下公式计算:

$$r_{xy}(t_0) = \sum_{t=t_1}^{t_2} X_t Y_{t-t_0} \quad (2.8)$$

其中, r 为两道间的互相关系数, X, Y 为地震道数据, t_1 和 t_2 为选取时窗的起始时刻和终止时刻, t_0 为延迟时间。当 Y 延迟 t_0 后, 计算的相关系数达到最大时, 说明这时的 X 与 Y 之间的相似性最高, 延迟时间 t_0 即为两道间的初至差。设 X 为标准道, 则可通过标准道与延迟时间 t_0 计算出 Y 以及其它地震道的初至时间。该方法的优点在于可以相对减弱随机突变噪声的干扰, 根据波形最大相似的时差值确

定初至的拾取。将其与长短时窗能量比法结合，能够在有效信号较弱时，更加准确地拾取初至。具体流程如图 2.11：

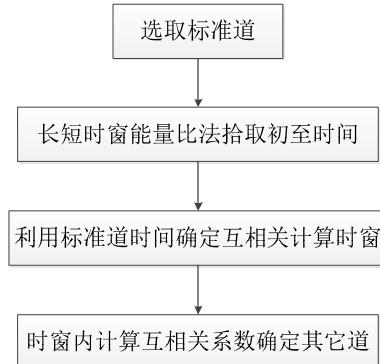


图 2.11 长短时窗能量比互相关法示意图

Fig. 2.11 Sketch map of long-short windows energy ratio method and cross-correlation method.

长短时窗能量比与互相关法结合的初至拾取方法流程为：

- 1、选取信噪比较高的地震道数据作为标准道；
- 2、在标准道上选择适当时窗包含有效信号，用长短时窗能量比法进行初至拾取；
- 3、以标准道拾取的初至时间为参考，在其它地震道上选择时窗；
- 4、将其它道与标准道进行互相关计算，得到两道间的延迟时差，并计算该道初至时间。

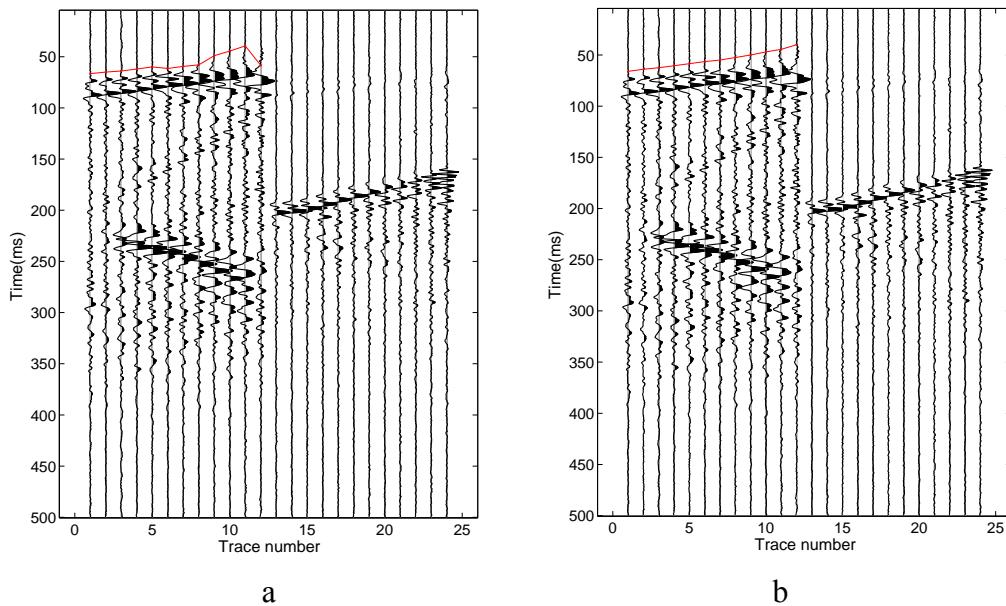


图 2.12 长短时窗能量比法(a)与改进后方法(b)对比

Fig. 2.12 Comparison between original method (a) and the modified method (b).

图 2.12 显示了长短时窗能量比法改进前后的初至拾取变化。原始信号中，将第 12 道数据取反相位，然后再进行初至拾取，以此来验证两个方法的稳定性。长短时窗能量比法提取的初至在该道处有较大的误差，而且在中间道集的初至时间有一些凹陷，这种方法对初至的拾取存在一定的误差。与互相关组合后的方法拾取的初至更加平滑，连续性增强，符合双曲线的特征，且没有受到相位反转的影响。因此长短时窗能量比法与互相关方法的结合使得提取的初至时间更加准确，同时降低了相位或噪音的影响。

2.4 本章小结

井中微地震监测数据在下井的过程中会产生水平方向的旋转，对于这样的观测系统得到的三分量记录是错乱的。因此要对井中的检波器进行校正。本文设定以射孔位置和检波器位置建立基础坐标系后，将各个检波器分量校正在该坐标系下，从而达到整合微地震监测数据的目的。

微地震监测的首要任务是进行微地震事件定位。目前主流的定位方法是基于时差提取定位理论。其初至拾取的精度很大程度上决定了定位的精度。因此本文对初至拾取方法进行了改进，将长短时窗能量比方法与互相关方法进行组合。通过对比发现，新的方法提高了初至拾取的精度，能够适应信噪比较低的情况。

第3章 微地震数据形态学噪声压制

微地震的震源强度一般较小，在地震记录中很难识别。由于井中噪音的影响，使信号的识别和提取更加困难。因此，需要对微地震监测数据进行噪声压制，提高数据的信噪比，从而识别有效微地震事件，进行定位和裂缝解释。目前主要的微地震数据噪声压制方法主要有频率域滤波^[28]、基于小波变换的自适应滤波^[21-22]、极化滤波^[23]、多道互相关滤波^[19-20]、高阶统计量滤波^[25-26]、卡尔曼滤波^[18]、盲信号处理^[30]、曲波阈值去噪^[31]、Hankel 矩阵滤波^[32]以及基于图像理论的滤波^[27]等。本文主要研究图像处理理论中的形态学噪声压制方法。该方法基于几何积分理论和拓扑逻辑理论^[40-41]，主要用于图形图像检测处理中。首先，我们介绍了形态学的基本原理以及经典的 Top-hat（高帽）变换，并改进了原始变换中的处理缺陷问题，将其拓展到多尺度域进行数字信号处理。然后通过加噪模拟数据对该滤波方法和多尺度分解方法进行了测试。最后对四川某工区的微地震实际数据进行了滤波分析处理。

3.1 形态学原理

在图形图像学处理领域，数学形态学根据其形状特征进行处理，有着十分广泛的用途^[84]。该理论的两大基本要素为：原始的数据和所用的结构元素^[41]。其中，结构元素是指作用于原始数据中的形态学算子，其形状和大小决定了处理的效果。数学形态学最基本的两个算子是腐蚀和膨胀，其运算的组合即为开启和闭合。

3.1.1 形态学基本算子

膨胀算子的运算符为‘ \oplus ’。假设原始数据为 $f(z)$ ，结构元素为 $g(z)$ 。则 $f \oplus g$ 表示为利用结构元素 g 膨胀数据 f ^[37]：

$$(f \oplus g)(z) = \max(f(z-x) + g(x) \mid x \in g, (z-x) \in f) \quad (3.1)$$

腐蚀算子的运算符为‘ \ominus ’。假设原始数据为 $f(z)$ ，结构元素为 $g(z)$ 。则 $f \ominus g$ 表示为利用结构元素 g 腐蚀数据 f ^[37]：

$$(f \ominus g)(z) = \min(f(z+x) - g(x) \mid x \in g, (z+x) \in f). \quad (3.2)$$

开启和闭合是基于腐蚀膨胀运算的。先腐蚀后膨胀为开运算，先膨胀后腐蚀为闭运算^[37]：

$$(f \circ g) = (f \ominus g) \oplus g, \quad (3.3)$$

$$(f \bullet g) = (f \oplus g) \ominus g. \quad (3.4)$$

图 3.1 为腐蚀、膨胀、开启、闭合的计算结果。膨胀腐蚀可以认为是 A、B 小球在原始数据上从左到右滚动，小球中心点的轨迹即为膨胀腐蚀的结果。从图中

可以看出，腐蚀和膨胀具有平滑信号的作用。开启和闭合为腐蚀和膨胀的组合运算，相当于进行二次平滑、去除毛刺的作用。它们的计算结果可以认为是轮胎在崎岖道路上行驶，如果轮胎的直径很大，当遇到小的坎坷时，不会有颠簸的感觉；但当轮胎的尺寸很小时，经过每一次坎坷，都会有一定的颠簸感。因此，可以用不同尺寸的轮胎识别较小的坎坷或较大的轮胎滤除坎坷。对于轮胎的选取，即结构元素的选取，一定程度上决定了计算效果的好坏。

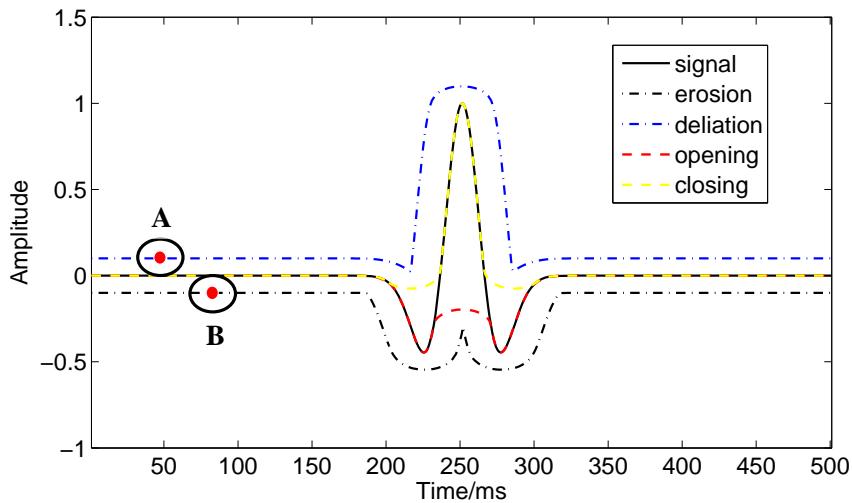


图 3.1 形态学基本算子：腐蚀、膨胀、开启、闭合

Fig. 3.1 Four operations of mathematical morphology: Erosion, Dilation, Opening and Closing.
Black solid line is ricker wavelet. Black and blue dash lines are erosion and dilation. Red and yellow dash lines are opening and closing.

3.1.2 Top-hat 变换

在数学形态学领域，高帽变换（Top-hat Transform，简写为 THT）^[85]应用广泛。该变换主要用于识别原始图像中微小的形状及细微的细节。THT 包含两类变换方法，白帽变换(White top-hat transform, 简写为 WTT)和黑帽变换(Black top-hat transform, 简写为 BTT)。这两种变换都可以用来进行特征提取、背景均衡和图像增强等工作。

WTT 定义为原始信号与其开运算后的差：

$$W_Hat(f) = f - (f \circ g) \quad (3.5)$$

由于开启运算的结果在原始数据的下方（图 3.1），因此得到的 WTT 结果是非负的，所以 WTT 是非扩展运算。

BTT 定义为原始信号的闭运算与原始信号的差：

$$B_Hat(f) = (f \bullet g) - f \quad (3.6)$$

闭合运算的结果在原始数据的上方（图 3.1），得到的 BTT 计算结果同样也是非负的。和 WTT 类似，BTT 也是非扩展运算。因此 WTT 和 BTT 在进行信号处理时，具有一定的局限性。

3.1.3 改进的 Top-hat 变换

在微地震数据处理中，信号的振幅是波动的，原始的 WTT 和 BTT 的处理结果是非负的，不符合处理要求。虽然 WTT 或 BTT 在处理微地震信号时具有局限性，但是它们所具有的特征提取、微小特征识别的特性仍然具有研究意义。因此，本文尝试对 WTT 或 BTT 进行改进，使其能够适应微地震数据处理的要求。开运算的结果一般不大于输入数据，闭运算的结果一般不小于输入数据，所以输入数据的先开后闭或先闭后开运算则应该在开运算结果和闭运算结果之间（图 3.2）。其均值则可以用来描述输入信号的总体趋势。将得到均值减去，则能突显输入数据中的细微特征。为此，本文定义了新的变换公式（Modified Top-hat Transform，简写为 MTT）：

$$F = f - \frac{(f \bullet g \circ g + f \circ g \bullet g)}{2} \quad (3.7)$$

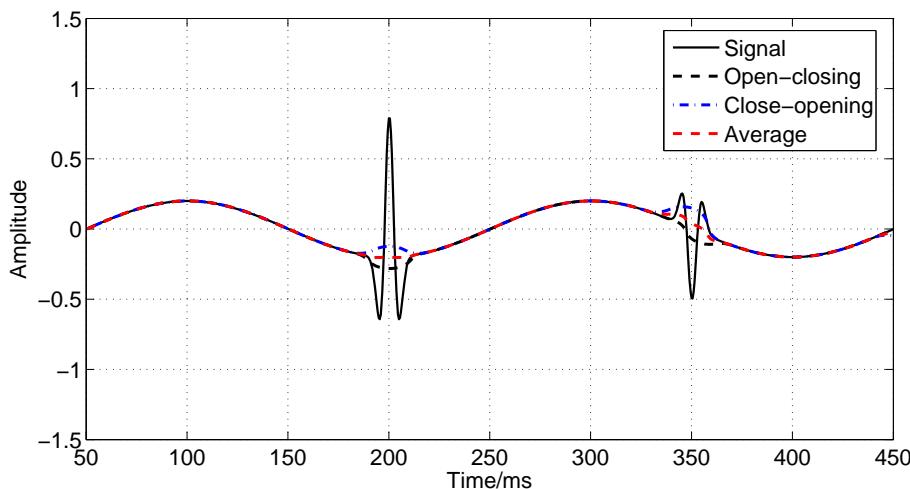


图 3.2 开闭、闭开运算及其均值

Fig. 3.2 Open-closing, Close-opening and their average operation. Black solid line is input signal, and black, blue, red dash line are open-closing operation, close-opening operation and their averages, separately.

从图 3.2 中可以看出，原始信号（实线）存在两个相位相反的子波和尺度较大的低频正弦信号。开闭运算和闭开运算的结果在两个子波范围内没有追踪到连续

的正弦信号，其均值则比较好的刻画出了正弦信号。因此，可以用闭开、开闭运算的均值来描述信号的总体趋势，将此部分信号减去，则能显示原有的两个子波信号，达到去噪的目的。

3.1.4 多尺度分解原理

在图形图像检测和处理中，其结构元素的形状和大小决定了数据处理的效果^[36]。当一个图像包含多种类型多种尺度的信号或噪音时，仅用单一尺度的结构元素是无法满足处理要求的。因此，在这种情况下，应用多尺度形态学进行图像和信号处理。

多尺度形态学利用多个尺度的结构元素进行运算。一系列不同尺度的结构元素与基本算子的运算，被称为多尺度形态学^[42]。其中，多尺度运算中的开启和闭合算子定义为^[37]：

$$(f \circ nB) = ((f \Theta nB) \oplus nB), \quad (3.8)$$

$$(f \bullet nB) = ((f \oplus nB) \Theta nB), \quad (3.9)$$

B 为结构元素， n 为结构元素的个数。如果 B 为初始的结构元素，则定义 nB 为第 n 个结构元素，通过对结构元素 B 进行自身膨胀得到^[37]：

$$nB = B \oplus B \oplus \dots \oplus B \quad (n-1 \text{ times}). \quad (3.10)$$

本文中应用半椭圆形结构元素，其表达式为：

$$B(t) = \sqrt{R^2 - 4(R \cdot t/L - R/2)^2} \quad 0 \leq t \leq L, \quad (3.11)$$

其中， L 为结构元素长度， R 为半椭圆最大幅度。

进行多尺度分解的目的是将微弱信号分解为不同尺度信号并进行信号分析处理。因此，初始结构元素的幅值和长度决定了分解的效果。如果选取的结构元素恰当，微弱信号便能从噪声中分离并识别。经过多次试验分析和验证，总结出以下结构元素的选取标准：

$$\begin{cases} R \approx Amp/4 \\ L = a/f \end{cases}, \quad (3.12)$$

其中， Amp 为可识别信号的最大振幅值， f 为原始数据主频， $a=1\sim1.5$ 。在分解过程中，选取信号的最大振幅值是为了将信号分解在不同的尺度中，削弱噪音对信号的干扰，使弱信号观测得更明显。

根据不同的结构元素和 MTT 变换，本文定义原始信号的不同尺度下的趋势信号 y_i ，

$$y_i = \frac{(f \bullet iB \circ iB + f \circ iB \bullet iB)}{2}; \quad (3.13)$$

相邻的趋势信号进行相减，定义为该尺度的分解信号 F_i ，

$$\begin{cases} F_1 = f - y_1 \\ F_i = y_{i-1} - y_i & 1 < i \leq n-1; \\ F_n = y_{n-1} \end{cases} \quad (3.14)$$

其中， f 为原始信号。即可以通过 $n-1$ 个结构元素，将原始数据分解为 n 个不同形态学尺度下的信号。

3.2 模型数据测试

3.2.1 改进 Top-hat 变换测试

为了证明改进算法的有效性和可行性，设计了模拟信号：

$$f(t) = \sin(2\pi \cdot 5 \cdot t) + \begin{cases} (1 - 2 \cdot (80\pi t)^2) \cdot e^{-(80\pi t)^2} & 150 \leq t \leq 250ms \\ -0.5 \cdot (1 - 2 \cdot (80\pi t)^2) \cdot e^{-(80\pi t)^2} & 300 \leq t \leq 400ms \\ 0 & \text{else} \end{cases} \quad (3.15)$$

该信号包含两个相位相反振幅相差一倍的主频为 80Hz 的 Ricker 子波和 5Hz 的低频正弦噪音（图 3.3）。试验目的是将正弦信号剔除，显示原始的子波信号。所选取的结构元素为半椭圆型：

$$g(t) = \sqrt{R^2 - 4(R \cdot t / T - 1 - R / 2)^2} \quad 0 \leq t \leq L \quad (3.16)$$

其中， R 为椭圆的长轴长度， L 为椭圆的延续时间。将 WTT、BTT 及改进高帽变换（Modified Top-hat Transform，简写为 MTT）的计算结果进行对比（图 3.4）。

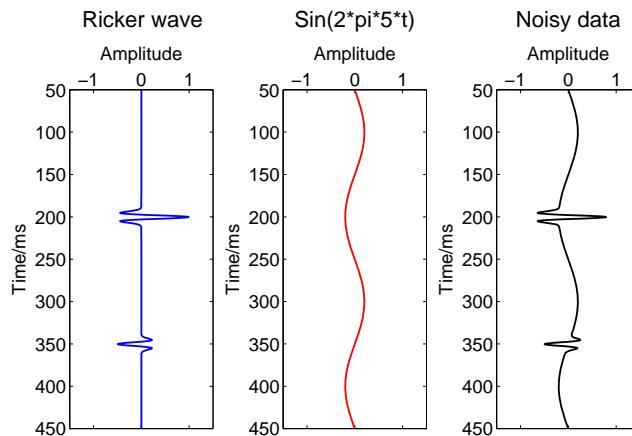


图 3.3 模拟信号：Ricker 子波为有效信号，正弦信号为噪音

Fig. 3.3 Simulated data: ricker wave is the desired signal and sine curve is noise

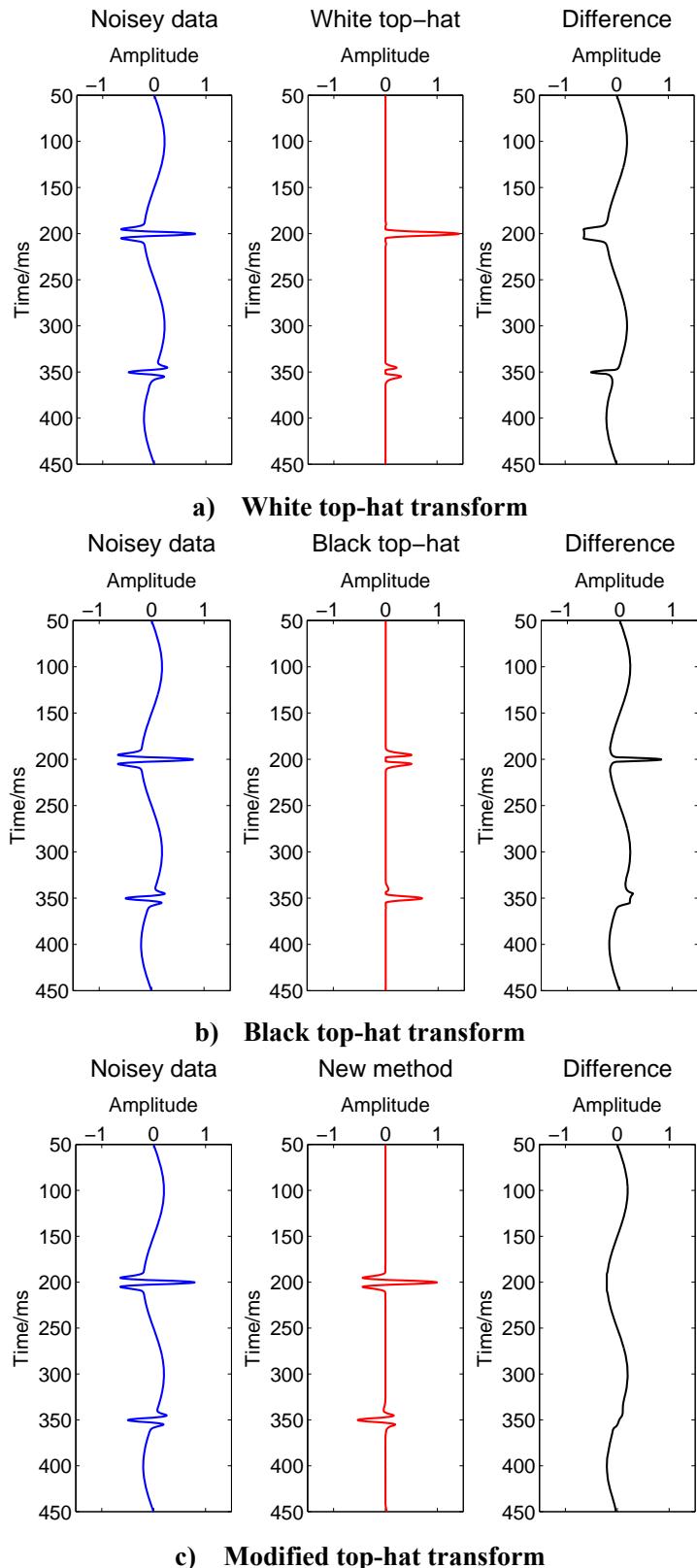


图 3.4 WTT、BTT 和 MTT 计算结果对比

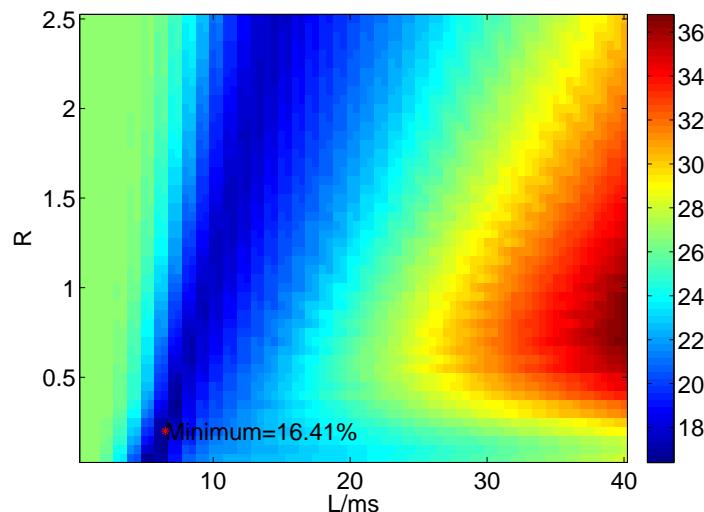
Fig. 3.4 Calculations of white top-hat, black top-hat and modified top-hat transform.

从图 3.4 中可以看出 MTT 相比 WTT 或 BTT 能够更好的提取出大尺度的低频正弦信号，而且同时比较完整的保持了原来的子波形态。

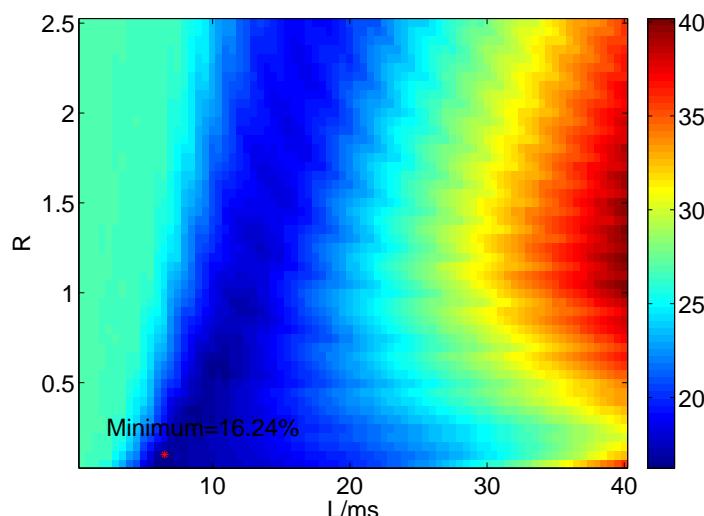
结构元素的选取对处理结果会造成较大的影响，本文对三种算法结构元素的大小进行了分析。通过改变结构元素中幅度 R 和长度 L 的大小，求得每个尺度中无噪信号与去噪后数据的相对误差，并进行分析。图 3.5 为 WTT、BTT 和 MTT 的误差分析，颜色的深浅表示相对误差的大小，由公式 3.17 得到：

$$e = \frac{\sum_{i=1}^n (f_{filter}(i) - f_0(i))}{\sum_{i=1}^n f_0(i)} \quad (3.17)$$

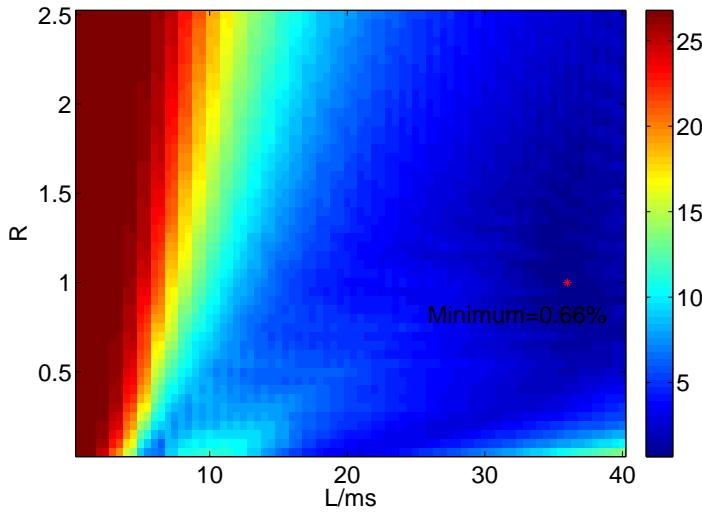
其中， f_{filter} 为滤波后数据， f_0 为原始无噪数据， n 为模拟数据采样点数。



a) Relative error of White top-hat transform



b) Relative error of Black top-hat transform



c) Relative error of Modified top-hat transform

图 3.5 WTT (a)、BTT (b) 和 MTT (c) 计算结果相对误差对比

Fig. 3.5 Relative error analysis of WTT (a), BTT (b) and MTT (c).

即使调整结构元素的大小，WTT 和 HTT 的最小相对误差也已经超过了 16%，其根本原因是由于非负算法造成的，较大的误差无法避免。而 MTT 的最小相对误差为 0.66%，即可以认为基本恢复了原始的子波信号。说明了改进的算法对大尺度噪音压制的效果，并且很好的保留了有效信号。

另一个低信噪比模拟信号如图 3.6b 所示，由两个相位相反的主频为 80Hz Ricker 子波（图 3.6a）和单频为 20Hz 和 50Hz 的正弦噪音组成。去噪前含噪信号的信噪比（SNR）为 -8.8dB，经过本文中 MTT 滤波后，信噪比提高到 5.27dB。噪音数据中很难观测到的两个子波信号，尤其是位于 350ms 处的微弱子波，在处理后的数据中可以清楚的观测到该信号。虽然本章中滤波方法在一定程度上削弱了原始子波能量，但已经能够对该信号进行识别和初至拾取等工作。达到了噪音压制，信号恢复的目的。

从时频谱中也可证明本文中 MTT 方法的有效性（图 3.7）。原始单频噪音与子波信号的频谱存在交叉区域。对于这类组合信号，普通的频率滤波是很难将信号和噪音分离。在组合信号中，350ms 处子波能量为 200ms 处子波能量的 1/4，因此在加噪后的信号中，更难识别此微弱信号。而经过 MTT 处理后的数据可以明显的看到 350ms 处子波的能量。说明已达到了去噪、弱信号识别的作用。从图 3.7 右侧的时频谱对比中，也能看到 20Hz 和 50Hz 的噪音被滤除的同时，比较完好的保存了两个子波的能量。说明即使噪音与子波间存在共同的频带，MTT 方法也能比较好的将它们分离。本文中的方法与其它频率域处理方法的不同之处在于，它

以信号的振幅特征和延续特征为标准，通过结构元素来识别信号与噪声之间的差异，从而达到噪音压制、弱信号识别的目的。

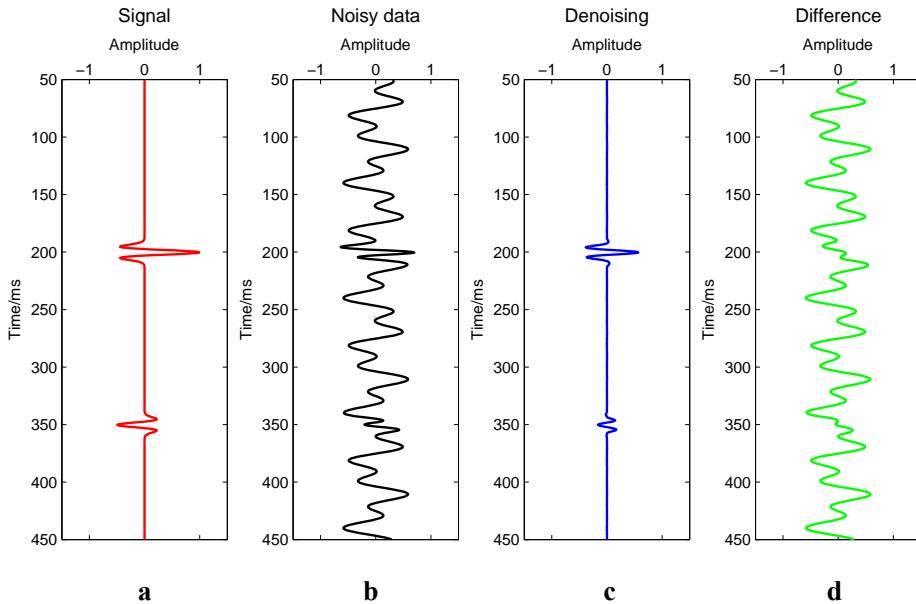


图 3.6 低信噪比模拟信号 MTT 算法测试：a. 原始有效信号；b. 加噪后数据；c. 去噪后数据；d. b 与 c 之差

Fig. 3.6 Noisy data testing: a. Original data; b. Noisy data; c. Denoising data; d. Difference between b and c.

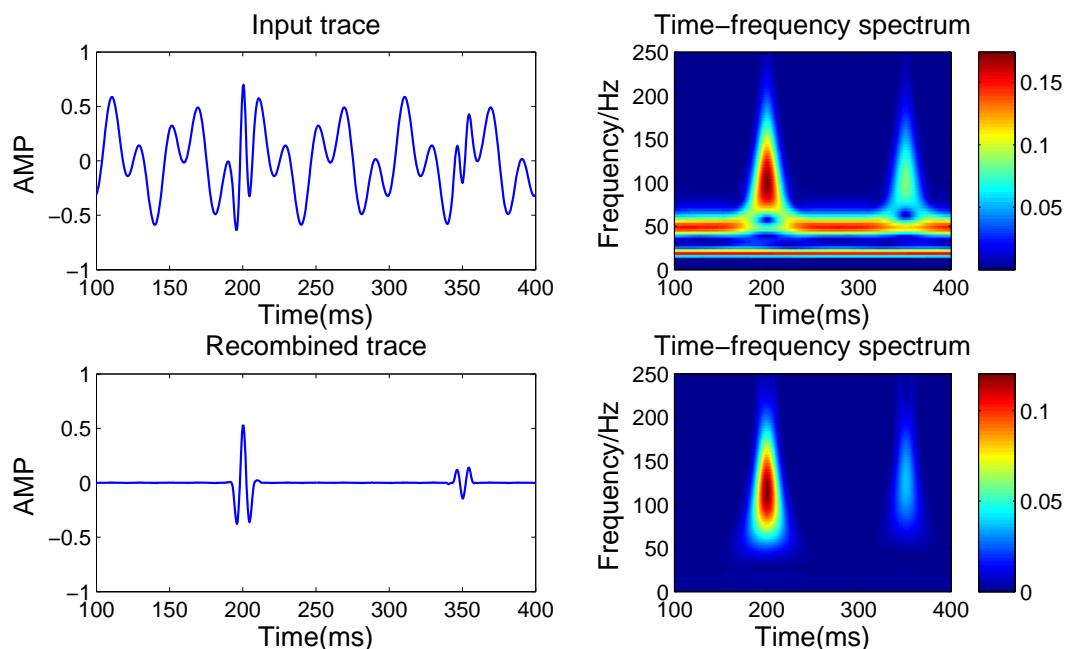


图 3.7 含噪信号（上）与处理后信号（下）时频谱分析

Fig. 3.7 Time-frequency analysis of noisy data before (up) and after (down) filtering

3.2.2 多尺度分解测试

微地震在产生破裂时，辐射的能量很弱，震级很小，需要使用高精度的地震检波器才能观测到。一般微地震事件的震级范围在里氏-3—1 级，由于震级相差较大，会产生强能量信号对弱能量信号的淹没现象。而小的震级事件一般发生在压裂裂缝的边缘或者裂缝间的交界处，研究弱信号有利于判断储层改造的边界及裂缝间的联通性。因此，如何将震级小的微弱信号识别是提高储层改造评价质量的前提。在较小的地质范围内，产生的不同震级信号存在相同频带，导致基于频率域的信号处理在微弱信号识别中受到限制。本文中的形态学方法从波形的形态角度进行数字信号分析，避免了这一局限性。但是同时，单一尺度的形态学滤波也无法完全满足微弱信号识别的要求。这时可以进行多尺度分解，在不同的尺度域中进行微弱信号分析及去噪，拾取其初至，为微地震事件定位和裂缝解释奠定基础。

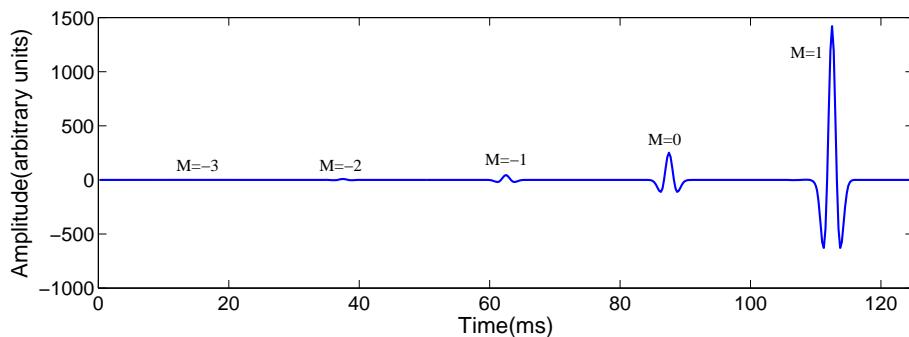


图 3.8 不同震级的组合信号

Fig. 3.8 Combined signal with difference magnitudes

多尺度形态学方法检测弱信号的关键在于所选的形态学结构元素。在进行多尺度分解时，利用不同尺度的结果元素将信号和噪声尽可能分解在不同的尺度中。从而减弱强震或噪音对弱信号的压制作用，达到弱信号识别、噪音压制的目的。为了说明多尺度形态学的弱信号识别效果，我们构建了一组模拟信号，由震级从-3 到 1 级的 5 个微地震信号组合而成，如图 3.8 所示。子波为 300Hz 的 Ricker 子波，采样间隔为 0.25ms。在组合信号中，对于震级较大的地震记录可以轻易地观测到（-1~1 级），而-3 级和-2 级的地震记录比较微弱，信号的识别和提取难度增加。利用本文中的形态学多尺度分解方法，将原始组合信号分解为 5 个尺度（图 3.9），从而对较弱震级信号进行识别。在前 4 个较大尺度中，主要目的是对振幅较大的

信号进行分解，较小的震级信号则会主要分布在第5尺度中，如图3.9所示。在尺度5中，识别最小震级及其它弱信号更为简单。

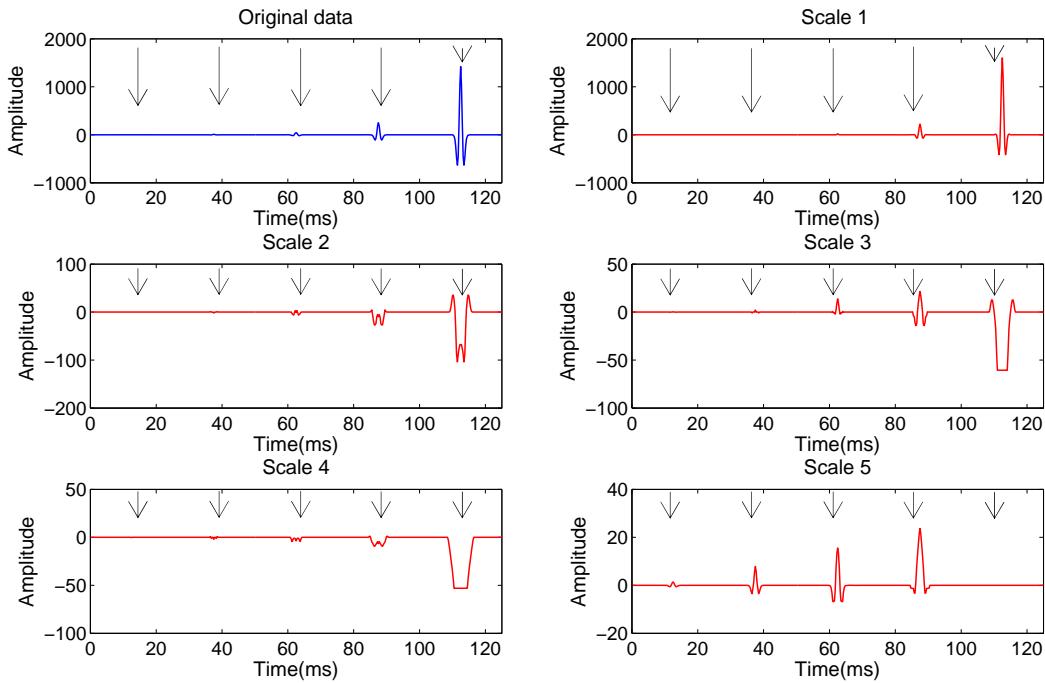


图3.9 原始信号和多尺度形态学分解后信号

Fig. 3.9 Combined signal and decomposed data by multiscale morphology

对于零相位或者单一波峰的子波信号，通过振幅阈值滤波可以压制强振幅信号，从而显示出较弱的地震信号。但当地震信号子波存在多个相位多个波峰时，通过该理论处理后，将会产生多个独立的峰值，会被误认为其它的地震信号，从而产生虚假的地震同相轴或地震事件。实际微地震监测中，由于其储层改造压裂活动是持续性的以及地下介质的连续性，其产生的微地震事件亦是持续性的，即在微地震记录中可以观测到多个波峰和波谷。此时，应用振幅阈值滤波的弱信号识别效果不理想。本文中所述多尺度分解方法，通过地震信号的振幅和延续性特征分解为不同的尺度，解决了上述的处理问题，并在多个尺度域中进行信号分析。为了验证本文所述方法在复杂子波中的应用效果，对图3.8中组合信号进行了90度相位旋转，产生了多个波峰和波谷的地震子波，并加入-3级震源最大振幅值70%的高斯白噪音。其分解前后的对比如图3.10和3.11所示。在原始信号道集(图3.11a)中，震级小于-1的微地震事件记录很微弱，很难识别其同相轴。而分解后的尺度5信号道集(图3.11b)，可以观测到-3级到0级的地震同相轴。通过应用多尺度分解方法，将原始较强的1级地震信号主要分解在前4个尺度中，由于选取的结

果元素满足-3 级地震信号振幅及延续时间特征，将其保留在最小的第 5 尺度中，从而在含噪背景中观测此微弱信号。通过以上模型数据分析处理，可以证明多尺度形态学分解方法能够有效地对微弱的地震信号进行识别，也证明了该方法的抗噪性。

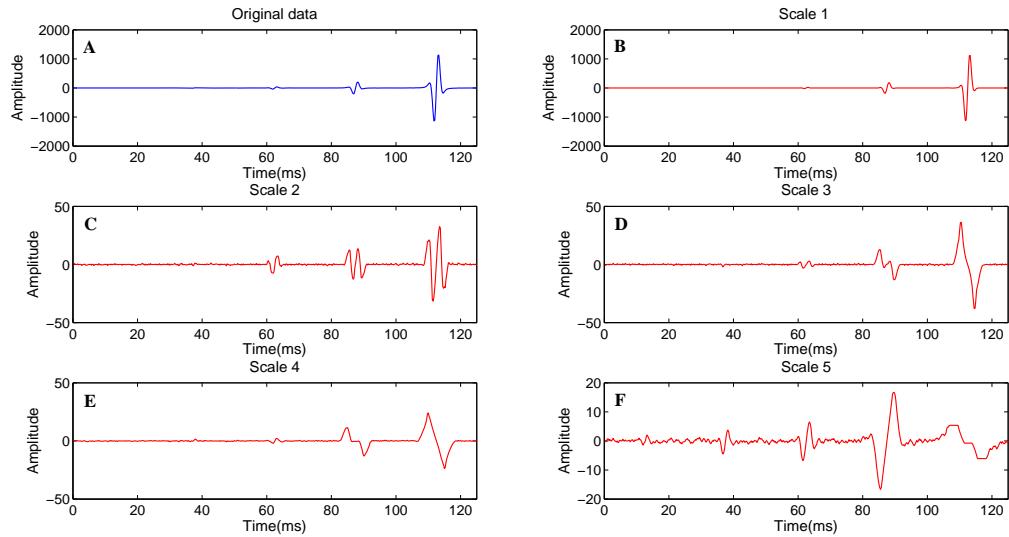


图 3.10 含噪信号和多尺度形态学分解后信号

Fig. 3.10 Noisy signal and decomposed data by multiscale morphology

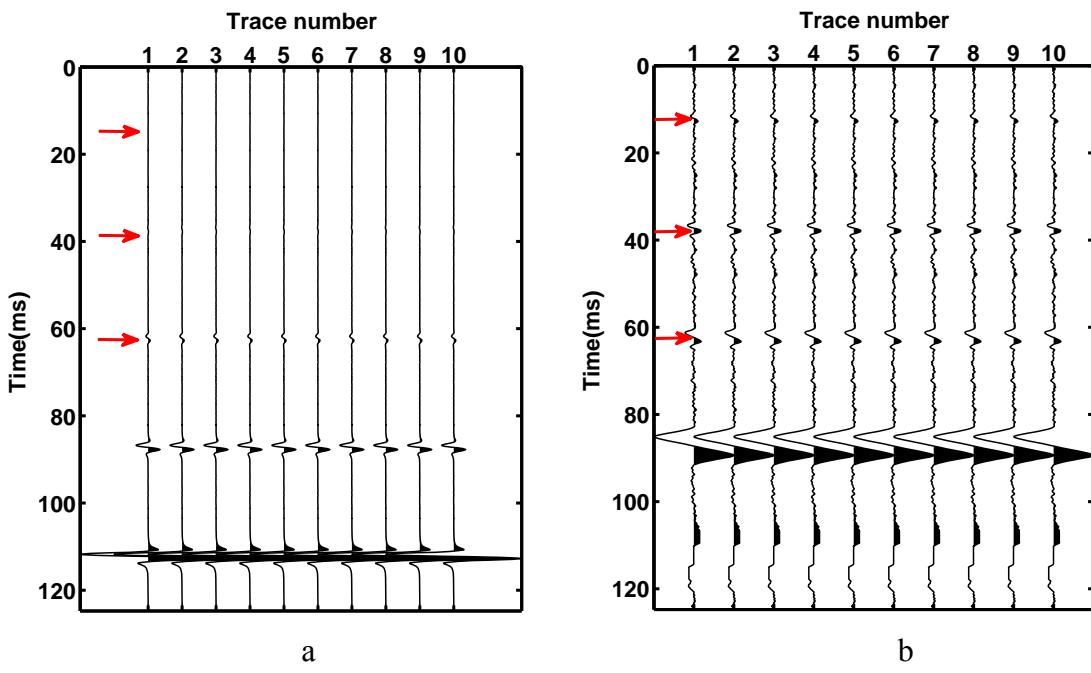


图 3.11 含噪信号道集和多尺度形态学分解后尺度 5 道集

Fig. 3.11 Trace gather of noisy signal and decomposed data by multiscale morphology

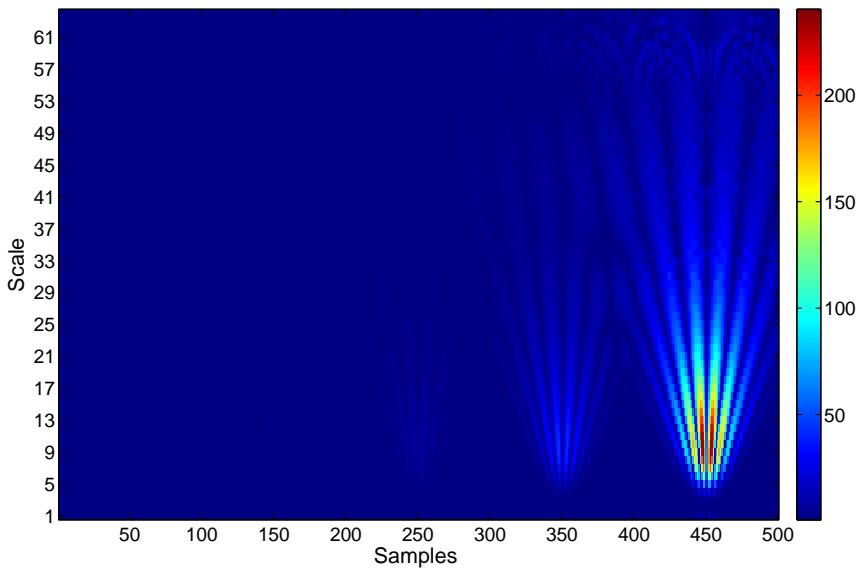


图 3.12 含噪信号小波分析

Fig. 3.12 Continuous wavelet transform of noisy signal.

将原始组合信号进行小波分解后，如图 3.12 所示，可以观测到较强的前三个震级信号，但也同样很难直观地发现较小的两个震级信号。而多尺度形态学通过将输入信号分解为不同形态学意义上的尺度，使较强的信号与较弱的信号分离，或将噪音与信号分开，从而达到了识别微弱信号，提取有效信息的目的。

3.3 实际微地震数据处理与分析

3.3.1 MTT 算法实际资料处理

实际微地震数据相比模拟数据复杂很多，包含纵波（P 波）、横波（S 波）、噪音、井筒波以及其它衍生波形。图 3.13 为野外微地震监测数据，12 个三分量检波器位于井下。前 12 道为水平分量 H1 记录，其次为水平分量 H2 记录，最后为垂直分量记录。在 750ms 处可以很明显的观察 P 波，和在 800-900ms 的 S 波。其中第三个检波器收到工业电流干扰严重，使整到的信噪比明显降低。只有中间的几个检波器接收到的记录信噪比较高。对于这样的微地震记录，我们需要对其进行去噪和弱信号识别等处理工作。本文以此微地震数据为例，介绍和验证改进高帽变换对噪声压制的效果及对有效信号的保留能力。

根据前文所述的 MTT 滤波原理，选取了 2 个不同的结构元素，分别去除第三道中的低频噪音以及整个剖面中的高频随机噪音。经过噪声压制后的第三道记录如图 3.14 所示。可见位于 750ms 处的 P 波记录相对振幅明显增强，有利于信号的初至拾取，其信噪比亦明显增加。原始数据的时频谱表明，该道记录数据受 50Hz

工业干扰较强，导致波形起伏较大。处理后数据的时频谱中，50Hz 工业干扰得到有效压制的同时，位于 750ms 处地震信号能量保留较好。说明了本文所用方法可以在实现提高信噪比的同时，比较好的保留有效信号。

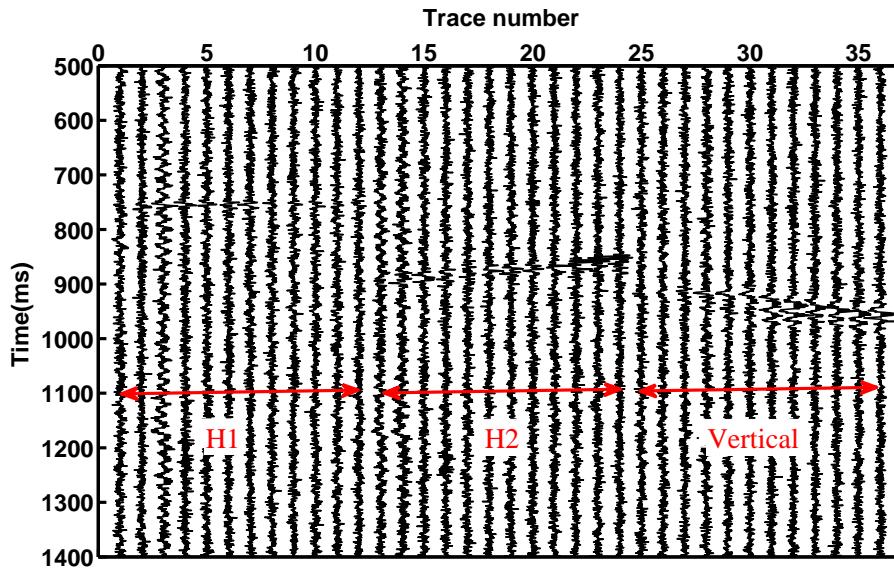


图 3.13 野外微地震三分量检波器记录

Fig. 3.13 Real data set of microseismic monitoring.

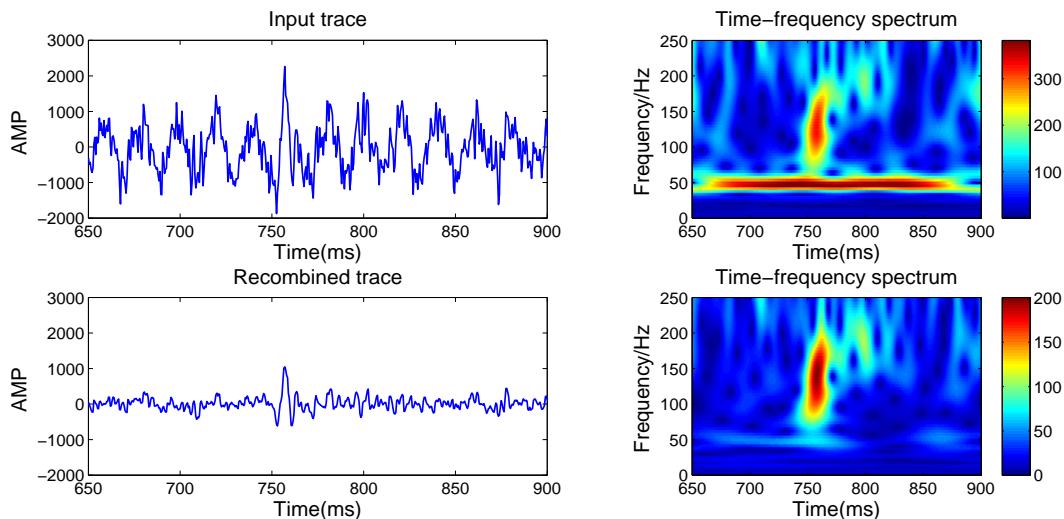


图 3.14 第三道数据噪声压制前后对比

Fig. 3.14 No. 3rd trace record of before and after processing.

图 3.15 为处理前后的微地震剖面对比，红框内信号变化显著。处理前第 1-3 道数据由于受工业干扰严重，P 波初至不易拾取，而处理后的数据压制工业干扰，

同时显示出了更微弱的 P 波信号，为初至拾取降低了难度。经过形态学 MTT 方法处理后的地震剖面，大尺度的低频噪音和随机噪音得到了很好的压制，P 波的横向连续性得到提升，信噪比明显提高。可以认为，形态学方法是另一种从其它角度对信号进行去噪分析的理论。

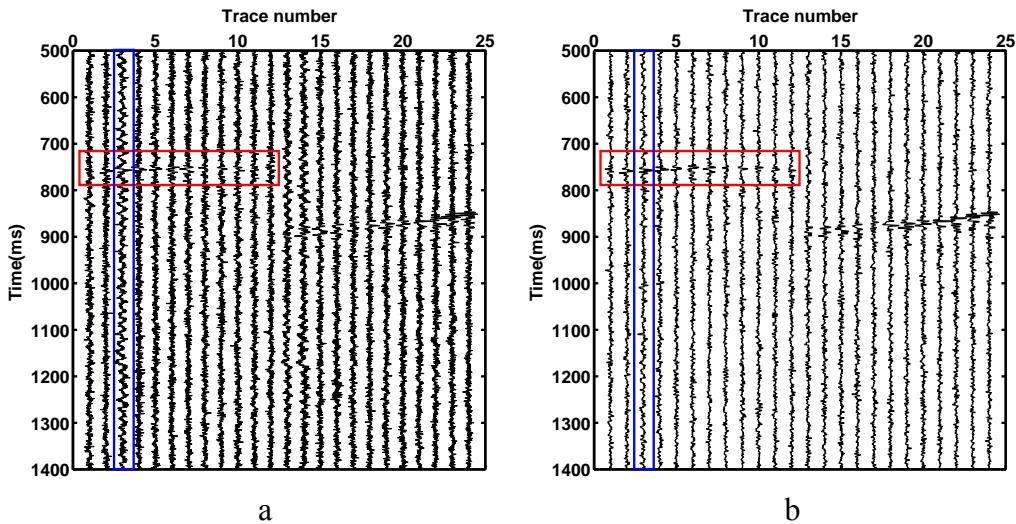


图 3.15 处理前后道集对比

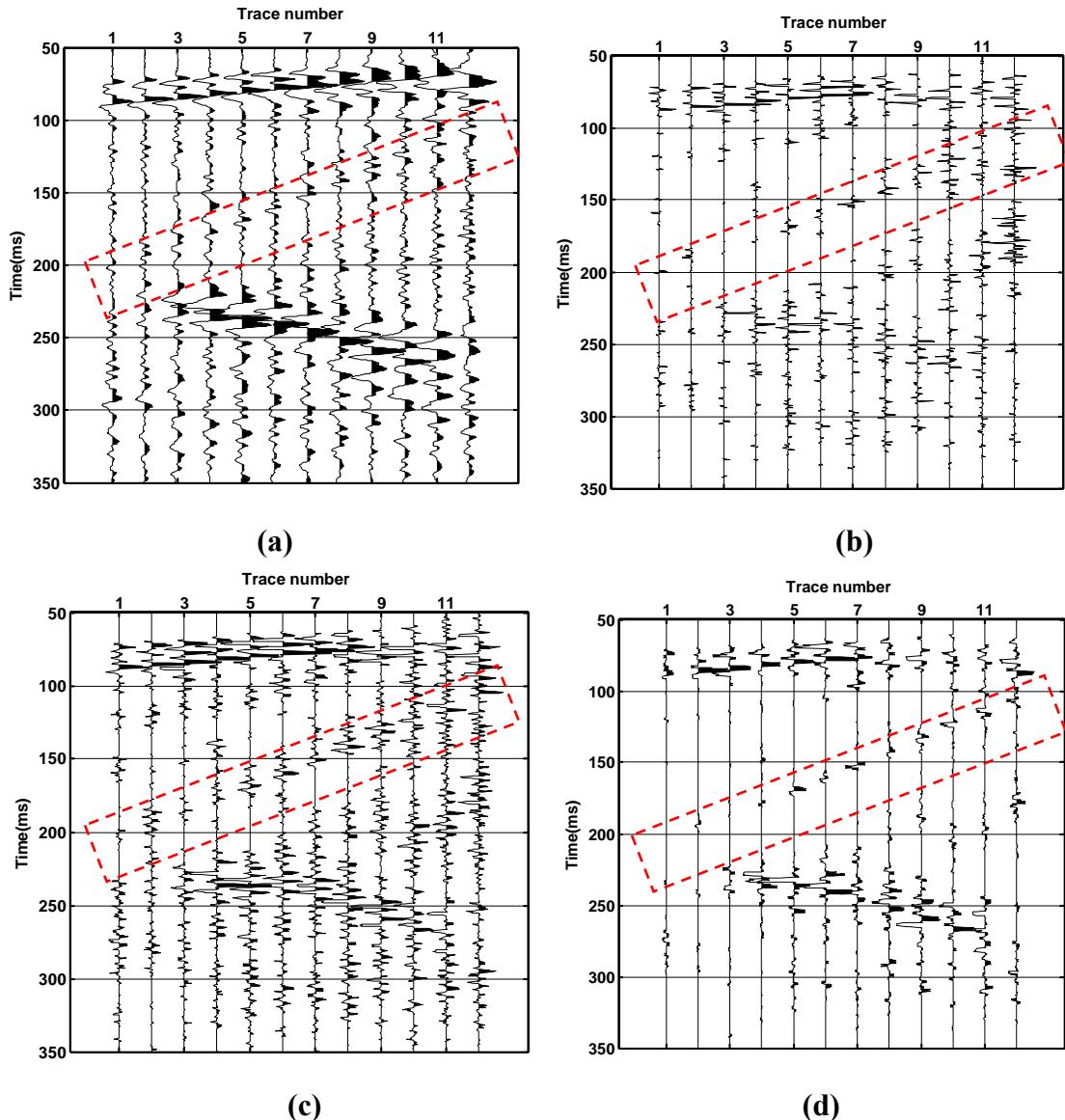
Fig. 3.15 Data set comparison before and after processing.

3.3.2 多尺度形态学实际资料处理

本文将多尺度形态学方法应用于实际微地震数据处理中。图 3.16a 为野外微地震监测数据，12 个三分量检波器位于井下。在图中，能够容易的识别出记录中的直达 P 波（50ms-100ms）。但对于其它较弱同相轴，如记录中 100ms-200ms 之间的信号识别和时差提取比较困难。该段信号能量较弱、波形复杂，包含多个波峰和波谷。且在近偏移距道集中，波形与直达 P 波信号重叠。因此，在进行初至拾取时，很难提取准确的数据。本文以识别 100ms-200ms 范围内弱信号为例，说明多尺度形态学在弱信号识别中的作用。

按照多尺度分解原理，将输入数据进行形态学多尺度分解，结果如图 3.16 所示。从多个尺度剖面中可以看出，对于尺度 1 和尺度 2 分量，含高频成分较多，虽然能观测到红框内有一定的信号，但是同时受到环境高频噪音的影响，不能准确的提取初至。而尺度 3 和尺度 4 分量可以在红框内清楚的看到目的信号，且低频信息和高频信息比重比较小。对于这样的数据，可以实现对红框内信号的初至拾取。从单道分解中也能看到多尺度分解的效果（图 3.17）。其中 a 为原始单道数据，b-f 为分解后的多尺度分量。图中红框 A、C 即为目的识别信号。但是该信号在原始记录中很难进行精确的初至拾取。而在分解后的分量中，可以轻易的识

别该信号。B、D 为另一个信号，即使在原始记录中十分微弱，但在分解后的分量中，仍然能够识别出该信号。



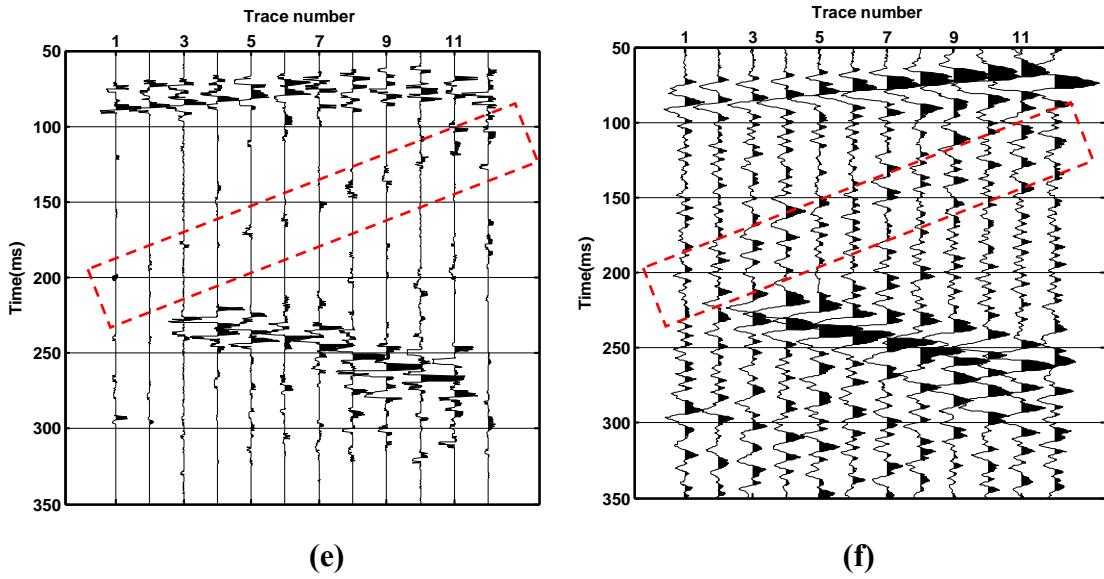


图 3.16 原始记录多尺度分解

Fig. 3.16 Data set comparison before and after decomposition.

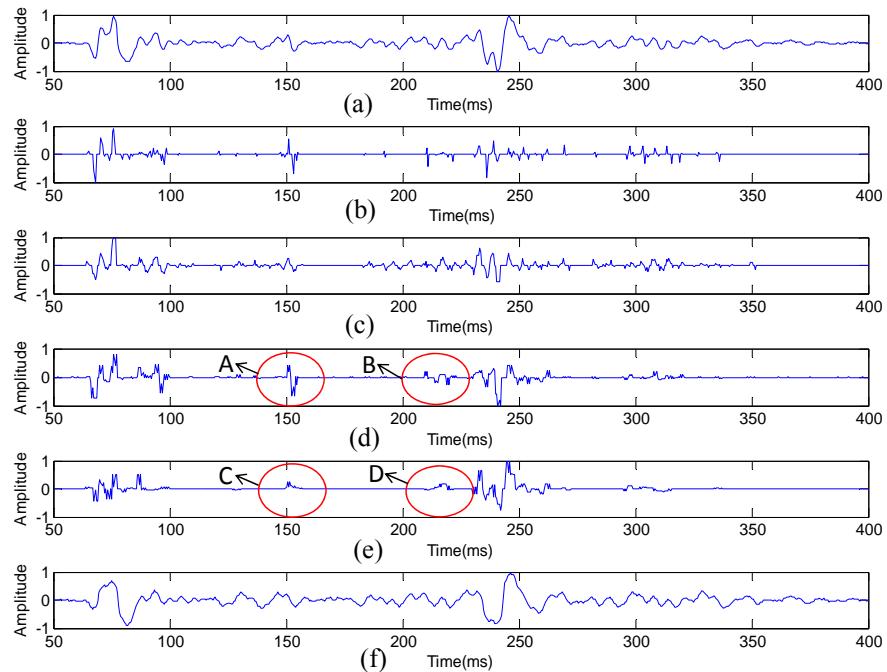


图 3.17 单道多尺度分解

Fig. 3.17 Single trace comparison before and after decomposition.

多尺度分解后，可以按照公式 3.14 进行多尺度数据加权重构。基于之前对多个分量的分析，可以对低频噪音和高频噪音进行压制，保留信噪比较高的多尺度分量。加权重构的结果如图 3.18b 所示。图 3.18a 为原始微地震记录，图 3.18c

为原始信号频率域带通滤波后记录。对比发现，b 中红框内信号相比 a 和 c 中信号明显易识别，且包含了高频信息。

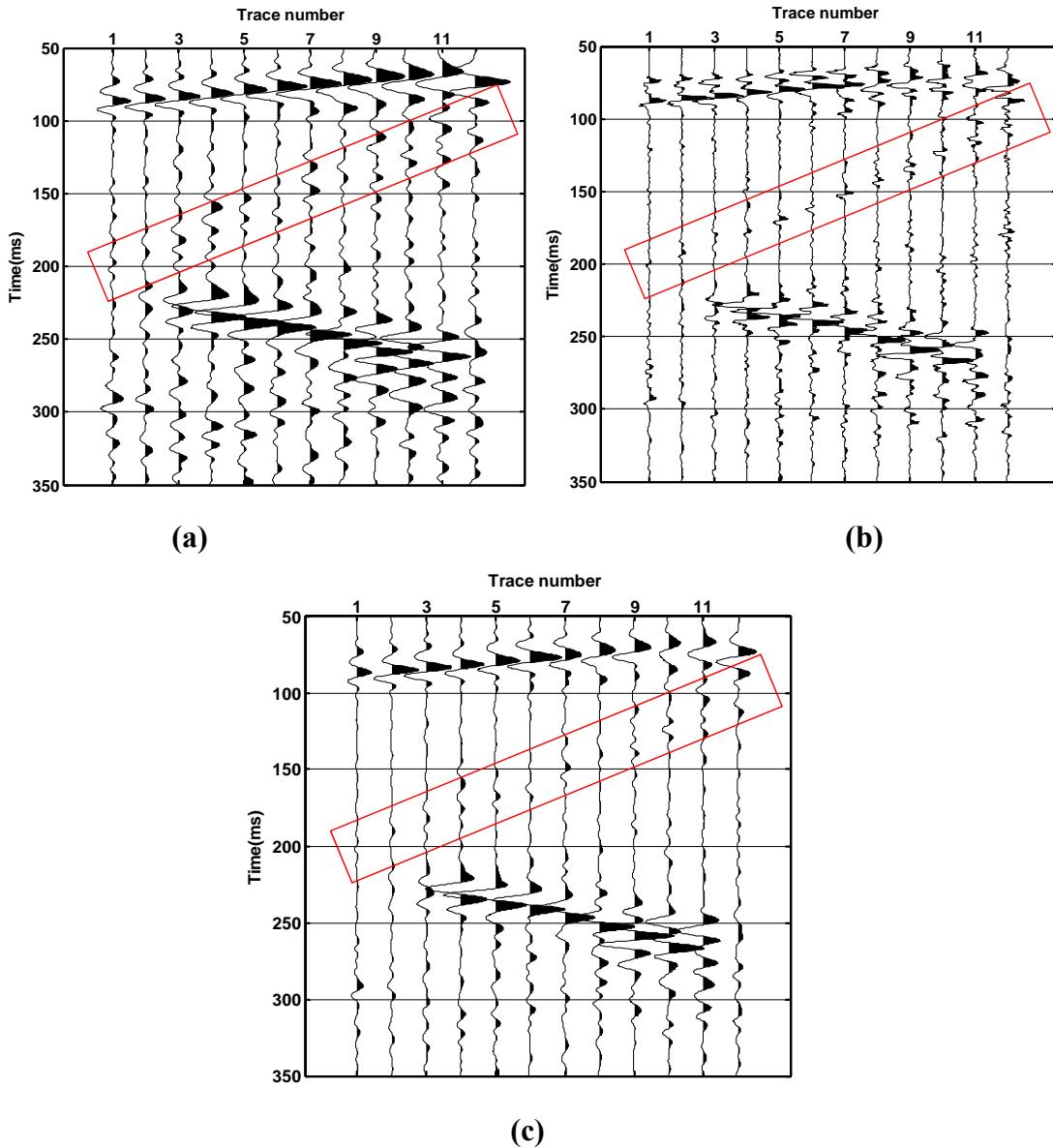


图 3.18 原始记录 (a)、多尺度重构记录 (b) 和带通滤波后记录 (c) 对比

Fig. 3.18 Data set comparison: a) Original data; b) Refactoring data; c) Data after band-pass filtering.

同时，本文对单道进行了时频谱分析（图 3.19）。图 3.19b 上部分为原始单道时频谱。能量主要集中在 50-250Hz 之间，可以识别出 75ms、150ms 以及 250ms 左右的信号。但同时也收到低频噪音的影响，如 25-100Hz。图 3.19 下部分为重组后单道时频谱。位于上述时间的信号能量更加聚焦，且 25-100Hz 的噪音得到压制，

保留了高频成分。因此，通过以上处理前后对比及时频谱分析，证明了多尺度形态学分解重构对弱信号的识别作用及对噪声的压制作用。

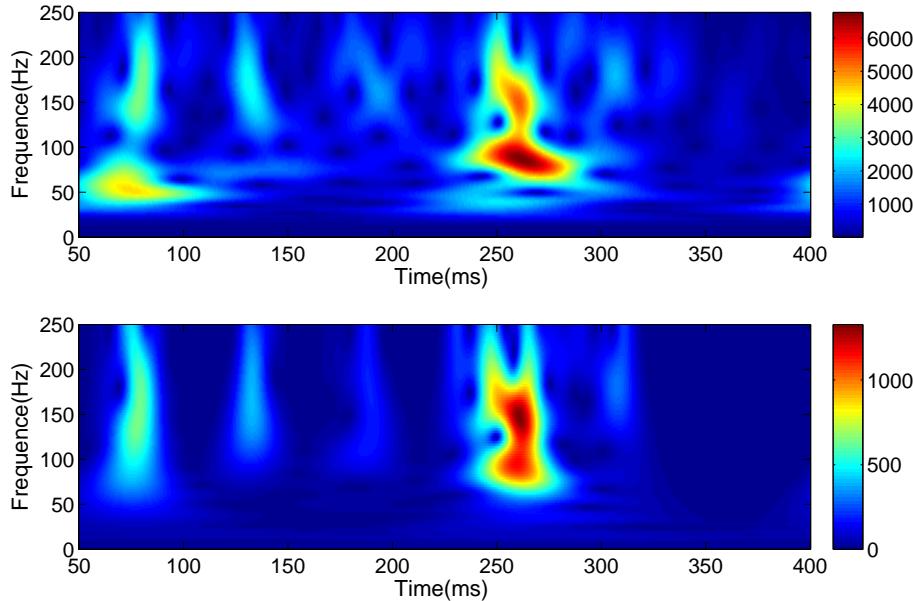


图 3.19 第 9 道记录处理前 (a) 后 (b) 时频谱

Fig. 3.19 Time-frequency analysis before (a) and after (b) processing.

3.4 本章小结

本文提出了基于形态学的微地震数据信号处理分析方法。该理论通过结构元素对输入数据的形态学运算，利用信号与噪音在形态学上的差异，尽可能的将信号与噪音进行分离。改进的高帽变换能够适应微地震数据的信号处理要求，可以有效的对低频噪音和高频噪音进行压制，而且能够比较完整的保留有效信号能量。多尺度形态学在弱信号识别中展示了有效的信号分析能力。

结构元素的选取对处理效果会产生较大的影响。通过对结构元素的调整，可以在分解信号中检测出微弱信号。但本文中的方法对结构元素的选取依赖较大，通过分析噪音的特征来调整参数，仍需要进一步改进。形态学方法从信号的形态特征角度进行分析处理，不同于以往的频率域、 $f\text{-}x$ 、 $f\text{-}k$ 域信号处理。本文所述方法也可先变换到频率域或 $f\text{-}x$ 、 $f\text{-}k$ 域进行数字信号处理，与其它信号分析方法结合。

第4章 微地震事件纵横波联合定位方法

目前地震定位方法种类繁多，主要分为基于时差提取和基于波动方程的定位方法。例如，2009年，Bancroft提出的基于初至时间的分析定位方法，介绍了一种微地震定位的Apollonius解法^[86]；2012年，惠少兴，张元生等人，提出了t_D地震定位方法^[87]；以及2013年，Haldorsen等人提出的基于偏移反褶积的定位方法^[88]。这些方法在一定程度上都取得了较好的效果。但目前较常用的方法为基于时差提取的定位方法。因此，本文主要介绍基于纵横波时差的微地震定位方法。我们将纵横波联合定位与Geiger迭代理论相结合，一定程度上提高了定位的精度，并将该方法扩展于水平层状介质中。

4.1 线性方程组最小二乘正则化

本文中在解线性方程组时所用的方法是最小二乘方法，这种方法能有效的解决超定方程组，给出方程组的最优解。最小二乘方法可以将超定方程组转化为满秩方程组，进而得到方程组的唯一解。

根据多元函数的极值问题理论，设线性方程组简写为：

$$a_{i1}x_1 + a_{i2}x_2 + \cdots + a_{in}x_n = -b_i, i = 1, 2, \dots, m \quad (4.1)$$

在这里 $m \geq n$ 。方程组(4.1)可以写成

$$a_{i1}x_1 + a_{i2}x_2 + \cdots + a_{in}x_n + b_i = \varepsilon_i \quad (4.2)$$

式中 ε_i 为观测误差。要找到一组 $x_1, x_2 \cdots x_n$ 使得 ε_i 的平方和最小。因此建立目标函数为

$$R(x_1, x_2 \cdots x_n) = \sum_{i=1}^m \varepsilon_i^2 \quad (4.3)$$

式中令 $\varepsilon_i = f_i(x_1, x_2 \cdots x_n)$ 。含有极值的必要条件是 $\frac{\partial R}{\partial x_k} = 0, (k = 1, 2, \dots, n)$ 。因此对目标函数求偏导得

$$\frac{\partial R}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \sum_{i=1}^n f_i^2 = 2 \sum_{i=1}^m f_i \frac{\partial f_i}{\partial x_k} \quad (4.4)$$

令上式中 $\frac{\partial f_i}{\partial x_k} = a_{ik}$ ，则公式(4.4)可以化简为

$$\frac{\partial R}{\partial x_k} = 2 \sum_{i=1}^m f_i a_{ik} \quad (4.5)$$

令上式等于0，则可以写成矩阵形式为

$$\begin{bmatrix} a_{11} & \cdots & a_{m1} \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ a_{1n} & \cdots & a_{mn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} f_1 \\ \vdots \\ f_m \end{bmatrix} = 0 \quad (4.6)$$

其中

$$f_i = \begin{bmatrix} a_{11} & \cdots & a_{1n} \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ a_{m1} & \cdots & a_{mn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ \vdots \\ x_n \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} b_1 \\ \vdots \\ b_m \end{bmatrix} \quad (4.7)$$

将公式(4.7)代入公式(4.6)得

$$\begin{bmatrix} a_{11} & \cdots & a_{m1} \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ a_{1n} & \cdots & a_{mn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{11} & \cdots & a_{1n} \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ a_{m1} & \cdots & a_{mn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ \vdots \\ x_n \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} a_{11} & \cdots & a_{m1} \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ a_{1n} & \cdots & a_{mn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_1 \\ \vdots \\ b_m \end{bmatrix} = 0 \quad (4.8)$$

令 $A = \begin{bmatrix} a_{11} & \cdots & a_{1n} \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ a_{m1} & \cdots & a_{mn} \end{bmatrix}$, $X = \begin{bmatrix} x_1 \\ \vdots \\ x_n \end{bmatrix}$, $B = \begin{bmatrix} b_1 \\ \vdots \\ b_m \end{bmatrix}$, 将上式化简为

$$A^T AX + A^T B = 0 \quad (4.9)$$

令 $C = A^T A$, $D = -A^T B$, 将上式化简为

$$CX = D \quad (4.10)$$

其中, C是n×n的正定矩阵, 方程有唯一解。

4.2 Geiger 定位原理

Geiger于1912年提出经典的定位方法:设n个检波器的观测初至为 t_1, t_2, \dots, t_n , 求震源(x_0, y_0, z_0)和起震时刻 t_0 , 使得目标函数

$$\varphi(t_0, x_0, y_0, z_0) = \sum_{i=1}^n r_i^2 \quad (4.11)$$

最小。式中 r_i 为各检波器的到时残差:

$$r_i = t_i - t_0 - T_i(x_0, y_0, z_0) \quad (4.12)$$

T_i 为震源到第*i*个检波器的计算走时。

使目标函数 $\varphi(\theta)$ 取得极小值, 即

$$\nabla_{\theta} \varphi(\theta) = \mathbf{0} \quad (4.13)$$

其中, $\theta = (t_0, x_0, y_0, z_0)^T$, $\nabla_{\theta} = (\frac{\partial}{\partial t_0}, \frac{\partial}{\partial x_0}, \frac{\partial}{\partial y_0}, \frac{\partial}{\partial z_0})^T$ 。令

$$\mathbf{g}(\boldsymbol{\theta}) = \nabla_{\boldsymbol{\theta}} \varphi(\boldsymbol{\theta}) \quad (4.14)$$

则由式 (4.13) , 在真解 $\boldsymbol{\theta}$ 附近试探解 $\boldsymbol{\theta}^*$ 及其修正量 $\delta\boldsymbol{\theta}$ 满足

$$\mathbf{g}(\boldsymbol{\theta}^*) + [\nabla_{\boldsymbol{\theta}} \mathbf{g}(\boldsymbol{\theta}^*)]^T \delta\boldsymbol{\theta} = \mathbf{0} \quad (4.15)$$

即

$$[\nabla_{\boldsymbol{\theta}} \mathbf{g}(\boldsymbol{\theta}^*)]^T \delta\boldsymbol{\theta} = -\mathbf{g}(\boldsymbol{\theta}^*) \quad (4.16)$$

可得式 (4.16) 的具体表达式为

$$\sum_{i=1}^n \left[\frac{\partial r_i}{\partial \theta_j} \frac{\partial r_i}{\partial \theta_k} + r_i \frac{\partial^2 r_i}{\partial \theta_j \partial \theta_k} \right]_{\boldsymbol{\theta}^*} \delta \theta_j = - \sum_{i=1}^n \left(r_i \frac{\partial r_i}{\partial \theta_k} \right)_{\boldsymbol{\theta}^*} \quad (4.17)$$

倘若试探解 $\boldsymbol{\theta}^*$ 偏离真解 $\boldsymbol{\theta}$ 不大, 则 $r_i(\boldsymbol{\theta}^*)$ 和 $\left(\frac{\partial^2 T_i}{\partial \theta_j \partial \theta_k} \right)_{\boldsymbol{\theta}^*}$ 较小, 那么可以忽略二阶导数项, 则 (4.17) 式可以简化为

$$\sum_{i=1}^n \left[\frac{\partial r_i}{\partial \theta_j} \frac{\partial r_i}{\partial \theta_k} \right] = - \sum_{i=1}^n \left(r_i \frac{\partial r_i}{\partial \theta_k} \right)_{\boldsymbol{\theta}^*} \quad (4.18)$$

上式可以简写为

$$\mathbf{A}^T \mathbf{A} \delta\boldsymbol{\theta} = \mathbf{A}^T \mathbf{r} \quad (4.19)$$

其中

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{\partial T_1}{\partial x_0} & \frac{\partial T_1}{\partial y_0} & \frac{\partial T_1}{\partial z_0} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & \frac{\partial T_n}{\partial x_0} & \frac{\partial T_n}{\partial y_0} & \frac{\partial T_n}{\partial z_0} \end{pmatrix}_{\boldsymbol{\theta}^*}, \quad \mathbf{r} = \begin{pmatrix} r_1 \\ \vdots \\ r_n \end{pmatrix} \quad (4.20)$$

所以有

$$\delta\boldsymbol{\theta} = (\mathbf{A}^T \mathbf{A})^{-1} \mathbf{A}^T \mathbf{r} \quad (4.21)$$

再利用最小二乘求解, 即可得到修正量 $\delta\boldsymbol{\theta}$, 将 $\boldsymbol{\theta} = \boldsymbol{\theta}^* + \delta\boldsymbol{\theta}$ 作为新的迭代点, 再求解相应方程。如此反复迭代, 直至 $\phi(\boldsymbol{\theta})$ 足够小, 此时即得最终解 $\hat{\boldsymbol{\theta}}$ 。

4.3 纵横波时差-Geiger 联合定位方法原理

4.3.1 纵横波时差法定位原理

由于微地震的数据特征，纵波与横波的真实初至时间很难获得，但是纵波与横波之间的初至时差却容易获得。因此可以通过纵波与横波之间的时差来建立方程求解震源位置。

$$\Delta T = T_s - T_p \quad (4.22)$$

式中， ΔT 是纵波与横波之间的时差， T_s 与 T_p 分别为横波和纵波的初至。设纵波与横波的波速分别为 V_p 、 V_s ，震源到检波器之间的距离为 S_i ，震源坐标为 (x, y, z) ，则

$$\Delta T_i = \frac{S_i}{V_s} - \frac{S_i}{V_p} = S_i \frac{V_p - V_s}{V_s V_p} \quad (4.23)$$

其中， $S_i = \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + (z - z_i)^2}$ ，由公式 (4.23) 得

$$S_i = \Delta T_i \frac{V_s V_p}{V_p - V_s} \quad (4.24)$$

对于第 j 个检波器，有 $S_j = \Delta T_j \frac{V_s V_p}{V_p - V_s}$ ，设 $V = \frac{V_s V_p}{V_p - V_s}$ ，将第 i 个检波器建立的方

程与第 j 个检波器建立的方程做差，得

$$\begin{aligned} & (x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + (z - z_i)^2 - (x - x_j)^2 - (y - y_j)^2 - (z - z_j)^2 \\ &= (\Delta T_i^2 - \Delta T_j^2) V^2 \end{aligned} \quad (4.25)$$

化简为

$$(x_i - x_j)x + (y_i - y_j)y + (z_i - z_j)z = C_{i-j} - D_{i-j} \quad (4.26)$$

式中， $C_{i-j} = \frac{1}{2}[(x_i^2 - x_j^2) + (y_i^2 - y_j^2) + (z_i^2 - z_j^2)]$ ， $D_{i-j} = \frac{1}{2}(\Delta T_i^2 - \Delta T_j^2)V^2$ 。将公式

(4.26) 写成矩阵形式为

$$\begin{bmatrix} x_2 - x_1 & y_2 - y_1 & z_2 - z_1 \\ x_3 - x_1 & y_3 - y_1 & z_3 - z_1 \\ x_4 - x_1 & y_4 - y_1 & z_4 - z_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{2-1} - D_{2-1} \\ C_{3-1} - D_{3-1} \\ C_{4-1} - D_{4-1} \end{bmatrix} \quad (4.27)$$

因此，只需要不小于四个检波器，并获得有效数据便可算出震源的坐标位置。

对于地面监测来说，公式 (4.27) 中的系数矩阵 z 方向上全都为零或接近于零，因此方程是病态矩阵，很难解得震源的深度坐标。但是震源的两个水平坐标

结果还是比较准确的。因此可以将已经得到的水平坐标带入到公式（4.24），即可解得较准确的震源深度坐标。

微地震监测大多采用井中监测，对于直井中检波器的水平面上的坐标 x , y 基本上是相同的，因此方程（4.27）的系数矩阵是病态的，很难解得较准确的震源 x 坐标和 y 坐标。对于本文中的方法来说，纵横波时差法很难给出较合理的初始震源坐标。但通过纵横波时差法可以得到初始的震源深度坐标，进而得到较准确的震源到检波器的水平距离。将得到的震源深度坐标 z 代入方程（4.24）得：

$$R(i) = \sqrt{t^2 V^2 - (z_i - z)^2} \quad (4.28)$$

震源的水平坐标 (x, y) 在以检波器水平坐标 (x_i, y_i) 为圆心， $R(i)$ 为半径的圆上，如图 4.1 所示。

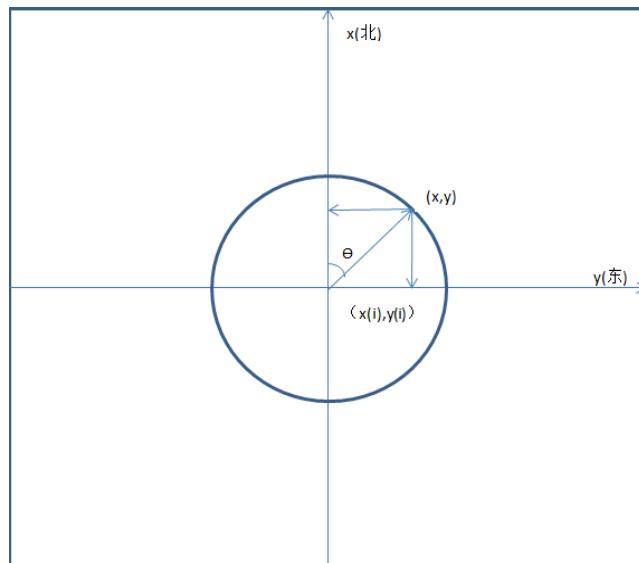


图 4.1 方位角示意图

Fig. 4.1 sketch map of azimuth angle.

因此，确定震源的水平坐标 (x, y) 需要确定震源的方位角。根据方位角，可以求得震源的水平坐标：

$$\begin{cases} x = x_i + R(i) \cos(\theta) \\ y = y_i + R(i) \sin(\theta) \end{cases} \quad (4.29)$$

即可确定井中微地震监测系统的事件初始震源位置。

在这里方位角是通过能量准则法确定。和检波器校正中的角度求取方法是类似的。即在地震记录上选择一个时窗，将两个水平方向上的有效信号包含在时窗中即可。

4.3.2 水平层状介质

上述纵横波时差法定位方法仅适用于均匀介质，而对于层状介质计算误差较大。在实际定位中将地质模型简化成均匀介质，应用纵横波时差法去定位时，很难得到准确的定位结果。因此为了使其能够应用到层状介质中，本文将纵横波时差法与 Geiger 定位方法相结合，并推导出适用于层状介质的微地震定位公式。

基于 Geiger 地震定位方法的基本思想建立直角坐标系的线性方程组：

$$\Delta t + \frac{\partial T_k}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial T_k}{\partial y} \Delta y + \frac{\partial T_k}{\partial z} \Delta z = r_k \quad (4.30)$$

式中， Δx 、 Δy 、 Δz 为震源坐标的校正量， Δt 为震源发震时刻的校正量， r_k 为观测到时与计算到时的残差。上式可简写为：

$$A\Delta X = r \quad (4.31)$$

$$\text{式中, } A = \begin{bmatrix} 1 & \frac{\partial T_1}{\partial x} & \frac{\partial T_1}{\partial y} & \frac{\partial T_1}{\partial z} \\ 1 & \frac{\partial T_2}{\partial x} & \frac{\partial T_2}{\partial y} & \frac{\partial T_2}{\partial z} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & \frac{\partial T_n}{\partial x} & \frac{\partial T_n}{\partial y} & \frac{\partial T_n}{\partial z} \end{bmatrix}, \quad \Delta X = (\Delta t, \Delta x, \Delta y, \Delta z), \quad r = (r_1, r_2, \dots, r_m).$$

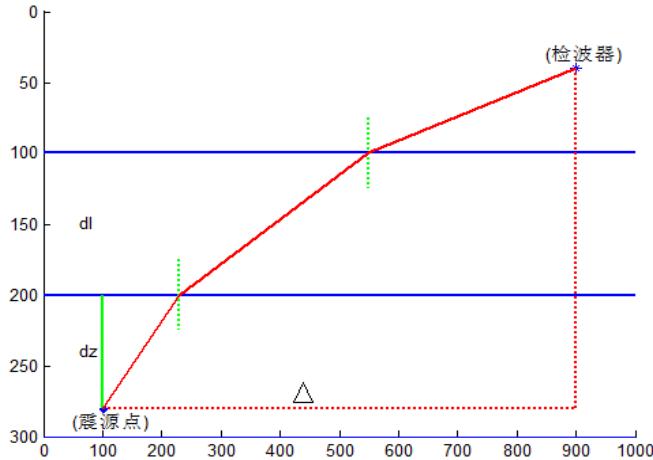
对于均匀介质，可以通过震源点到检波点之间的直线时距方程对震源点坐标直接求偏导数，建立系数矩阵。而对于层状介质，时距曲线是折线，方程较复杂，因此要用另一种建立系数矩阵的方法。如图 4.2，基于斯奈尔定律，可以建立震源点到检波点水平距离方程（ Δ ）、路程方程（ S ）和旅行时方程（ T ）。

$$\Delta = \sum_{l=1}^{j-1} \frac{d_l * \sin \theta_j}{\sqrt{\left(\frac{v_j}{v_l}\right)^2 - (\sin \theta_j)^2}} + d_z * \frac{\sin \theta_j}{\sqrt{1 - (\sin \theta_j)^2}} \quad (4.32)$$

$$S = \sum_{l=1}^{j-1} \frac{d_l}{\cos \theta_l} + \frac{d_z}{\cos \theta_j} \quad (4.33)$$

$$T = \sum_{l=1}^{j-1} \frac{d_l}{V_l * \cos \theta_l} + \frac{d_z}{V_j * \cos \theta_j} \quad (4.34)$$

其中， V 为各层的速度， θ 为各层的入射角， d_l 为各层的层厚度， d_z 为震源点到震源所在层的上界面之间的距离， j 代表震源所在层。

图 4.2 水平距离方程 (Δ)、路程方程 (S) 和旅行时方程 (T) 计算示意图Fig. 4.2 Sketch map of horizontal distance equation (Δ), path equation (S) and travel-time equation (T).

将震源点到检波点水平距离方程 (Δ)、路程方程 (S) 和旅行时方程 (T) 分别对 $\sin \theta_j$ 求偏导，得

$$\frac{\partial \Delta}{\partial \sin \theta_j} = \sum_{l=1}^{j-1} \frac{d_l}{(\cos \theta_l)^2 \sqrt{\left(\frac{v_j}{v_l}\right)^2 - (\sin \theta_j)^2}} + \frac{d_z}{(\cos \theta_j)^3} \quad (4.35)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \sin \theta_j} = \frac{\sin \theta_j}{V_j} \left[\sum_{l=1}^{j-1} \frac{d_l}{(\cos \theta_l)^2 \sqrt{\left(\frac{V_j}{V_l}\right)^2 - (\sin \theta_j)^2}} + \frac{d_z}{(\cos \theta_j)^3} \right] \quad (4.36)$$

$$\frac{\partial S}{\partial \sin \theta_j} = \sin \theta_j \left[\sum_{l=1}^{j-1} \frac{d_l}{(\cos \theta_l)^2 \sqrt{\left(\frac{V_j}{V_l}\right)^2 - (\sin \theta_j)^2}} + \frac{d_z}{(\cos \theta_j)^3} \right] \quad (4.37)$$

由公式 (4.36) 除以 (4.35) 得

$$\frac{\partial T}{\partial \Delta} = \frac{\partial T}{\partial S} \frac{\partial S}{\partial \Delta} = \frac{1}{V_j} \sin \theta_j \quad (4.38)$$

同理，通过推导可得

$$\frac{\partial T}{\partial Z_0} = \frac{\partial T}{\partial S} \frac{\partial S}{\partial Z_0} = \frac{1}{V_j} \cos \theta_j \quad (4.39)$$

$$\frac{\partial T}{\partial Y_0} = \frac{\partial T}{\partial \Delta} \frac{\partial \Delta}{\partial Y_0} = \frac{\sin \theta_j}{V_j} \frac{y_0 - y}{\Delta} \quad (4.40)$$

$$\frac{\partial T}{\partial X_0} = \frac{\partial T}{\partial \Delta} \frac{\partial \Delta}{\partial X_0} = \frac{\sin \theta_j}{V_j} \frac{x_0 - x}{\Delta} \quad (4.41)$$

上式中 x_0 、 y_0 为震源坐标, x 、 y 为检波器坐标。将介质假设成均匀介质并用纵横波时差法计算得到一个初始震源位置, 随后利用层状的 Geiger 迭代公式计算准确的震源坐标。这种反复的迭代过程需要一个终止条件, 本文给出了三个终止条件:

- 1、 $\Delta X < \phi$, 在这里 ϕ 为一个极小量;
- 2、第 n 次的计算的校正量与第 $n-1$ 次计算的校正量之间的差的绝对值小于某一小量, 即 $|\Delta X_n - \Delta X_{n-1}| < \varepsilon$;
- 3、迭代 n 次迭代结束, 这里 n 为预先设置的迭代次数。

4.3.3 纵横波时差法-Geiger 联合定位流程

纵横波时差法-Geiger 联合定位流程为:

- 1、将介质假设成均匀介质, 计算其平均速度作为定位速度, 利用纵横波时差法结合相位角计算方法确定初始震源位置;
- 2、利用得到的初始震源位置以及测井数据建立的层状速度模型, 计算层状介质的 Geiger 迭代定位系数矩阵, 建立校方程组;
- 3、应用最小二乘法解方程组, 得到震源的校正量, 将计算的校正量加到初始震源上作为新的震源;
- 4、判断终止条件, 如果满足终止条件, 则输出震源位置为最终的定位结果,如果不满足终止条件, 则返回第 2 步继续计算, 直到达到要求为止 (图 4.3)。

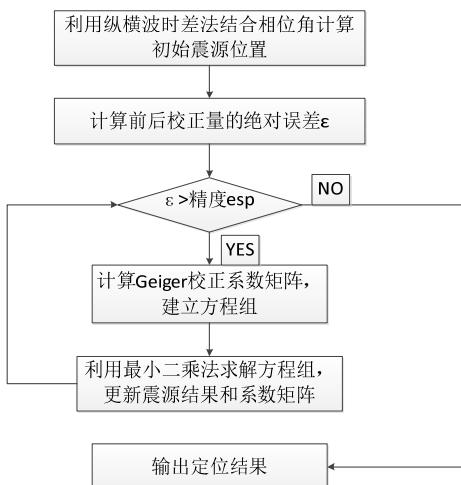


图 4.3 纵横波时差法-Geiger 联合定位流程图

Fig. 4.3 Location flow sheet with time lag method of P and S wave combined with Geiger method.

4.4 纵横波时差-Geiger 联合定位方法应用

为了验证改进的纵横波时差-Geiger 联合定位方法的精确度和稳定性，本文将其应用于均匀介质模型和水平层状介质模型中。最后将该方法应用于实际微地震事件定位中。目前，微地震监测系统主要分为地面监测和井中监测两类。在本节中，分别根据两类观测系统进行了模拟数据的定位。

4.4.1 均匀介质模型

首先在均匀介质情况下，对本文定位方法进行了验证。选取的地面观测系统参数如表 4.1 所示。X、Y、Z 为 12 个三分量地面检波器的三维坐标。震源点位于(200m, -680m, 1300m)处，计算的相位角和偏振角如表所示。模型的纵波速度为 4500m/s，横波速度为 2650m/s。

表 4.1 检波器坐标、相位角和偏振角

Table 4.1 Detector coordinates, phase angle and polarization angle.

X(m)			Y(m)		Z(m)		相位角(弧度)		偏振角(弧度)	
481	600	-440	-560	0	0	0	3.8485	3.4330	0.2770	0.3108
500	620	-460	-580	0	0	0	3.7743	3.3753	0.2787	0.3206
523	642	-480	-600	0	0	0	3.6960	3.3206	0.2843	0.3327
540	660	-500	-620	0	0	0	3.6285	3.2713	0.2877	0.3428
560	680	-520	-640	0	0	0	3.5598	3.2247	0.2842	0.3548
585	700	-540	-660	0	0	0	3.4904	3.1816	0.3053	0.3674

合成的微地震记录如图 4.4 所示。在无噪情况下，我们首先对模拟数据进行 P、S 波的初至拾取，根据纵横波时差定位原理进行微地震事件定位。准确的纵波初至时间为 0.300334、0.300485、0.300972、0.301273、0.301862、0.302893、0.303429、0.304404、0.305648、0.306731、0.308080、0.309552(单位 s)，准确的横波初至时间为 0.510001、0.510258、0.511085、0.511596、0.512597、0.514347、0.515257、0.516912、0.519024、0.520864、0.523156、0.525654(单位 s)。计算的定位结果如图 4.5 所示。圆圈为实际微地震事件位置，星号为地面 12 个检波器位置，十字为计算得到的震源位置。在零误差时的定位结果与实际震源位置完全吻合，说明了该方法的有效性。可以看出，在均匀介质中，如果能够拾取准确的时差，则可计算出准确的微地震震源位置，而无需进行 Geiger 方法的位置校正。

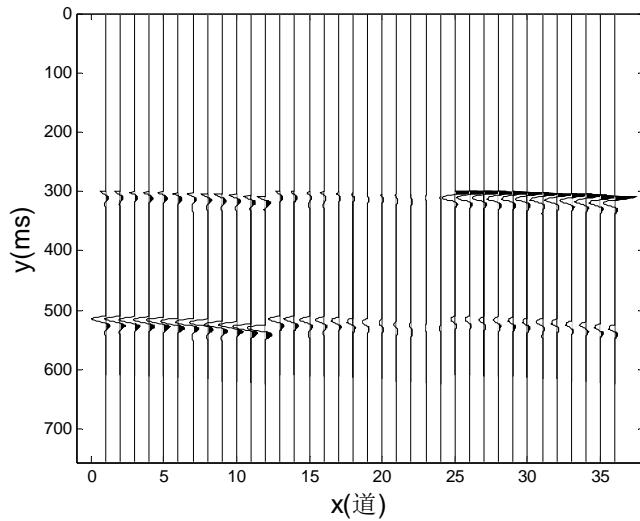


图 4.4 均匀介质地面接收合成微地震记录

Fig. 4.4 Records of synthetic seismogram on surface.

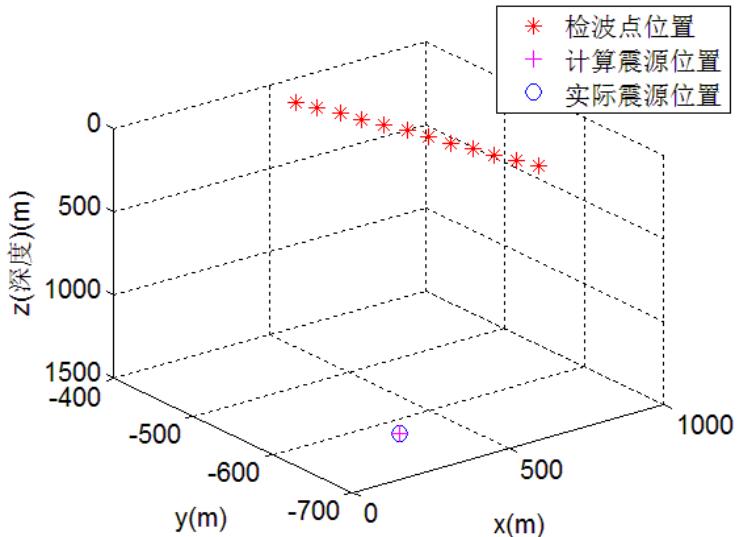


图 4.5 均匀介质地面接收纵横波微地震定位测试结果

Fig. 4.5 Location result in homogeneous media from surface data.

随后，我们进行了均匀介质中井中观测系统的测试。仍由 12 个三分量检波器进行微地震事件的监测，其坐标位置已由表 4.2 列出。垂直方向每隔 30m 设置检波器。由于检波器垂直放置，得到的相位角相同，偏振角有所不同。实际震源位置为 (278m, -600m, 2215m)，纵波速度为 4500m/s，横波速度为 2650m/s。合成的微地震记录如图 4.6 所示。

表 4.2 检波器坐标、相位角和偏振角

Table 4.2 Detector coordinates, phase angle and polarization angle.

X(m)	Y(m)	Z(m)	相位角(弧度)	偏振角(弧度)
481	481	-449	3.7811	0.4014
481	481	-449	3.7811	0.4204
481	481	-449	3.7811	0.4410
481	481	-449	3.7811	0.4637
481	481	-449	3.7811	0.4877
481	481	-449	3.7811	0.5160
				0.5464
				0.5802
				0.6156
				0.6570
				0.7056
				0.7585

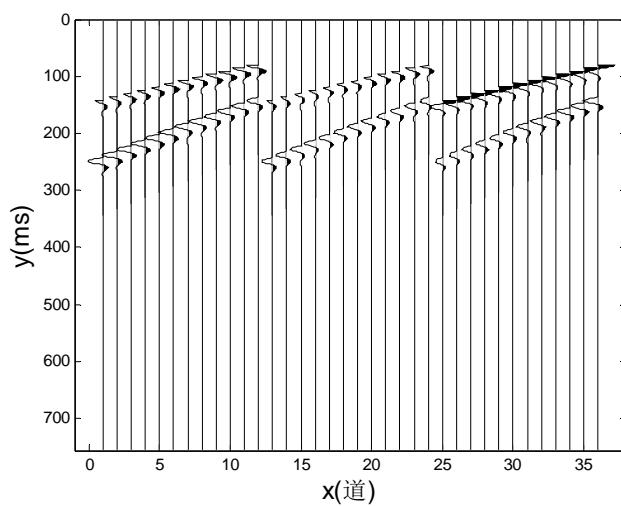


图 4.6 均匀介质直井接收合成微地震记录

Fig. 4.6 Records of synthetic seismogram in borehole.

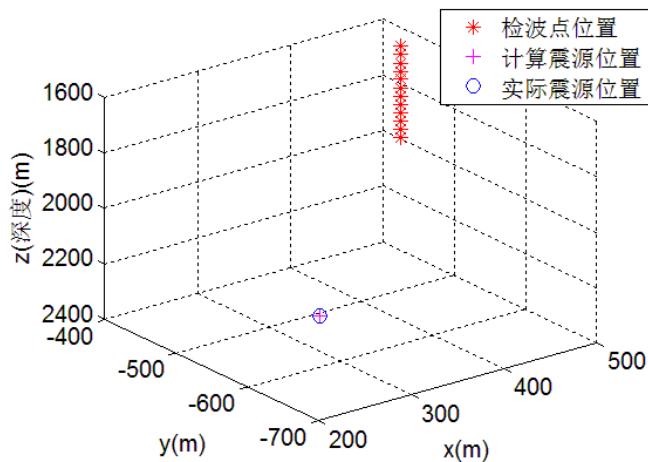


图 4.7 均匀介质井中接收纵横波微地震定位测试结果

Fig. 4.7 Location result in homogeneous media from borehole data.

准确的纵波初至时间为 0.134884、0.137772、0.131713、0.125717、0.119987、0.113947、0.108199、0.102561、0.097236、0.092053、0.086701、0.081740(单位 s), 准确的横波初至时间为 0.244331、0.233952、0.223664、0.213482、0.203752、0.193496、0.183734、0.174161、0.165117、0.156317、0.147227、0.138804(单位 s)。计算的定位结果如图 4.7 所示。图中星号为检波器坐标位置, 圆圈为实际的震源位置, 十字为计算得到的震源位置。在零误差时的定位结果与实际震源位置完全吻合, 说明该方法的对井中观测系统的有效性和精确性。在均匀介质中, 初至拾取的精确程度对震源定位的准确度起决定性作用, 若能拾取准确的初至, 则能直接进行定位, 无需 Geiger 校正。

4.4.2 水平层状介质模型

实际生产中, 地下介质构造复杂, 基于页岩层的水平特性, 可将其近似认为水平层状介质。因此本文利用水平层状介质模型验证纵横波时差-Geiger 联合定位理论。同样的, 首先考虑地面监测观测系统, 具体参数见表 4.3。12 个三分量检波器坐标和相位角及偏振角已给出。

表 4.3 检波器坐标、相位角和偏振角

Table 4.3 Detector coordinates, phase angle and polarization angle.

X(m)			Y(m)		Z(m)		相位角(弧度)		偏振角(弧度)	
481	600	-440	-560	0	0	0	2.3905	2.3818	0.2864	0.4014
500	620	-460	-580	0	0	0	2.3907	2.3806	0.3058	0.4197
523	642	-480	-600	0	0	0	2.3931	2.3817	0.3269	0.3486
540	660	-500	-620	0	0	0	2.3856	2.3784	0.3448	0.4553
560	680	-520	-640	0	0	0	2.3848	2.3775	0.3639	0.4727
585	700	-540	-660	0	0	0	2.3897	2.3766	0.3852	0.4898

震源点坐标为(200m, -180m, 1300m), 模型介质共有六层, 其纵波速度分别为(4410, 4570, 5080, 4780, 4500, 4600)m/s, 横波速度为(2550, 2645, 2950, 2850, 2650, 2750)m/s。合成的微地震记录如图 4.8 所示。

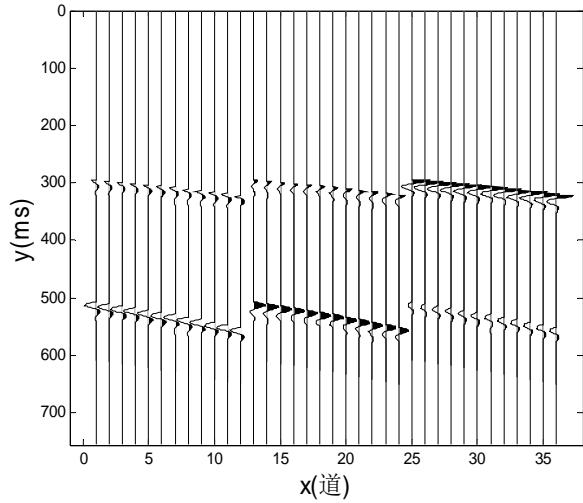


图 4.8 水平层状介质地面接收合成微地震记录

Fig. 4.8 Records of synthetic seismogram on surface in layer media.

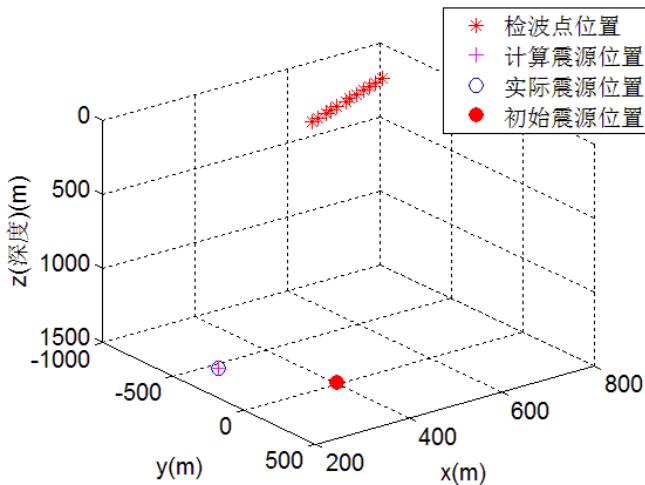


图 4.9 水平层状介质地面接收微地震纵横波-Geiger 定位测试结果

Fig. 4.9 Location result in layer media from surface data.

准确的纵波初至时间为 0.296460、0.298213、0.300281、0.302156、0.304296、0.306843、0.308903、0.311364、0.314061、0.316590、0.319350、0.322204(单位 s)，准确的横波初至时间为 0.508630、0.511636、0.515181、0.518396、0.522066、0.526434、0.529965、0.534185、0.538810、0.543145、0.547877、0.552771(单位 s)。利用拾取的初至时间通过纵横波联合定位方法，在假设介质为均匀介质时，得到的初始震源位置为图 4.9 中实心圆圈。与实际震源位置(空心圆圈)相差较大。经过 Geiger 理论校正后，得到的最终定位结果(十字)与实际震源位置吻合，证明

了改进的纵横波-Geiger 联合定位理论对于水平层状介质中震源定位的适应性和准确性。

同样，本文也对井中监测系统进行了验证。其观测系统参数见表 4.4。由于井中监测模型的检波器在水平面上存在差异，导致相位角有所变化。此种情况下，震源定位难度有所增加。实际震源点坐标为(278m, -600m, 2215m)，水平层状介质共分为六层，其纵波速度分别为(4410, 4570, 5080, 4780, 4500, 4600)m/s，横波速度为(2550, 2645, 2950, 2850, 2650, 2750)m/s。合成的微地震记录如图 4.10。

表 4.4 检波器坐标、相位角和偏振角

Table 4.4 Detector coordinates, phase angle and polarization angle.

X(m)		Y(m)		Z(m)		相位角(弧度)		偏振角(弧度)	
481	487	-449	-456	1619	1799	3.7811	3.7449	0.4014	0.5478
483	488.5	-451	-457.5	1649	1829	3.7701	3.7367	0.4210	0.5824
483	489	-452	-458	1679	1858	3.7669	3.7340	0.4408	0.6190
484	490	-453	-459	1709	1887	3.7614	3.7258	0.4638	0.6601
485.5	491	-454.5	-460	1738	1918	3.7531	3.7231	0.4884	0.7092
486	492	-455	-461	1769	1948	3.7504	3.7276	0.5169	0.7628

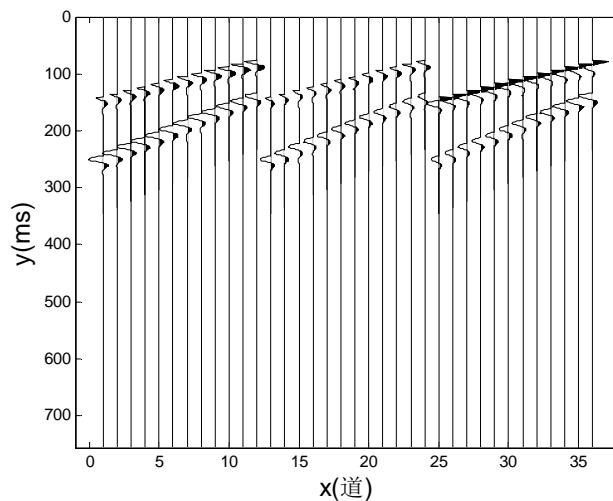


图 4.10 水平层状介质井中接收合成微地震记录

Fig. 4.10 Records of synthetic seismogram in borehole in layer media.

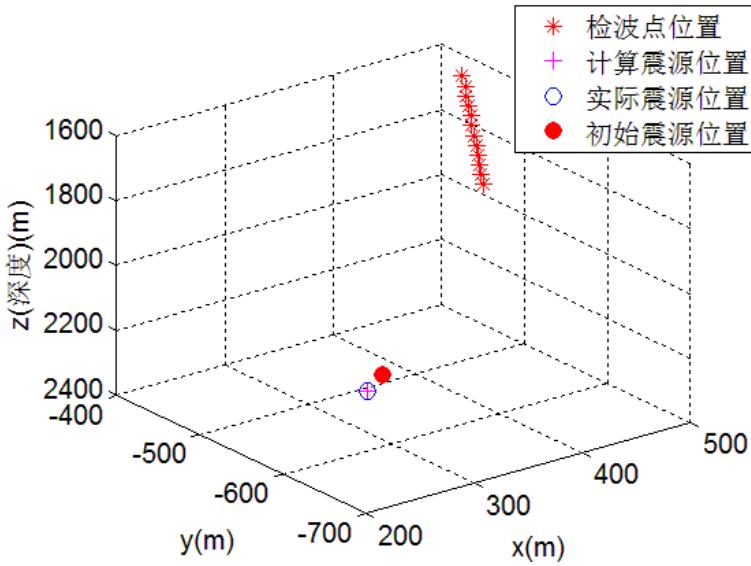


图 4.11 水平层状介质井中接收微地震纵横波-Geiger 定位测试结果

Fig. 4.11 Location result in layer media from subsurface data.

假设模型介质为均匀介质，应用纵横波联合定位理论得到初始震源位置（实心圆），其与实际震源位置（空心圆）存在误差，但相比地面观测系统误差较小。原因是在井中进行监测，检波器与震源的距离较短，波的传播路径较短，因此波在介质中的偏移较小，进而误差较小。这也是在粗略了解速度的情况下，井中监测的精度大于地面监测的原因所在。经过 Geiger 理论校正后，得到最终的定位结果（十字星）。其位置与实际震源位置吻合，证明了本文改进方法对水平层状介质中井中监测微地震定位的精确性和有效性。

4.4.3 实际数据定位结果展示

实际微地震监测数据更为复杂。受多种因素的影响。本文选取了中国四川某区块的水平井压裂某一井段井中监测数据进行试验。其检波器坐标见表 4.5。

表 4.5 检波器坐标

Table 4.5 Coordinates of receivers.

X(m)	481.441	482.368	482.888	483.245	483.535	483.731
	483.942	484.436	485.451	486.845	488.639	490.245
Y(m)	-449.505	-451.401	-452.172	-452.581	-452.947	-453.302
	-453.599	-453.877	-454.286	-455.017	-456.227	-457.34
Z(m)	1619.13	1649.05	1679.03	1709.02	1738.02	1769.02
	1799.01	1829	1858.98	1887.94	1918.87	1948.8

射孔点位置为(277.99m, 280.24m, 2022.83m)。将介质简化为层状介质，利用上述纵横波-Geiger联合定位方法得到的定位结果如图4.12、图4.13、图4.14所示。

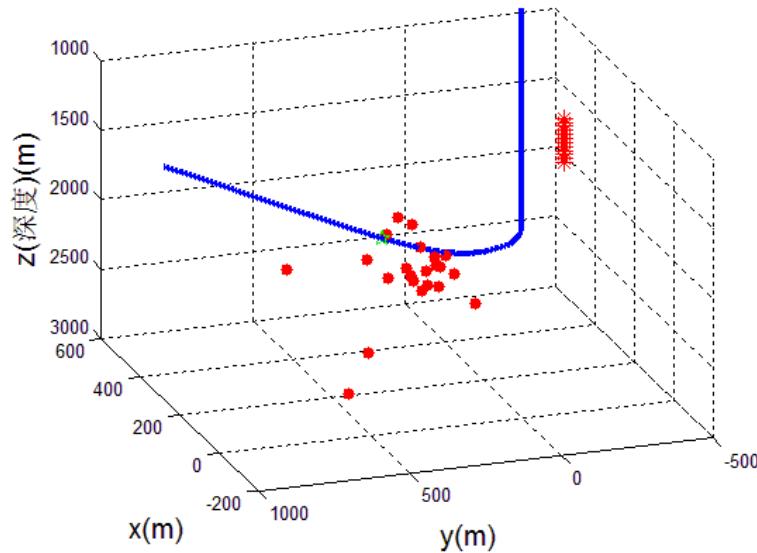


图4.12 纵横波定位震源定位结果

Fig. 4.12 Location result with P-S wave method.

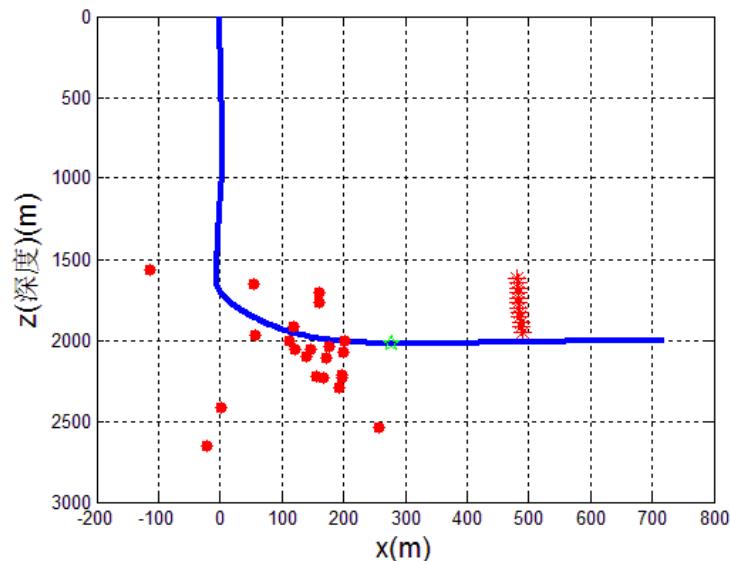


图4.13 纵横波定位结果xoz面显示

Fig. 4.13 Location result in XOZ plane.

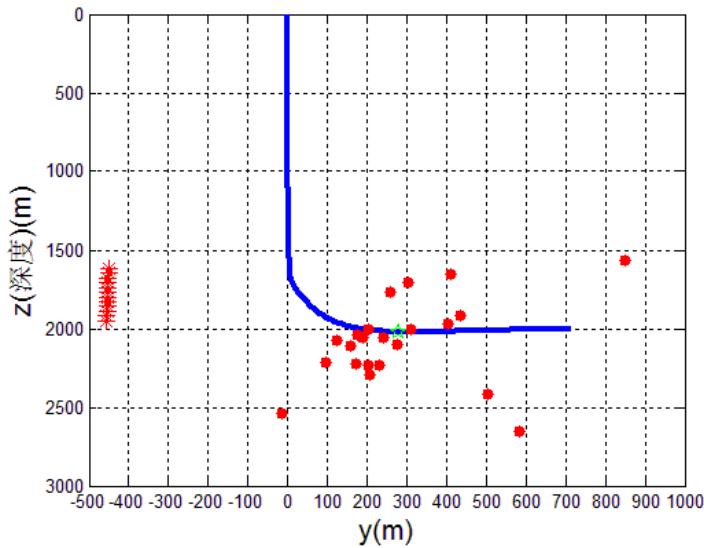


图 4.14 纵横波定位结果 yoz 面显示

Fig. 4.14 Location result in YOZ plane.

图中‘*’代表检波点位置，‘•’代表得到的震源位置，‘☆’代表射孔点位置，图中的曲线为压裂井轨迹。图中是 22 个震源的定位结果。从震源定位点的空间分布，基本上分布在压裂井的压裂点附近。

4.5 本章小结

本文将纵横波时差法与经典的 Geiger 定位方法相结合，实现了在均匀介质以及层状介质中的理论定位测算结果，取得了较好的效果。通过对实际数据的处理，验证了该方法的可行性。该方法有几点因素对定位的结果影响较大：一，初至时间的拾取。初至时间的误差在将方程线性简化时会将误差放大从而增加定位的误差；二，速度模型的建立。一般认为速度模拟的误差对定位结果的影响较小，因为微地震的震源事件位置与检波点记录位置很接近，测井数据得到的速度模型较接近实际的地下情况；三，对于井中接收记录来说，方位角的确定对定位结果也有较大的影响。一个较准确的方位角有助于得到一个较准确的初始震源点，为 Geiger 迭代定位提供帮助。

第5章 震源机制矩张量正演模拟

微地震监测技术是监测水力压裂效果的一个有效途径。裂缝系统的预测十分复杂，不同裂缝机制产生的震源和记录不同。因此，根据微地震记录求取震源机制是了解裂缝系统的关键所在。微地震矩张量是表达微地震事件震源机制的主要方式。通过震源机制矩张量的表示方法进行波场模拟，可以为裂缝的描述及特征提供理论依据，为后续的震源类型快速识别、裂缝预测及解释奠定基础。

任意的震源机制都可以分解为三个部分^[89]：均匀震源(ISO)、双力偶震源(DC)和补偿线性矢量偶极震源(CLVD)。ISO震源由爆炸或内爆的应力产生；DC震源一般由伴随断层产生的错动引起；CLVD震源通常情况下伴随ISO震源产生，但是其机理更为复杂^[72]。通过对这些不同震源类型的波场进行数值模拟，可以分析其机理和记录信号特征。

通常情况下，地震正演模拟主要分为两类：解析解数值模拟和数值解数值模拟。在天然地震中，主要应用格林函数法进行解析解的数值模拟^[90]。由于计算速度快，地球模型较大，不需要很高的精度，使得该种方法在天然地震领域得到很大的发展。但这种方法对于非均匀介质需要求出精确的波动传播方程，而表达式很难描述介质速度的变化以及各向异性的变化，因此，这种方法在进行各向异性介质波场模拟时，适应性较差。第二种模拟方法主要应用在地震勘探领域^[91]。如常用的有限差分、有限元、边界元等方法。其优点在于能够对多种介质包括各向异性介质进行波场模拟^[60]，但目前最常用的震源只是爆炸震源，而不包含其它两类震源的模拟。因此，在页岩气微地震震源机制的模拟中，先前的方法存在不足。本文将描述震源机制的矩张量理论与弹性波方法进行结合，提出了震源机制矩张量弹性波正演模拟方法，它能够适应多种震源、复杂介质波场模拟的要求，从而，相对真实的反应微地震震源机制的特征。

5.1 弹性波方程有限差分波场模拟

各向异性介质中的弹性波波动方程是研究地震各向异性的理论基础，是研究地震波在复杂介质中传播规律的根本出发点。根据弹性动力学原理，有三个基本方程^[92-93]：本构方程，即广义胡克定律(Hooke's Law)；运动微分方程(Navier-Stokes Equation) 和几何方程(Cauchy Equation)。它们系统的描述了弹性介质内部质点的位移、应力和应变之间相互联系的普遍规律，是建立各向异性弹性波波动方程的基础。

5.1.1 本构方程（物理方程）

本构方程描述的是微分体上应力和应变之间的物理关系，它是介质固有物理性质的反映。在弹性范围内基于两种方式：Green 弹性和 Cauchy 弹性。一般表达式为：

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \varepsilon_{kl} \quad (5.1)$$

该式称为广义胡克定律。其中， σ_{ij} 为应力张量， ε_{kl} 为应变张量， C_{ijkl} 为刚度张量，又称为弹性矩阵，其元素称为弹性刚度常数，简称弹性常数。

将广义胡克定律写成 Voigt 矩阵形式，并可简化为：

$$\boldsymbol{\sigma} = C \boldsymbol{\varepsilon} \quad (5.2)$$

其中，

$$\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_{11}, \sigma_{12}, \sigma_{33}, \sigma_{23}, \sigma_{31}, \sigma_{12})^T \quad (5.3)$$

$$\boldsymbol{\varepsilon} = (\varepsilon_{11}, \varepsilon_{12}, \varepsilon_{33}, \varepsilon_{23}, \varepsilon_{31}, \varepsilon_{12})^T \quad (5.4)$$

$$C = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & c_{14} & c_{15} & c_{16} \\ c_{21} & c_{22} & c_{23} & c_{24} & c_{25} & c_{26} \\ c_{31} & c_{32} & c_{33} & c_{34} & c_{35} & c_{36} \\ c_{41} & c_{42} & c_{43} & c_{44} & c_{45} & c_{46} \\ c_{51} & c_{52} & c_{53} & c_{54} & c_{55} & c_{56} \\ c_{61} & c_{62} & c_{63} & c_{64} & c_{65} & c_{66} \end{bmatrix} \quad (5.5)$$

对于三斜对称各向异性介质，刚度系数矩阵为：

$$C = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & c_{14} & c_{15} & c_{16} \\ c_{12} & c_{22} & c_{23} & c_{24} & c_{25} & c_{26} \\ c_{13} & c_{23} & c_{33} & c_{34} & c_{35} & c_{36} \\ c_{14} & c_{24} & c_{34} & c_{44} & c_{45} & c_{46} \\ c_{15} & c_{25} & c_{35} & c_{45} & c_{55} & c_{56} \\ c_{16} & c_{26} & c_{36} & c_{46} & c_{56} & c_{66} \end{bmatrix} \quad (5.6)$$

对于正交对称各向异性介质，刚度系数矩阵为：

$$C = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{22} & c_{23} & 0 & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{23} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{66} \end{bmatrix} \quad (5.7)$$

发育一组水平裂隙的地质体；由水平薄互层组成的地质体，VTI介质，刚度系数矩阵为：

$$C = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{66} \end{bmatrix} \quad (5.8)$$

其中， $c_{12} = c_{11} - 2c_{66}$ 。

发育一组垂直裂缝的地质体，HTI介质，刚度系数矩阵为：

$$C = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{13} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{33} & c_{23} & 0 & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{23} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{55} \end{bmatrix} \quad (5.9)$$

其中， $c_{23} = c_{33} - 2c_{44}$ 。

各向同性介质刚度系数矩阵为：

$$C = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{12} & c_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} \end{bmatrix} \quad (5.10)$$

其中， $c_{11} = \lambda + 2\mu$ ， $c_{12} = \lambda$ ， $c_{44} = \mu$ ，即：

$$C = \begin{bmatrix} \lambda + 2\mu & \lambda & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda + 2\mu & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda & \lambda + 2\mu & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mu & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mu \end{bmatrix} \quad (5.11)$$

5.1.2 平衡微分方程（运动微分方程）

运动微分方程描述的是位移、应力和体力之间的关系。表示物体内任一点的微分体的平衡条件。当非零外力作用于弹性物体时，该外力要转化为物体的应力，并使弹性介质内部产生应变或位移，形成弹性波场。在此期间，弹性介质的应力、应变和位移以及能量都是动态变化的。在微分体积元尺度下，这种动态变化可以用牛顿第二定律描述，由此可建立运动微分方程：

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + \rho f_i \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (5.12)$$

其中， σ_{ij} 为应力分量； u_i 为位移； ρ 为密度， f_i 为震源。即

$$\begin{bmatrix} \rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} \\ \rho \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} \\ \rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial x} & 0 & 0 & 0 & \frac{\partial}{\partial z} & \frac{\partial}{\partial y} \\ 0 & \frac{\partial}{\partial y} & 0 & \frac{\partial}{\partial z} & 0 & \frac{\partial}{\partial x} \\ 0 & 0 & \frac{\partial}{\partial z} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial x} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \\ \sigma_{yz} \\ \sigma_{xz} \\ \sigma_{xy} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \rho f_x \\ \rho f_y \\ \rho f_z \end{bmatrix} \quad (5.13)$$

应用的基本假设条件为：应力可以用连续函数表示，变形前的尺寸代替变形后的尺寸。相对于理论力学和材料力学，弹性力学考虑的是微分体的平衡，因此更加精确。

5.1.3 几何方程

几何方程描述的是位移与应变之间的关系，表示任一点的微分线段上的形变与位移之间的关系。其表达式为：

$$\varepsilon_{ij} = \begin{cases} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} & i, j = x, y, z \\ \frac{\partial u_i}{\partial x_j} & i = j \end{cases} \quad (5.14)$$

其中， ε 为应变向量， u 为位移矢量。

该方程适用于介质区域的任一点，它的适应条件和平衡微分方程一样，要求介质的连续性和小形变。几何方程是变形后物体连续性条件的反映和必然结果，如果形变确定，则与形变有关的位移必然确定。

5.1.4 一阶应力-速度弹性波方程

将几何方程代入本构方程得：

$$\sigma = CL^T U \quad (5.15)$$

其中， $\sigma = (\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{zz}, \sigma_{yz}, \sigma_{xz}, \sigma_{xy})^T$ 为应力分量， $U = (u_x, u_y, u_z)^T$ 为位移分量， C 为刚度系数矩阵， L 为空间微分算子：

$$L = \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial x} & 0 & 0 & 0 & \frac{\partial}{\partial z} & \frac{\partial}{\partial y} \\ 0 & \frac{\partial}{\partial y} & 0 & \frac{\partial}{\partial z} & 0 & \frac{\partial}{\partial x} \\ 0 & 0 & \frac{\partial}{\partial z} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial x} & 0 \end{bmatrix} \quad (5.16)$$

等式两边分别对 t 进行求导，得到一阶应力-速度方程

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial t} = c_{11} \frac{\partial v_x}{\partial x} + c_{12} \frac{\partial v_y}{\partial y} + c_{13} \frac{\partial v_z}{\partial z} + c_{14} \left(\frac{\partial v_y}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial y} \right) + c_{15} \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) + c_{16} \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial t} = c_{12} \frac{\partial v_x}{\partial x} + c_{22} \frac{\partial v_y}{\partial y} + c_{13} \frac{\partial v_z}{\partial z} + c_{24} \left(\frac{\partial v_y}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial y} \right) + c_{25} \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) + c_{26} \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial t} = c_{13} \frac{\partial v_x}{\partial x} + c_{23} \frac{\partial v_y}{\partial y} + c_{33} \frac{\partial v_z}{\partial z} + c_{34} \left(\frac{\partial v_y}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial y} \right) + c_{35} \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) + c_{36} \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial t} = c_{14} \frac{\partial v_x}{\partial x} + c_{24} \frac{\partial v_y}{\partial y} + c_{34} \frac{\partial v_z}{\partial z} + c_{44} \left(\frac{\partial v_y}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial y} \right) + c_{45} \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) + c_{46} \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial t} = c_{15} \frac{\partial v_x}{\partial x} + c_{25} \frac{\partial v_y}{\partial y} + c_{35} \frac{\partial v_z}{\partial z} + c_{45} \left(\frac{\partial v_y}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial y} \right) + c_{55} \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) + c_{56} \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial t} = c_{16} \frac{\partial v_x}{\partial x} + c_{26} \frac{\partial v_y}{\partial y} + c_{36} \frac{\partial v_z}{\partial z} + c_{46} \left(\frac{\partial v_y}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial y} \right) + c_{56} \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) + c_{66} \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right) \end{array} \right. \quad (5.17)$$

速度与应力关系为（即为微分速度方程）

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho \frac{\partial v_x}{\partial t} = \left(\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial v_y}{\partial t} = \rho \left(\frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial v_z}{\partial t} = \rho \left(\frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} \right) \end{array} \right. \quad (5.18)$$

公式 5.17 和 5.18 一起称为一阶应力-速度弹性波方程。将有限差分算法带入上式，即可得到波场的递推公式。

2L 阶空间差分精度时，二阶时间精度差分格式为：

$$\begin{aligned}
 \sigma_{xx}^{n+1}(i, j, k) = & \sigma_{xx}^n(i, j, k) + c_{11}(i, j, k) \frac{dt}{dx} \left(v_x^{\frac{n+1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k) - v_x^{\frac{n+1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j, k) \right) + \\
 & c_{12}(i, j, k) \frac{dt}{dy} \left(v_y^{\frac{n+1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}, k) - v_y^{\frac{n+1}{2}}(i, j - \frac{1}{2}, k) \right) + c_{13}(i, j, k) \frac{dt}{dz} \left(v_z^{\frac{n+1}{2}}(i, j, k + \frac{1}{2}) - v_z^{\frac{n+1}{2}}(i, j, k - \frac{1}{2}) \right) + \\
 & c_{14}(i, j, k) \left(\frac{dt}{dz} \left(v_y^{\frac{n+1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}, k) - v_y^{\frac{n+1}{2}}(i, j - \frac{1}{2}, k) \right) + \frac{dt}{dy} \left(v_z^{\frac{n+1}{2}}(i, j, k + \frac{1}{2}) - v_z^{\frac{n+1}{2}}(i, j, k - \frac{1}{2}) \right) \right) + \\
 & c_{15}(i, j, k) \left(\frac{dt}{dz} \left(v_x^{\frac{n+1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k) - v_x^{\frac{n+1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j, k) \right) + \frac{dt}{dx} \left(v_z^{\frac{n+1}{2}}(i, j, k + \frac{1}{2}) - v_z^{\frac{n+1}{2}}(i, j, k - \frac{1}{2}) \right) \right) + \\
 & c_{16}(i, j, k) \left(\frac{dt}{dy} \left(v_x^{\frac{n+1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k) - v_x^{\frac{n+1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j, k) \right) + \frac{dt}{dx} \left(v_y^{\frac{n+1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}, k) - v_y^{\frac{n+1}{2}}(i, j - \frac{1}{2}, k) \right) \right) \\
 v_x^{\frac{n+1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k) = & v_x^{\frac{n-1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k) + \frac{1}{\rho(i+1, j, k)} \left\{ \frac{dt}{dx} \left(\sigma_{xx}^n(i+1, j, k) - \sigma_{xx}^n(i-1, j, k) \right) + \right. \\
 & \left. \frac{dt}{dy} \left(\sigma_{xy}^n(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k) - \sigma_{xy}^n(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}, k) \right) + \frac{dt}{dz} \left(\sigma_{xz}^n(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) - \sigma_{xz}^n(i - \frac{1}{2}, j, k - \frac{1}{2}) \right) \right\}
 \end{aligned} \tag{5.19}$$

5.1.5 完全匹配层 (PML) 吸收边界条件

进行波场数值模拟时，介质的区域是有限的，计算区域外的介质参数为 0。但是当波传播到这种界面时，会产生强反射。因此需要在进行波场模拟时，消除由界面引起的反射波等干扰。目前消除或减弱边界影响的算法主要有两类：一类是透射边界条件。但这类方法对于大角度的入射波吸收效果不好；第二类为吸收边界条件，主要有衰减边界条件和完全匹配层（Perfectly Matched Layer，简称 PML）^[94-97]边界条件。这类方法目前应用广泛，主要通过扩展边界，增加吸收层，达到对入射波能量衰减的目的。本文中主要应用 PML 吸收边界方法。PML 方法的主要思想是在模拟区域外围增加完全匹配层来进行吸收衰减，该方法根本思想是将波场分量分解为垂直和平行两个分量，然后在不同分量方向上加上阻尼吸收衰减因子，进行边界吸收。

设 $v = v^\perp + v^\parallel$, $\sigma = \sigma^\perp + \sigma^\parallel$, $d(x)$ 为 x 方向上的阻尼因子，根据各向异性一阶应力-速度方程，得沿 x 方向上的吸收层边界方程具体形式为：

$$\begin{cases} \frac{\partial v_x^{\perp x}}{\partial t} + d^x v_x^{\perp x} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} \\ \frac{\partial v_y^{\perp x}}{\partial t} + d^x v_y^{\perp x} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} \\ \frac{\partial v_z^{\perp x}}{\partial t} + d^x v_z^{\perp x} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} \end{cases} \quad (5.20)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial \sigma_{xx}^{\perp x}}{\partial t} + d^x \sigma_{xx}^{\perp x} = C_{11} \frac{\partial v_x}{\partial x} + C_{16} \frac{\partial v_y}{\partial x} + C_{15} \frac{\partial v_z}{\partial x} \\ \frac{\partial \sigma_{yy}^{\perp x}}{\partial t} + d^x \sigma_{yy}^{\perp x} = C_{12} \frac{\partial v_x}{\partial x} + C_{26} \frac{\partial v_y}{\partial x} + C_{25} \frac{\partial v_z}{\partial x} \\ \frac{\partial \sigma_{zz}^{\perp x}}{\partial t} + d^x \sigma_{zz}^{\perp x} = C_{13} \frac{\partial v_x}{\partial x} + C_{36} \frac{\partial v_y}{\partial x} + C_{35} \frac{\partial v_z}{\partial x} \\ \frac{\partial \sigma_{yz}^{\perp x}}{\partial t} + d^x \sigma_{yz}^{\perp x} = C_{14} \frac{\partial v_x}{\partial x} + C_{46} \frac{\partial v_y}{\partial x} + C_{45} \frac{\partial v_z}{\partial x} \\ \frac{\partial \sigma_{xz}^{\perp x}}{\partial t} + d^x \sigma_{xz}^{\perp x} = C_{15} \frac{\partial v_x}{\partial x} + C_{56} \frac{\partial v_y}{\partial x} + C_{55} \frac{\partial v_z}{\partial x} \\ \frac{\partial \sigma_{xy}^{\perp x}}{\partial t} + d^x \sigma_{xy}^{\perp x} = C_{16} \frac{\partial v_x}{\partial x} + C_{66} \frac{\partial v_y}{\partial x} + C_{65} \frac{\partial v_z}{\partial x} \end{cases} \quad (5.21)$$

进行差分时, $A_x^{\perp x} = \frac{1}{2}((A_x^{\perp x})^{n+1} + (A_x^{\perp x})^n)$, 得到各向异性介质中的差分格式:

$$\begin{aligned} v_x^{n+1}(i^+, j, k) &= (v_x^{\perp x})^{n+1}(i^+, j, k) + (v_x^{\perp y})^{n+1}(i^+, j, k) + (v_x^{\perp z})^{n+1}(i^+, j, k) \\ (v_x^{\perp x})^{n+1}(i^+, j, k) &= \frac{1}{1 + 0.5 dt d_i^x} \left\{ (1 + 0.5 dt d_i^x) (v_x^{\perp x})^n(i^+, j, k) + \frac{dt}{\rho(i^+, j, k)} L_x^+ [\sigma_{xx}^{n+}(i, j, k)] \right\} \\ (v_x^{\perp y})^{n+1}(i^+, j, k) &= \frac{1}{1 + 0.5 dt d_j^x} \left\{ (1 + 0.5 dt d_j^x) (v_x^{\perp y})^n(i^+, j, k) + \frac{dt}{\rho(i^+, j, k)} L_x^- [\sigma_{xy}^{n+}(i^+, j^+, k)] \right\} \\ (v_x^{\perp z})^{n+1}(i^+, j, k) &= \frac{1}{1 + 0.5 dt d_k^x} \left\{ (1 + 0.5 dt d_k^x) (v_x^{\perp z})^n(i^+, j, k) + \frac{dt}{\rho(i^+, j, k)} L_x^- [\sigma_{xz}^{n+}(i^+, j, k^+)] \right\} \\ \sigma_{xx}^{n+}(i, j, k) &= (\sigma_{xx}^{\perp x})^{n+}(i, j, k) + (\sigma_{xx}^{\perp y})^{n+}(i, j, k) + (\sigma_{xx}^{\perp z})^{n+}(i, j, k) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
(\sigma_{xx}^{\perp x})^{n+}(i, j, k) &= \frac{1}{1 + 0.5dtd_i^x} \left\{ (1 + 0.5dtd_i^x)(\sigma_{xx}^{\perp x})^{n-}(i, j, k) + dtC_{11}(i, j, k)L_x^-\left[v_x^n(i^+, j, k)\right] \right. \\
&\quad \left. + dtC_{16}(i, j, k)L_x^-\left[v_y^n(i, j^+, k)\right] + dtC_{15}(i, j, k)L_x^-\left[v_z^n(i, j, k^+)\right] \right\} \\
(\sigma_{xx}^{\perp y})^{n+}(i, j, k) &= \frac{1}{1 + 0.5dtd_j^y} \left\{ (1 + 0.5dtd_j^y)(\sigma_{xx}^{\perp y})^{n-}(i, j, k) + dtC_{11}(i, j, k)L_y^-\left[v_y^n(i, j^+, k)\right] \right. \\
&\quad \left. + dtC_{16}(i, j, k)L_y^-\left[v_x^n(i^+, j, k)\right] + dtC_{14}(i, j, k)L_y^-\left[v_z^n(i, j, k^+)\right] \right\} \\
(\sigma_{xx}^{\perp z})^{n+}(i, j, k) &= \frac{1}{1 + 0.5dtd_k^z} \left\{ (1 + 0.5dtd_k^z)(\sigma_{xx}^{\perp z})^{n-}(i, j, k) + dtC_{11}(i, j, k)L_z^-\left[v_z^n(i, j, k^+)\right] \right. \\
&\quad \left. + dtC_{14}(i, j, k)L_z^-\left[v_y^n(i, j^+, k)\right] + dtC_{15}(i, j, k)L_z^-\left[v_x^n(i^+, j, k)\right] \right\}
\end{aligned} \tag{5.22}$$

其中, $d(x) = d_0 \left(\frac{x}{\delta}\right)^4$, $d_0 = \log\left(\frac{1}{R}\right) \frac{3V_p}{2\delta}$, R 为理论反射系数, δ 为 PML 吸收层厚度。根据公式 5.22 可以对各向异性介质进行三维弹性波场模拟。

5.2 震源激发理论

5.2.1 三类基本震源激发方法

在常规地震勘探的正演模拟中, 震源函数 f_i 是不包含角度、偏振等信息的。但是在压裂裂缝过程中, 产生的微地震震源通常是比常规地震复杂的, 包含的震源类型及角度特征更丰富。地震矩张量 (Seismic Moment Tensor, 简写为 SMT) 是描述这一复杂震源的有利工具。本文将地震矩张量理论与弹性波方程结合来描述三种基本的震源类型: ISO、DC 和 CLVD。该项研究是基于 Graves 在 1996 年提出的震源加载方法^[98], 在震源的强度及矩张量的表达方式上有所改变。在震源加载分类中, 主要有两种最为普遍: 将震源加载在应力场^[60,99]和速度场^[98,100]。本文中所用的方法是将震源加载在速度场中。

所有震源都可以由 9 对基本的力偶来表示 (如图 5.1)^[52], 其表达式为:

$$M = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} \\ M_{31} & M_{32} & M_{33} \end{bmatrix}, \tag{5.23}$$

其中 M 为矩张量, M_{ij} ($i=1, 2, 3; j=1, 2, 3$) 为每对基本力偶。本文首先讨论位于 X 分量的力偶 f_x 。它包含三个分量: M_{11} , M_{12} , M_{13} , 分别位于 X, Y, Z 轴(如图 2.1)。矩张量中的力矩为 dx , 所以所受力要除以 dx 。因此, 力矩 M_{11} 的表达式为:

$$fx_{i+1/2,j,k} = \frac{M_{11}dt}{\rho V dx} f(t), fx_{i-1/2,j,k} = -\frac{M_{11}dt}{\rho V dx} f(t), \quad (5.24)$$

其中, dt 为采样间隔, ρ 为该受力点出的密度, V 为网格单元的体积 $V = dx dy dz$, $f(t)$ 为无量纲的单位震源。类似的, M_{12} 和 M_{13} 可表示为:

$$fx_{i+1/2,j,k} = \frac{M_{12}dt}{\rho V dy} f(t), fx_{i+1/2,j-1,k} = -\frac{M_{12}dt}{\rho V dy} f(t), \quad (5.25)$$

和

$$fx_{i+1/2,j,k} = \frac{M_{13}dt}{\rho V dz} f(t), fx_{i+1/2,j-1,k} = -\frac{M_{13}dt}{\rho V dz} f(t). \quad (5.26)$$

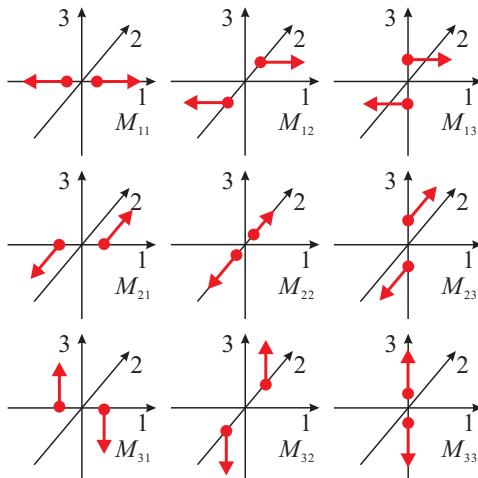


图 5.1 9 种基本力偶关系 (Aki and Richard, 1980)

Fig. 5.1 Seismic moment tensors with nine possible couples.

分量 f_y 和 f_z 有类似的表达式。通过对这 9 中基本的力偶进行组合, 可以产生全部的基本震源 ISO、DC 和 CLVD 类型。本文只讨论最有代表性的三类震源。其表达式为 (Vavryčuk, 2005):

$$M_{ISO} = \begin{bmatrix} M_{11} & 0 & 0 \\ 0 & M_{22} & 0 \\ 0 & 0 & M_{33} \end{bmatrix}, M_{DC} = \begin{bmatrix} 0 & M_{12} & 0 \\ M_{21} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, M_{CLVD} = \begin{bmatrix} M_{11} & 0 & 0 \\ 0 & M_{22} & 0 \\ 0 & 0 & -2M_{33} \end{bmatrix}. \quad (5.27)$$

将前文提到的有限差分方法与矩张量理论结合, 可以得到三种基本震源的有限差分格式, 如图 5.2 所示。运用此差分格式, 可以模拟三种基本震源的波场及地震记录。

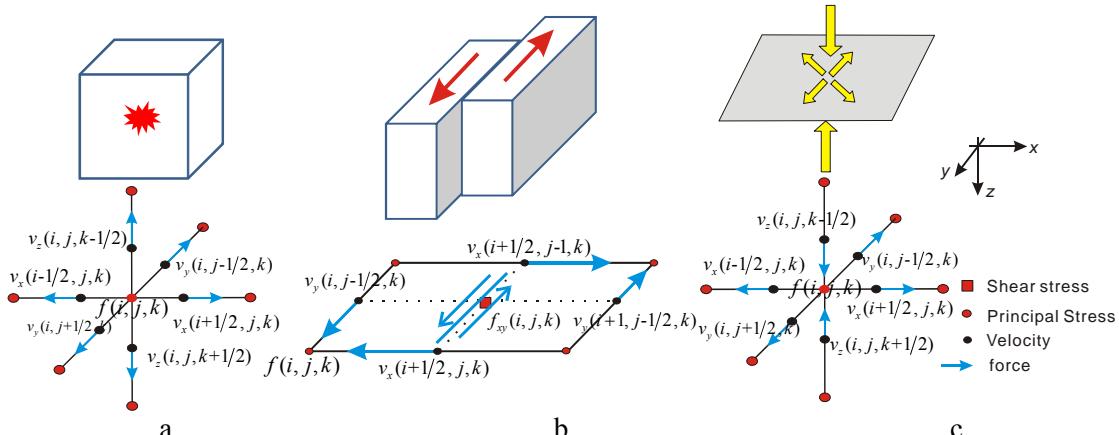


图 5.2 三种基本震源类型的交错网格有线差分格式示意图: a) ISO 震源中的均匀扩散应力源; b) DC 震源中的 XYO 水平面剪切力源; c) CLVD 震源中的水平面均匀扩张, 垂直方法挤压源

Figure 5.2 Sketch map and FD schemes of three kinds of sources. a) ISO source as explosive source an example. b) DC source of shear force on x-y plane. c) CLVD source. Red circles are represented principal stress, red boxes are shear stress, black circles are velocities and blue arrows are represented the directions of force.

图 5.2 为三种震源的震源机制示意图及其有限差分格式。选取的 ISO 震源为爆炸震源, DC 震源只考虑在 XYO 面上发生位移, CLVD 震源为水平拉张、垂直挤压类型。图 5.2a 的中心红点为主应力, 黑点为速度。在交错网格有效差分理论中, 主应力 $f(i,j,k)$ 是由周围的 6 个速度点计算得到, 因此施加了 3 对应力作为初始震源。DC 震源分量不同于 ISO 震源分量, 在本文中选取的 DC 源在水平面断层中, 一般是由剪切应力 f_{xy} 产生 (图 5.2b 中红色方框)。这种震源由 Vx 和 Vy 上两组力偶组成, 其作用的效果是产生水平面上的剪切应力。CLVD 震源的三对力偶与 ISO 震源相似, 只是在垂直方向的力偶与 ISO 相反, 且其大小为 ISO 的 2 倍。因此, 只需要改变垂直方向的力偶即可表示出 CLVD 震源分量。ISO 震源和 CLVD 震源称为非 DC 震源分量。三种基本震源的具体加载公式为:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta V_x^{n+1/2}(i+1/2, j, k) = \frac{M_{11}dt}{\rho V dx} f(dt \bullet n) \\ \Delta V_x^{n+1/2}(i-1/2, j, k) = -\frac{M_{11}dt}{\rho V dx} f(dt \bullet n) \\ \Delta V_y^{n+1/2}(i, j+1/2, k) = \frac{M_{22}dt}{\rho V dy} f(dt \bullet n) \\ \Delta V_y^{n+1/2}(i, j-1/2, k) = -\frac{M_{22}dt}{\rho V dy} f(dt \bullet n) \\ \Delta V_z^{n+1/2}(i, j, k+1/2) = \frac{M_{33}dt}{\rho V dz} f(dt \bullet n) \\ \Delta V_z^{n+1/2}(i, j, k-1/2) = -\frac{M_{33}dt}{\rho V dz} f(dt \bullet n) \end{array} \right. \quad (5.28)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta V_x^{n+1/2}(i+1/2, j, k) = -\frac{M_{12}dt}{\rho V dx} \bullet f(dt \bullet n) \\ \Delta V_x^{n+1/2}(i+1/2, j-1, k) = \frac{M_{12}dt}{\rho V dx} f(dt \bullet n) \\ \Delta V_y^{n+1/2}(i, j-1/2, k) = \frac{M_{21}dt}{\rho V dy} f(dt \bullet n) \\ \Delta V_y^{n+1/2}(i+1, j-1/2, k) = -\frac{M_{21}dt}{\rho V dy} f(dt \bullet n) \end{array} \right. \quad (5.29)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta V_x^{n+1/2}(i+1/2, j, k) = \frac{M_{11}dt}{\rho V dx} f(dt \bullet n) \\ \Delta V_x^{n+1/2}(i-1/2, j, k) = -\frac{M_{11}dt}{\rho V dx} f(dt \bullet n) \\ \Delta V_y^{n+1/2}(i, j+1/2, k) = \frac{M_{22}dt}{\rho V dy} f(dt \bullet n) \\ \Delta V_y^{n+1/2}(i, j-1/2, k) = -\frac{M_{22}dt}{\rho V dy} f(dt \bullet n) \\ \Delta V_z^{n+1/2}(i, j, k+1/2) = -2 \frac{M_{33}dt}{\rho V dz} f(dt \bullet n) \\ \Delta V_z^{n+1/2}(i, j, k-1/2) = 2 \frac{M_{33}dt}{\rho V dz} f(dt \bullet n) \end{array} \right. \quad (5.30)$$

其中 $\Delta V_x^{n+1/2}(i+1/2, j, k)$ 表示为速度场 Vx 分量在 $n+1/2$ 步时网格点点 $(i+1/2, j, k)$ 的变化量。 $f(dt \bullet n)$ 为子波在 $dt \bullet n$ 时刻的振幅值。当计算第 $(n+1/2)$ 步的速度场时，所施加的外力等价于速度场额外的变化量。随后在计算第 $n+1$ 步时的应力场时，施加在速度场的变换量转化为应力场的变换量，从而产生正应力和切应力。根据

以上速度场震源加载公式 5.28-5.30 进行弹性波数值模拟，能够得到三种基本震源在各向异性介质中的波场记录。

弹性波方程矩张量正演模拟的主要思想是：矩张量可以用来描述微地震事件的各种震源机制，能够以具体的数值张量表示裂缝产生时的应力状态；使用这样的矩张量工具加载到弹性波方程中，以所施加的矩张量作为波场的初始值，进行弹性波场的模拟；最后记录模拟的波场，观测不同震源机制在不同介质中的响应，为震源机制解释提供理论支持。

5.2.2 正演模拟验证

在天然地震理论中，常用的数值模拟方法是格林函数法。它可以对均匀介质中 DC 震源和非 DC 震源进行模拟。将本文中的弹性波矩张量理论与格林函数矩张量理论进行对比，目的是验证本文所提出模拟方法的正确性。

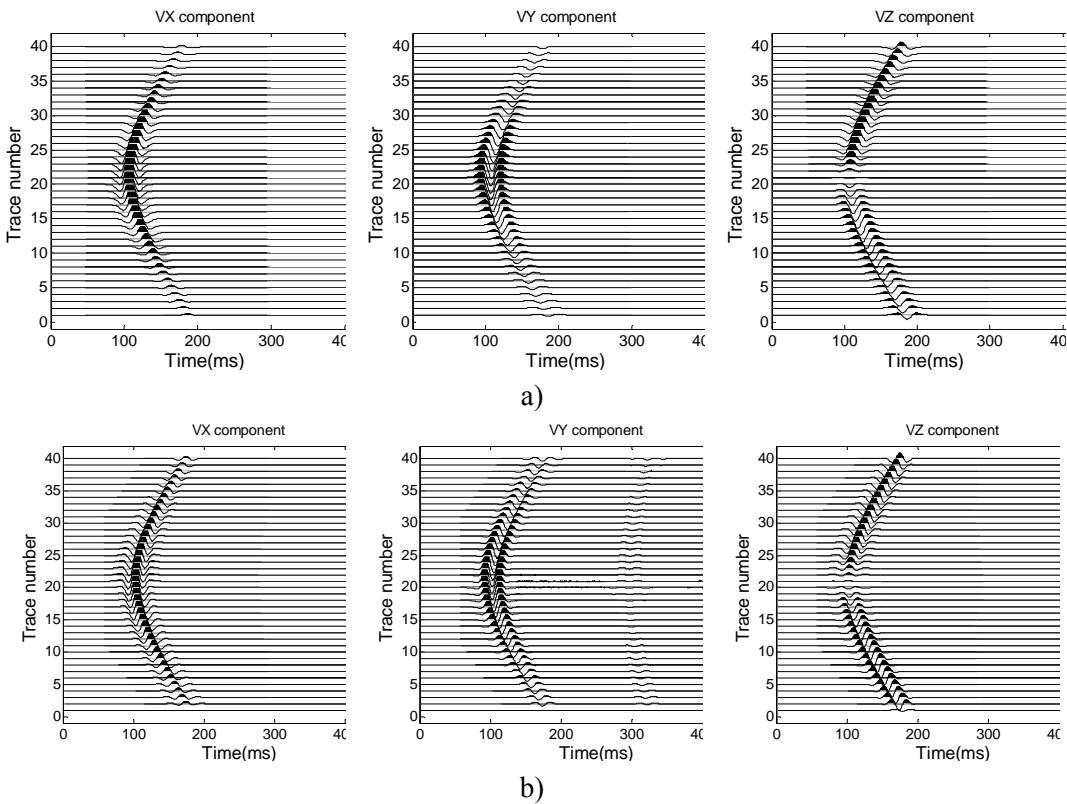


图 5.3 均匀介质 ISO 震源格林函数模拟 (a) 与弹性波矩张量模拟 (b) 对比

Figure 5.3 Green's function (a) compared with the new method (b) (SMT&EWE) in homogeneous isotropic media.

均匀介质中 ISO 震源的格林函数模拟记录如图 5.3a 所示，弹性波方程矩张量的三分量记录如图 5.3b 所示。在均匀介质中，ISO 震源只能产生 P 波，X 分量和 Y 分量的记录相位相反，Z 分量在顶点处产生极性反转。两种模拟方法都验证了这

些记录特征。由于均匀介质中的格林函数为精确解，弹性波方程为近似解，因此会存在一些误差，但总体上的波形及振幅是匹配的。说明了本文提出的弹性波动方程矩张量模拟的正确性。

5.3 波场模拟及分析

5.3.1 各向异性介质基本震源波场模拟

根据弹性波矩张量理论，进行了三类基本震源在多种介质中的波场模拟。包括均匀各向同性、VTI 介质、HTI 介质和正交各向异性介质。表 5.1 为三类基本震源的参数：倾向、倾角和走向，最后一项为震源的 beachball，用来表示震源的震源机制^[101]。本文选取了井中接收的观测系统，在 240m-560m 之间共有 20 个三分量检波器接收微地震信号。每种类型的震源都在速度模型的中心位置（400m，400m，400m）处。微地震数据经检波器校正后，微地震事件与检波器间的水平角度很小，因此在模拟中，设定震源与检波器间的水平夹角为 0°。震源与检波器间的水平距离为 200m。

表 5.1 三类基本震源参数

Table 5.1 The parameters of three kinds of sources and their beachballs.

Source types	Dip(deg)	Slip(deg)	Strike(deg)	Receivers location in horizontal plane (m)	Beachball
ISO	0	0	0	(600,400)	
DC	45	0	45	(600,400)	
CLVD	90	-90	0	(600,400)	

本文正演模拟中通过刚度系数矩阵来描述各种介质的参数。表 5.2 列出了用于本文模拟的四种介质的各向异性参数。假设地下水力压裂的地层在较小区域内被认为是均匀介质或者 VTI 介质。为了方便计算，选取了交错网格有限差分模拟方法。整个介质的速度模型大小为 800m×800m×800m，计算网格大小为 4m×4m×4m，时间采样间隔为 0.25ms，使用的 Ricker 子波主频为 30Hz。

表 5.2 四种介质各向异性参数

Table 5.2 Coefficients of four kinds of media (units: MPa).

Media	C_{11}	C_{22}	C_{33}	C_{44}	C_{55}	C_{66}	C_{12}	C_{13}	C_{23}
Homogeneous	22.53	22.53	22.53	7.13	7.13	7.13	8.27	8.27	8.27
VTI	26.39	26.39	15.6	4.38	4.38	6.84	12.71	6.11	6.11
HTI	21	23.5	23.5	7.13	4.41	4.41	8.5	8.5	9.24
Orthotropic	25.66	23.69	19.74	7.86	6.38	9.44	8.02	9.35	7.91

在均匀介质中，三类震源的波场记录如图 5.4 所示。ISO 震源记录中， V_x 和 V_z 分量中 P 波能量强于 V_x 分量，且在均匀介质中 ISO 震源不能产生 S 波。 V_z 分量不同于 V_x 分量，发生了极性反转现象。DC 震源在均匀介质中的记录与 ISO 震源有较大的差别。由于产生 DC 震源的原因是剪切应力，因此在均匀介质中也能观测到 S 波，但均匀介质中 0° 方向观测不到 P 波信号。CLVD 震源一般是伴随 ISO 震源产生，所以 CLVD 震源记录类似于 ISO 震源的记录，但由于 CLVD 震源的应力模式不是均匀的，因此在均匀介质中也能产生 S 波，且在该观测角度，S 波能量强于 P 波能量。在 VTI 介质中（图 5.5），由于介质的各向异性，任意的震源都可以产生 P 波和 S 波，其能量的分配类似于均匀各向同性介质，只是波场记录更为复杂，会衍生出转换波等。在三种震源中都可以观测到横波分裂现象。

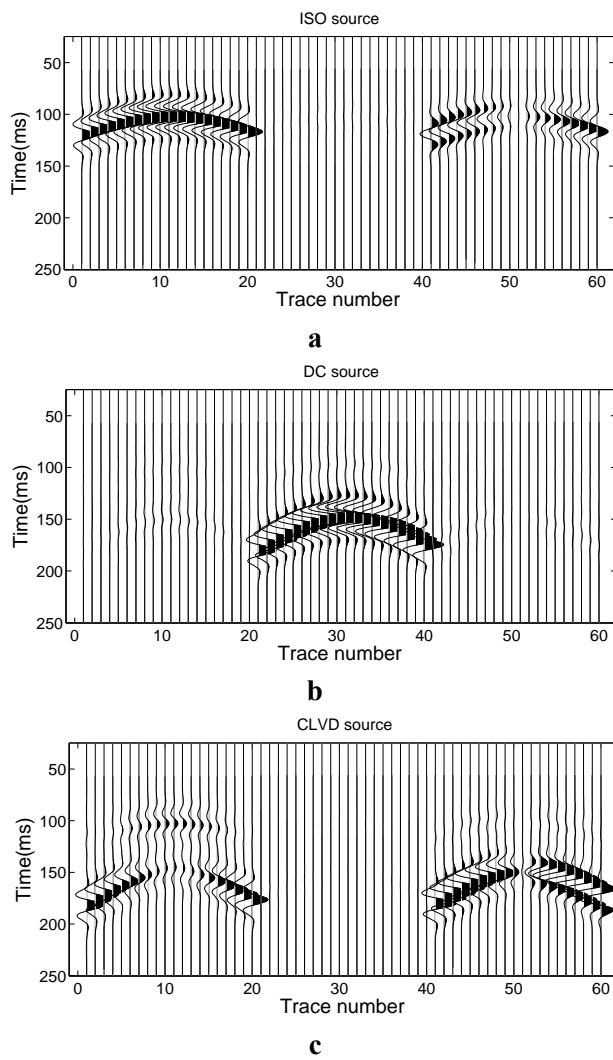


图 5.4 均匀介质中三类基本震源波场模拟三分量记录

Figure 5.4 3D 3-component records of ISO, DC and CLVD sources in Homogeneous media.

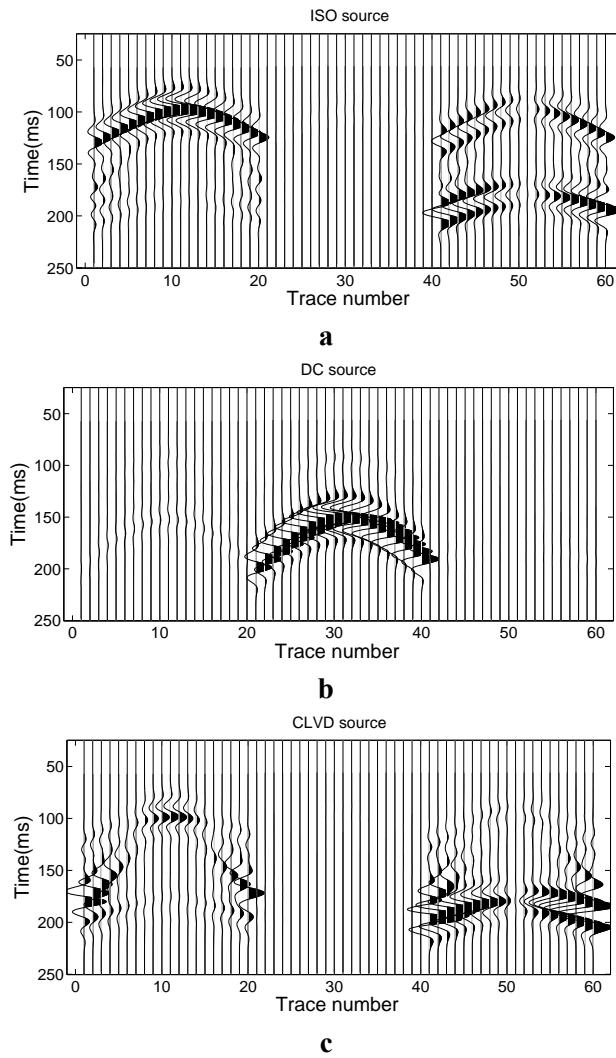


图 5.5 VTI 介质中三类基本震源波场模拟三分量记录

Figure 5.5 3D 3-component records of ISO, DC and CLVD sources in VTI media.

图 5.4 和 5.5 对单一角度的地震记录进行了三种震源在均匀各向同性介质和 VTI 介质进行了分析。为了从整体上分析不同震源在不同介质中的波场特征，本文对三维波场进行了记录。图 5.6-5.9 为均匀各向异性介质、VTI 介质、HTI 介质和正交各向异性介质在 75ms 时的三维波场。通过对多种震源多种介质的三维波场对比，总结出以下几点结论：

- 1) ISO 震源：四种介质中的三维波场都保持了基本的极化特征。不同点在于：只能在 ISO 震源中观测到 P 波，而不能观测到 S 波。但是在 VTI 介质中既能观测到 P 波也能观测到 S 波，且 S 波能量要远远大于 P 波能量。同样的，在 HTI 介质和正交各向异性介质中也能发现这样的特征。

- 2) DC 震源: 在均匀介质、VTI 介质和正交各向异性介质中基本的极化特征是一致的。但是,在 HTI 介质中 Vx 分量的 YOZ 面和 Vz 分量的 XOY、YOZ 面波场特征与其他三种介质不同。这也展示了 DC 震源对于 HTI 介质的敏感性。
- 3) CLVD 震源: 除了能量的分布不同以外, 在四种介质中震源的极化特征差异不大。

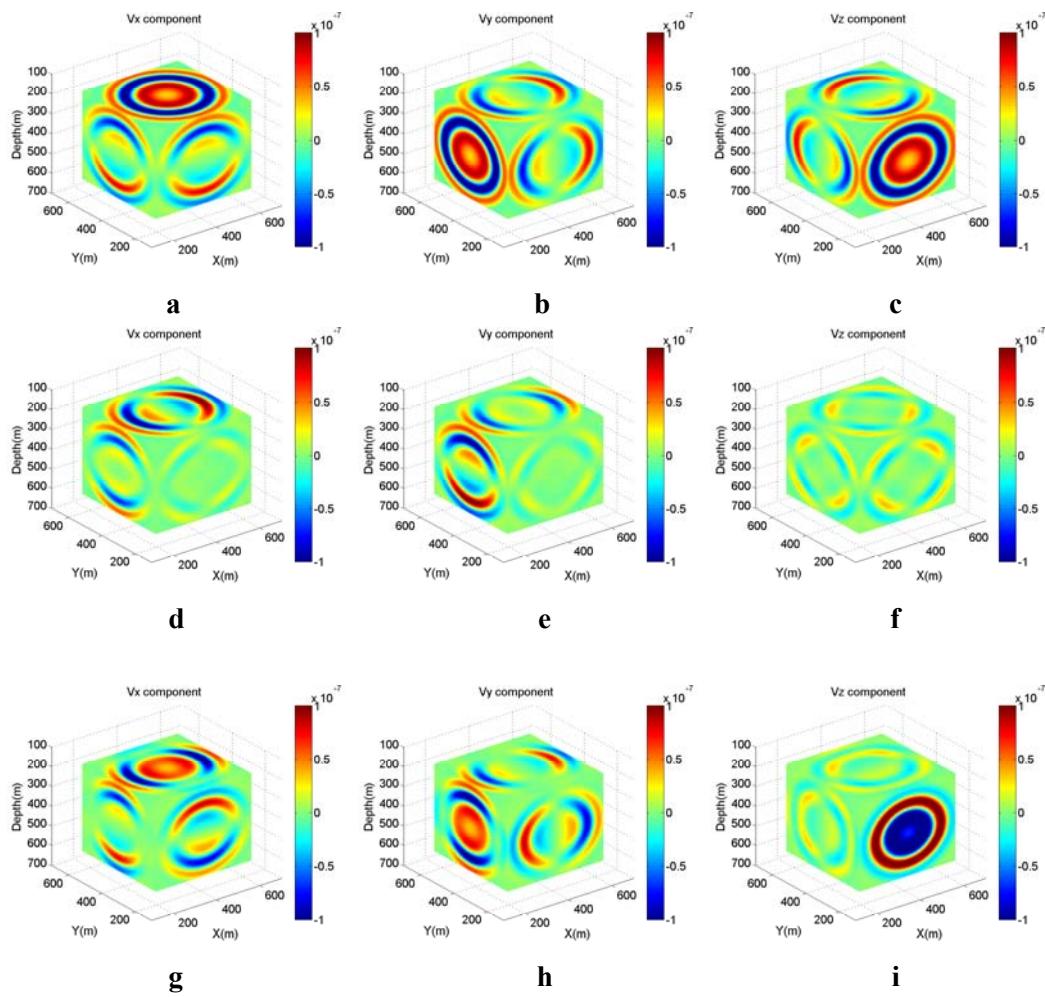


图 5.6 均匀介质中三类震源三维波场: a–c ISO 震源三维波场; d–f DC 震源三维波场; g–h CLVD 震源三维波场

Figure 5.6 3D wave fields of three components with three basic sources in homogeneous media. a–c are the 3D wave fields with ISO source; d–f are the 3D wave fields with DC source; g–h are the 3D fields with CLVD source.

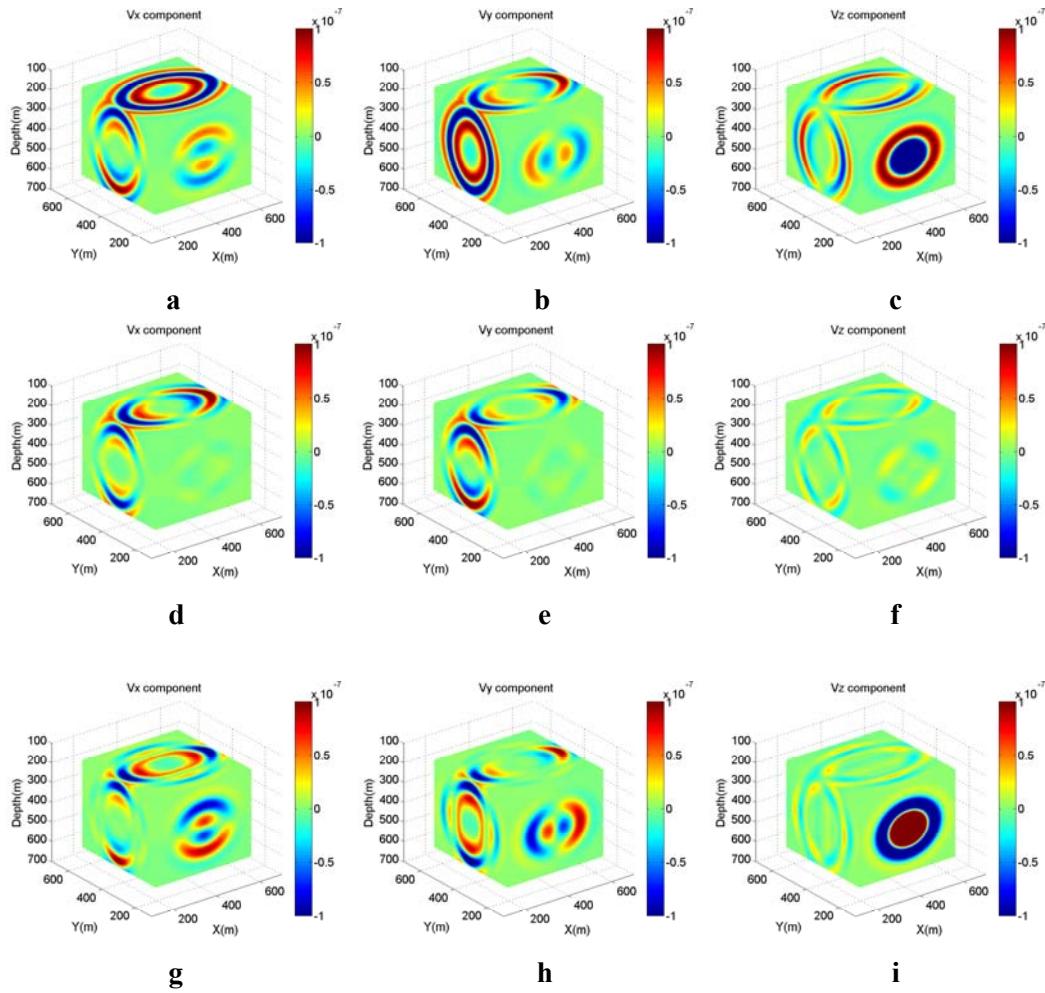
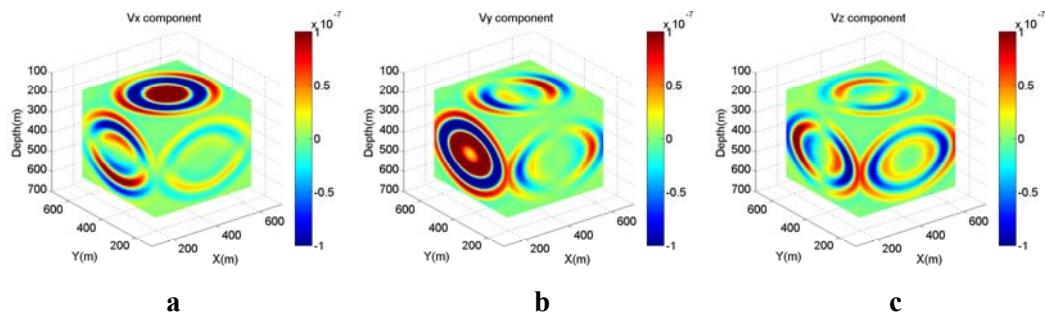


图 5.7 VTI 介质中三类震源三维波场: a–c ISO 震源三维波场; d–f DC 震源三维波场; g–h CLVD 震源三维波场

Figure 5.7 3D wave fields of three components with three basic sources in VTI media. a-c ISO source; d-f DC source; g-h are CLVD source.



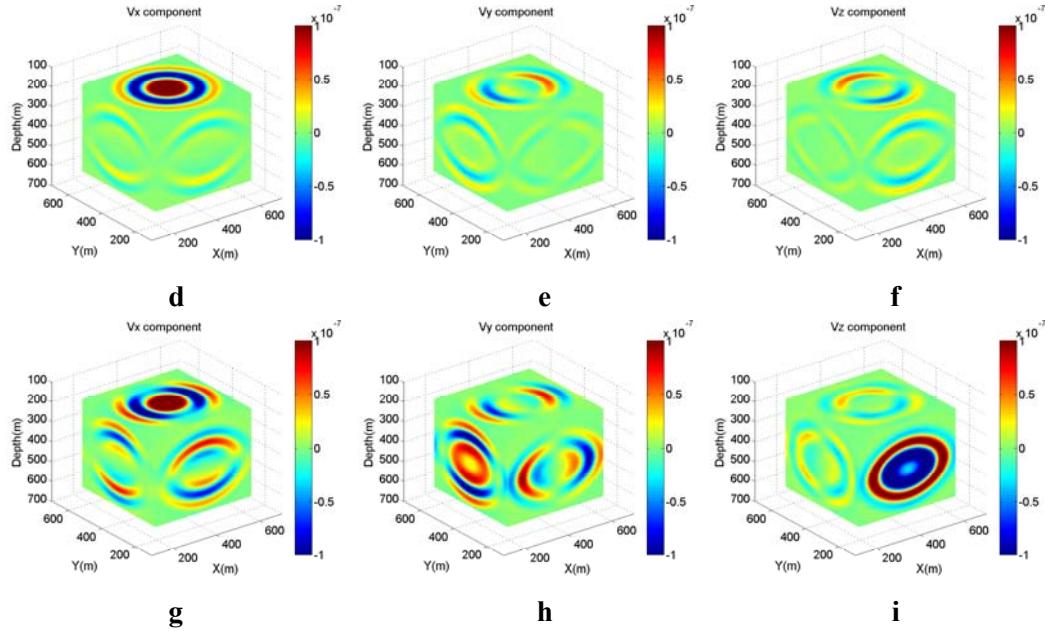
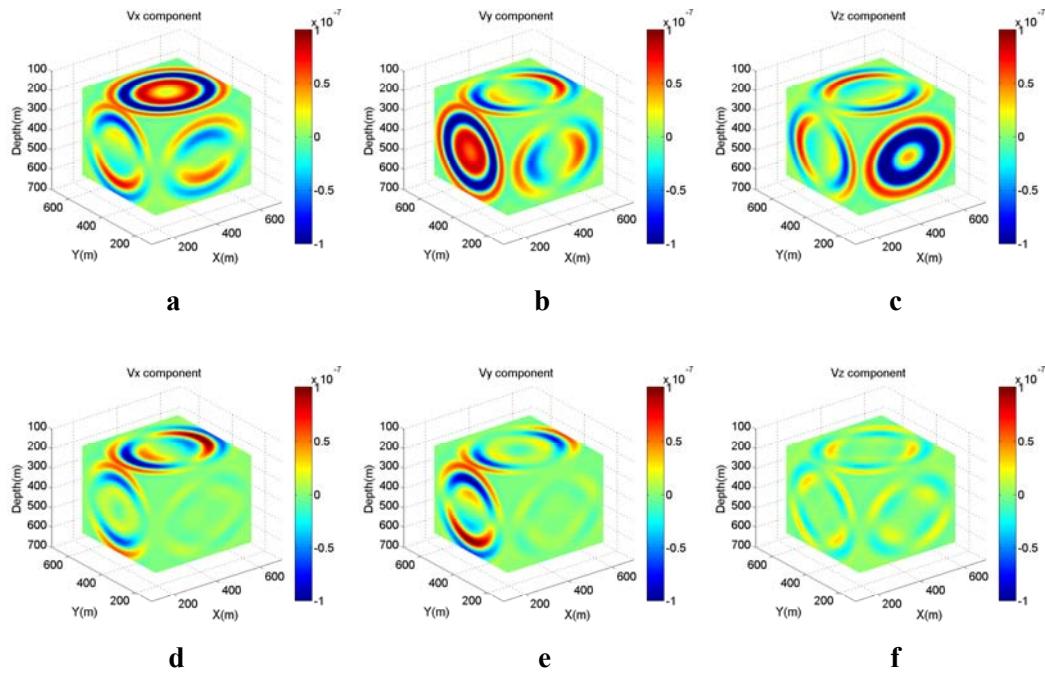


图 5.8 HTI 介质中三类震源三维波场: a–c ISO 震源三维波场; d–f DC 震源三维波场; g–h CLVD 震源三维波场

Figure 5.8 3D wave fields of three components with three basic sources in HTI media. a-c ISO source; d-f DC source; g-h CLVD source.



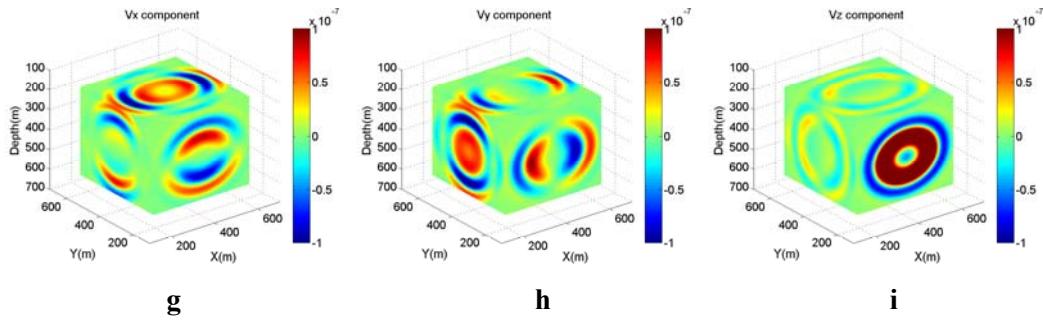


图 5.9 正交介质中三类震源三维波场: a-c ISO 震源三维波场; d-f DC 震源三维波场; g-h CLVD 震源三维波场

Figure 5.9 3D wave fields of three components with three basic sources in orthotropic media.
a-c ISO source; d-f DC source; g-h CLVD source.

5.3.2 正演模拟记录分析

之前的波场模拟分析是基于对记录或三维波场上的定性分析。为了更深入的探索波场记录间的差异,本文对几种震源在不同介质中的记录进行了极化角度分析。以井中观测为例,检波器一般可以认为是垂直布置的,震源到检波器间的水平距离是不变的,因此唯一产生变化的是垂直距离,即炮点到检波器间的距离——偏移距,也可以认为是入射角度的变化。因此,主要分析极化角度与入射角度间的关系。

极化角度理论在地震勘探领域已经应用多年^[102]。前人曾将此方法应用于滤波和波场分离中^[103-106]。本文所述的极化角度方法在前文中的检波器校正和纵横波定位中的辅助角度校正原理类似,都是根据最大能量准则求取的极化角度。由于考虑的是入射角度的变化,而波场记录的角度为0°,因此所需计算的为X分量与Z分量之间的极化角度

在三分量检波器中提取一个包含P波的时窗。假设(x_i, z_i)为Vx、Vz分量中P波的记录,其中*i*为采样点,则时窗内P波的能量可以表示为:

$$E(\theta) = \sum_i (x_i \cos \theta + z_i \sin \theta)^2 \quad (5.31)$$

其中*E*为能量,θ为Vx、Vz分量的旋转角度。当能量*E*达到最大时,有

$$\frac{\partial E(\theta)}{\partial \theta} = 0 \quad (5.32)$$

即

$$\sin(2\theta) \sum_i (z_i^2 - x_i^2) + 2 \cos(2\theta) \sum_i x_i z_i = 0 \quad (5.33)$$

则

$$\tan(2\theta_{\max}) = \frac{2 \sum_i x_i z_i}{\sum_i (x_i^2 - z_i^2)} \quad (5.34)$$

其中 θ_{\max} 为 Vx 、 Vz 分量之间的极化角度。根据检波器与震源的位置即可得到入射角度的信息，从而分析极化角度与入射角之间的关系。

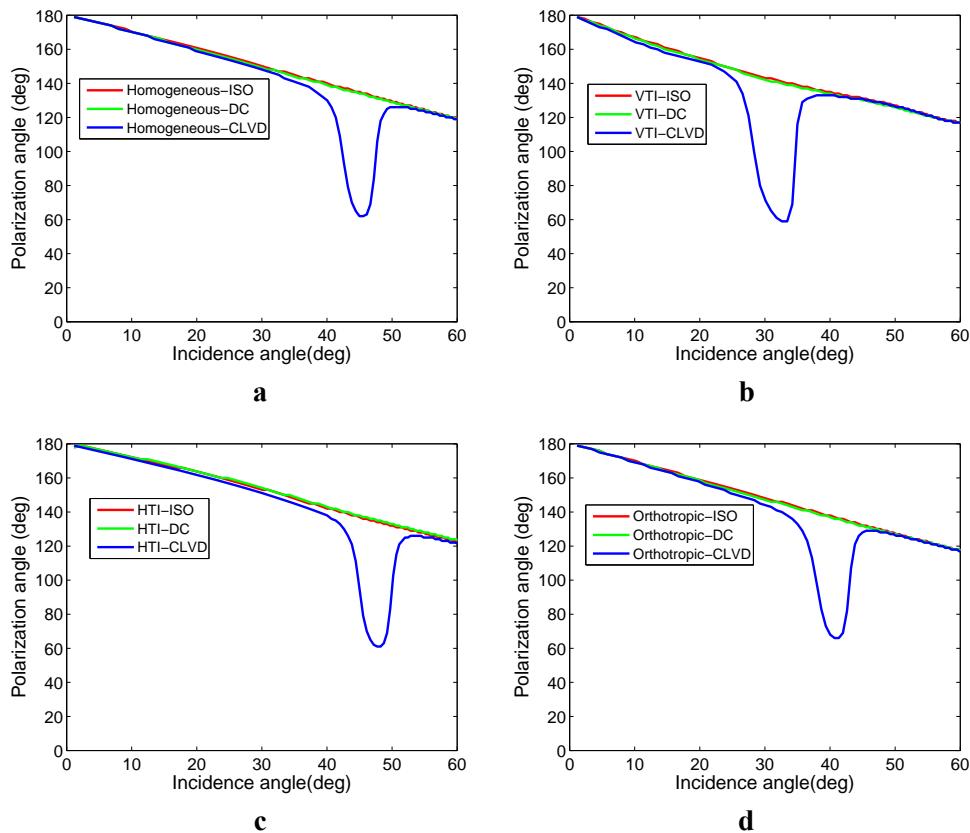


图 5.10 三类震源在相同介质中极化角度与入射角的关系曲线：a) 三种类型震源在均匀介质中的曲线；b) 三种类型震源在 VTI 介质中的曲线；c) 三种类型震源在 HTI 介质中的曲线；d) 三种类型震源在正交介质中的曲线

Figure 5.10 Relations between polarization angle and incidence angle with different sources in the same media. a) Curves with three kinds of sources in homogenous media; b) Curves with three kinds of sources in VTI media; c) Curves with three kinds of sources in HTI media, and d) Curves with three kinds of sources in orthotropic media.

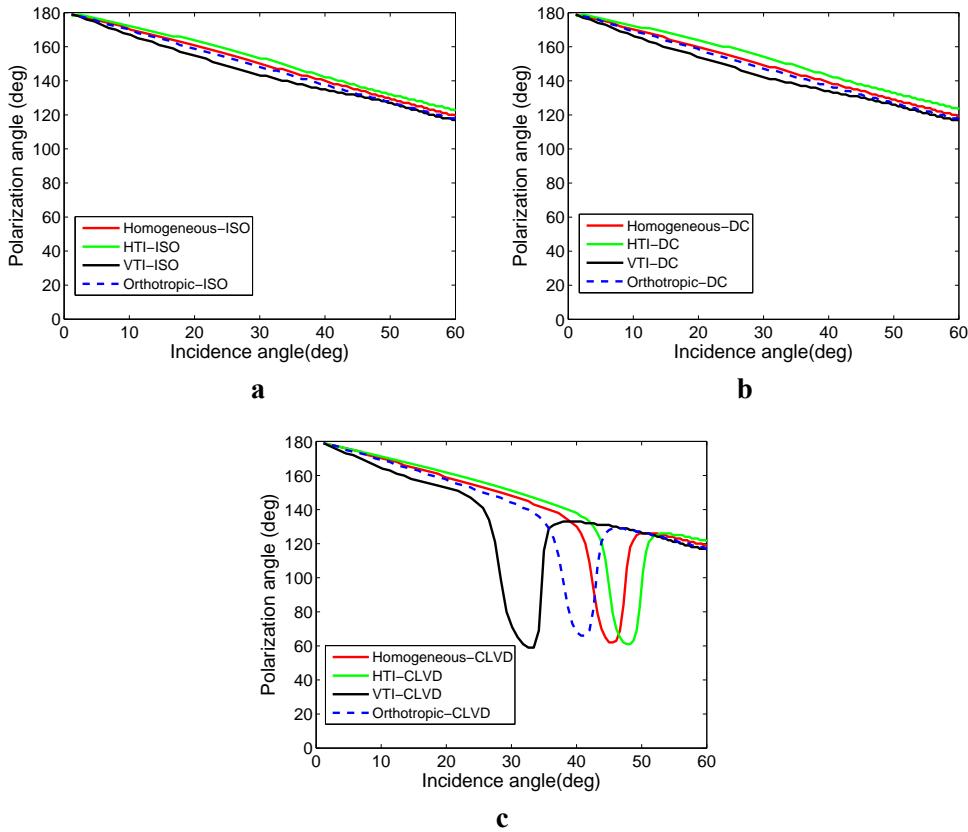


图 5.11 相同震源在不同介质中极化角度与入射角的关系曲线: a) ISO 震源在不同介质中的曲线; b) DC 震源在不同介质中的曲线; c) CLVD 震源在不同介质中的曲线

Figure 5.11 Relations between polarization angle and incidence angle with same sources in different media. a) Curves with ISO source in different media; b) Curves with DC source in different mediaand c) Curves with CLVD source in different media.

图 5.10 展示了三类震源在相同介质中的关系曲线。a 为均匀各向同性介质; b 为 VTI 介质; c 为 HTI 介质; d 为正交各向异性介质。在相同的介质中, ISO 的曲线与 DC 曲线类似。极化角度随入射角度的增大而减小。但是当入射角度在 30-50° 时, CLVD 震源会产生一个较大的突变。在相同震源类型不同介质的曲线中(图 5.11)更加显著的表现了这一特征。ISO 震源和 DC 震源可以认为是线性的关系, 但 CLVD 震源会产生突变。从三个曲线图可以看出, VTI 介质和 HTI 介质曲线的差异是最大的, 均匀介质和正交介质的曲线介于两者之间。这种现象可能是由于 VTI 与 HTI 的介质是正交的, 而当正交介质的各向异性程度很高时, 类似于均匀介质。VTI 介质中 CLVD 震源的曲线突变发生在 25-35°, HTI 介质发生在 40-55°。如果实际生产中检波器排列位于这一区域, 也可以依次来粗略判断介质的各向异性属性。

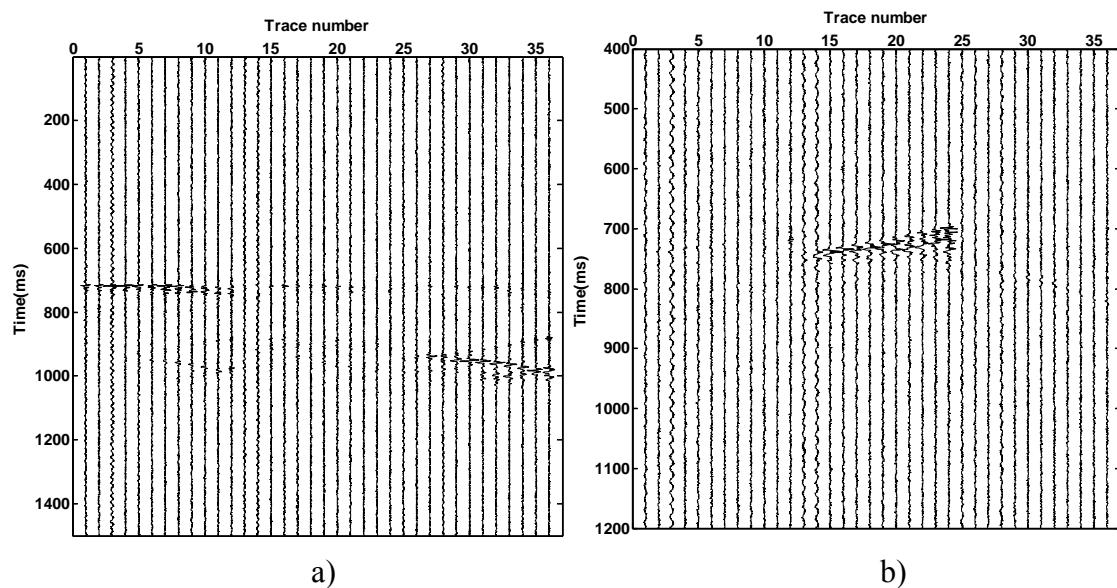
5.4 实际微地震数据特征分析

根据上述微地震震源机制数值模拟的结论，本文对实际微地震监测数据的震源机制进行了定性分析。天然地震中，通常认为震源的主要类型为双力偶（DC）震源，另外两种震源类型的比例较小，且大部分天然地震是由于伴随断层的地壳运动产生，是一种内力的释放。而水力压裂中的微地震与天然地震有所不同。它是储层改造的一种人工措施，属于外力施加引起震源的一种。与内力的释放具有较大的差异。因此研究其震源机制类型对储层改造的评价具有重要的意义。

本文选取中国四川盆地某区块的水平井第 8 压裂井段进行了分析。对该压裂井段的井中微地震监测时长为 4.9 个小时，共检测出 273 个有效微地震事件。

图 5.12 展示了 4 个比较典型的微地震记录。根据本章节对 ISO 震源和 DC 震源波场记录的分析，总结出在偏振角度为 0° 监测到 ISO 震源三分量记录的 Y 分量相比 X 和 Z 分量很弱，而 DC 震源与其相反，Y 分量记录比 X 和 Z 分量强。因此，我们可以定性的推断出，图 5.12a 其震源类型主要为 ISO 震源，图 5.12b 为 DC 震源。图 5.12c 和 5.12d 的三个分量都能观测 P 波和 S 波，可判断为混合震源类型。

在检测到的 273 个微地震事件中，识别出 170 个以 DC 震源为主的事件，占总事件的 62.3%；识别出 103 个以 ISO 震源为主的事件，占总事件的 37.7%。说明水利压裂产生的微地震事件中，不仅包含了以 DC 震源机制为主的事件，也包含了 ISO 类型的微地震事件，这是与天然地震震源机制不同的地方。



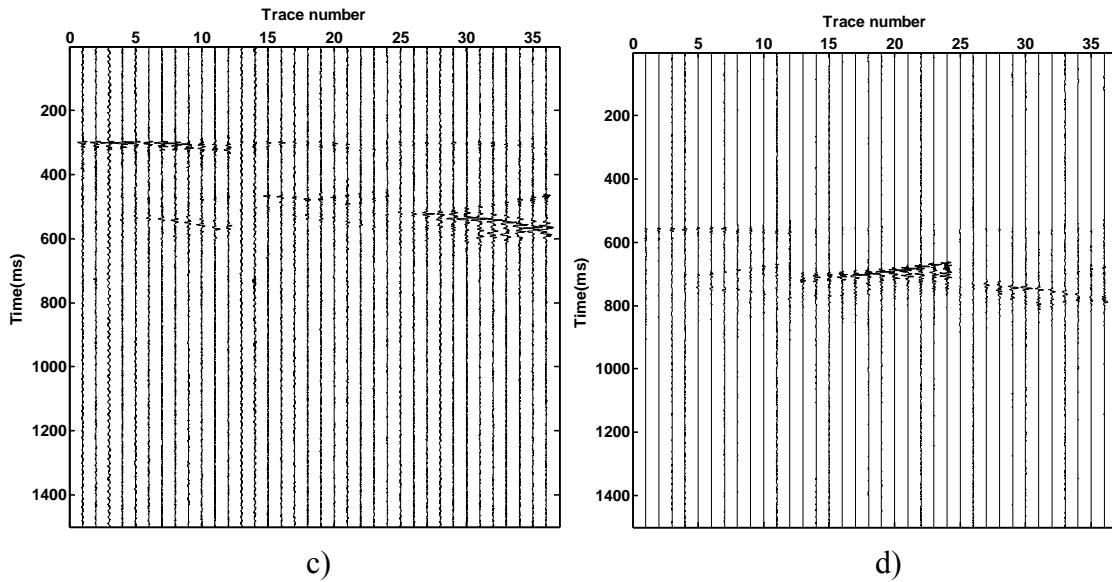


图 5.12 几种典型实际微地震事件记录: a) ISO 震源为主微地震事件记录; b) DC 震源为主微地震事件记录; c) ISO 为主混合震源记录; d) DC 震源为主混合震源记录

Figure 5.12 Typical real microseismic records. a) Record of ISO source; b) Record of DC source; c) Record of mixed source as ISO primary; d) Record of mixed source as DC primary.

DC 震源的产生主要伴随原生断层或裂隙, 与介质的非均质性有关。当外力超过介质临界压力时, 便此处便会产生剪切震源。而 ISO 震源是由强大外力施加, 导致介质破裂, 均匀释放应力引起。当介质为水平层状时, 例如页岩层, 通常会产生剪切震源; 当介质的非均质性较弱, 如块状致密砂岩时, 则相应的均匀爆炸震源会有所增加。因此, 其震源一般为混合型, 既包含 DC 分量, 也包含 ISO 分量。在进行微地震监测时, 可以通过对震源机制的分析了解介质的非均质性。

5.5 本章小结

微地震监测中的震源机制是复杂的、混合的。本文应用地震矩张量理论将震源机制简化为三种基本的震源类型: ISO、DC 和 CLVD。根据推导的震源激发公式, 使矩张量理论与弹性波方程有机的结合在一起, 并用交错网格有限差分数值模拟方法对三类基本震源在多种介质中的三维波场进行了模拟。通过对极化角度与入射角度关系的分析, 总结出以下结论:

- 在 ISO 震源模拟中: 在 V_x 和 V_z 分量中可以观测到 P 波, 但是在均匀介质中观测不到 S 波。因此, ISO 震源中可以认为 P 波占主要能量, S 波只能在非均匀介质中观测到;

- b) 在 DC 震源模拟中：能量主要集中在 V_y 分量中的 S 波上，各向异性介质中的 P 波是由剪切应力产生的。实际资料中，剪切断层会产生 DC 震源，本文的正演模拟也应证了这一结论；
- c) 在 CLVD 震源模拟中：CLVD 震源和 ISO 震源被划分为非 DC 震源，前两种震源存在一定的相似性。区别在于 ISO 震源是均匀传播的，而 CLVD 震源存在一个应力方向相反的力偶，因此导致其波形及波场比 ISO 震源复杂。本章节进行的三维波场模拟也说明了这一现象。在 CLVD 震源模拟中，S 波能量强于 P 波能量，因为相反的力偶是另外两个力偶的两倍，增加了震源的各向异性，产生的 S 波能量强于 P 波能量。

本章节中讨论的水平面 DC 源和 CLVD 源只是其中的一个特例，仍然还有其它的类型。实际地层中，页岩层可以认为是 VTI 或者层状介质，本文所述的 DC 和 CLVD 震源特征更为普遍。

Aki 曾指出所有的震源都可以分解为上述的 9 种力偶，因此，通过本文的震源模拟理论，可以对各种震源类型进行不同介质中的波场模拟和记录。

第6章 震源机制矩张量反演

震源机制是反应地震发生时的力学过程。在微地震监测中，可以根据震源机制计算压裂时产生微地震事件的受力状态，分析产生的裂缝的产状。因此震源机制的求取是微地震监测裂缝解释中的重要环节。第五章中论述了地震矩张量可以用来描述微地震的震源机制，所以如何求取微地震矩张量是裂缝解释的关键环节。大地地震中，一般常用的矩张量反演方法主要是根据格林函数理论，本文提出了基于弹性波场叠加原理的震源机制矩张量反演方法。该方法以波动方程为基础，基于第五章的矩张量正演理论进行矩张量的反演。

6.1 格林函数震源机制反演

格林函数理论在大地地震中得到了广泛的应用。通过求取传播方程的精确数值解，来计算检波器的响应特征。相反的，也可以根据精确数值解，反演得到震源位置相关的参数，即矩张量。这即是格林函数矩张量反演的基本思想。

6.1.1 格林函数矩张量反演理论

微地震的完整矩张量是由 3×3 对称矩张量矩阵中的 6 个独立元素构成的。在单井情况下，为了提高完整矩张量反演的准确性，本文使用全波形数据进行反演。设检波器 n 的第 i 个分量 ($i=1, 2, 3$) 观测到的波形为^[107]：

$$u_i(x_r^n, x_s, t) = \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 m_{jk} G_{ij,k}(x_r^n, x_s, t) * s(t) \quad (6.1)$$

其中 * 表示褶积运算， $G_{ij,k}(x_r^n, x_s, t)$ 表示格林函数的空间导数， m_{jk} 表示矩张量， $s(t)$ 是震源时间函数。考虑到矩张量矩阵只有 6 个独立分量，式 (6.1) 可以改写成

$$u_i(x_r^n, x_s, t) = \sum_{l=1}^6 A_{il}(x_r^n, x_s, t) M_l(x_s) \quad (6.2)$$

其中 M_l 是第 l 个矩张量元素：

$$M_1 = M_{11}, M_2 = M_{22}, M_3 = M_{33}, M_4 = M_{12}, M_5 = M_{13}, M_6 = M_{23} \quad (6.3)$$

公式 6.2 可以写成矩阵形式：

$$AM = U \quad (6.4)$$

其中

$$A = \begin{bmatrix} A_{11} & \cdots & A_{16} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ A_{n1} & \cdots & A_{n6} \end{bmatrix}_{n \times 6} \quad (6.5)$$

$$M = [M_1 \ M_2 \ M_3 \ M_4 \ M_5 \ M_6]^T \quad (6.6)$$

根据最小二乘原理，可以得到

$$M = (A^T A)^{-1} A^T U \quad (6.7)$$

由公式 6.4 知

$$AM_n = U_n \quad (6.8)$$

其中 M_n 表示第 n 次迭代后的矩张量。由公式 6.7 得

$$\Delta M = (A^T A)^{-1} A^T \Delta U \quad (6.9)$$

其中

$$\Delta U = U_0 - U_n \quad (6.10)$$

$$M_{n+1} = M_n + \Delta M \quad (6.11)$$

根据此公式，对反演结果进行迭代运算，可以提高矩张量反演的精度。

6.1.2 模拟数据格林函数反演

本文对上述反演方法进行了模拟数据的反演测试。首先根据格林函数原理模拟了已知 DC 震源的井中微地震记录，图 6.1、6.2 为设计的观测系统和地震记录。随后利用最小二乘法进行初次格林函数矩张量反演，最后应用公式 6.9 对矩张量反演进行迭代计算，验证反演的精度及其可靠性。

正演模拟的模型为均匀各向同性介质，震源位置位于 (-10,-60,2140)，12 个检波器沿垂直方向均匀排列，间距 10 米，最上面的检波器位置坐标为 (60,60,2000)，纵波速度 $v_p=3000\text{m/s}$ ，横波速度 $v_s=1732\text{m/s}$ ，如图 6.1 所示。

微地震事件的震源类型为 DC 震源，矩张量可表示为：

$$M_0 = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (6.12)$$

得到的微地震记录如图 6.2 所示。

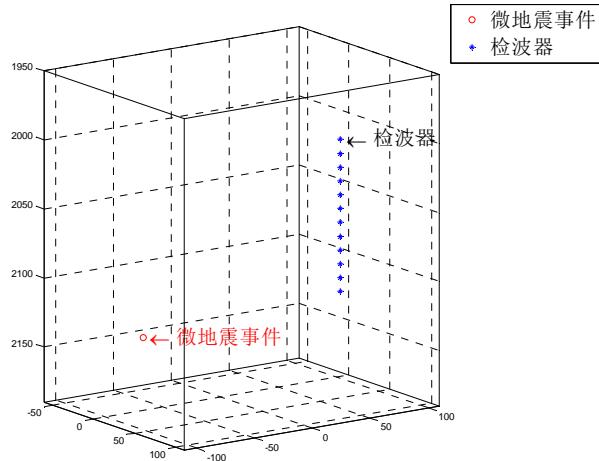


图 6.1 检波器与微地震事件的位置关系图

Figure 6.1 Observation system design.

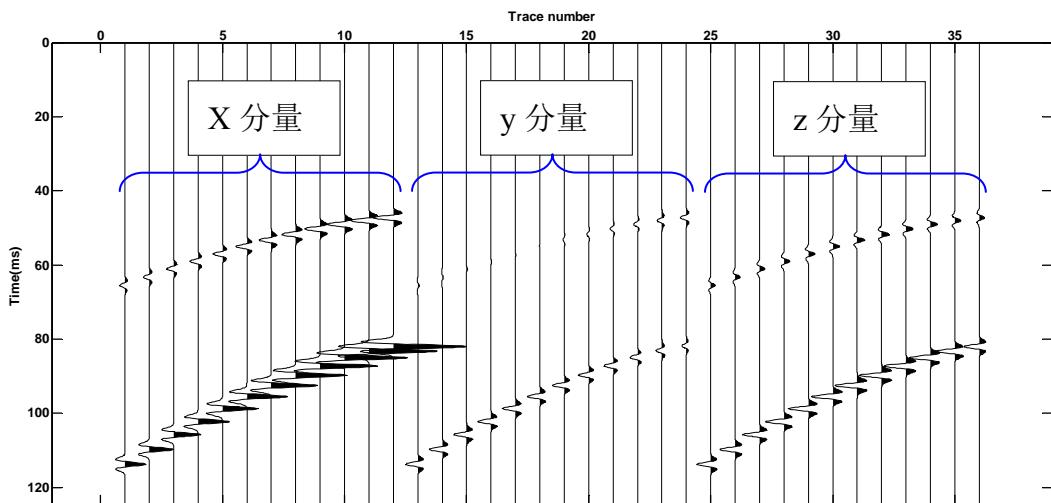


图 6.2 格林函数法正演模拟三分量记录

Figure 6.2 Record of simulation based on Green function.

根据格林函数反演方法，利用最小二乘反演理论，得到初始矩张量 M_1 ：

$$M_1 = \begin{bmatrix} 0.4186 & -0.1005 & -0.0645 \\ -0.1005 & -0.5990 & 0.3154 \\ -0.0645 & 0.3154 & 0.1804 \end{bmatrix} \quad (6.13)$$

由矩阵二范数计算 M_1 相对于 M_0 的相对误差 ε_1 ：

$$\varepsilon_1 = \frac{\|M_1 - M_0\|_2}{\|M_0\|_2} = 0.5679 \quad (6.14)$$

由此看出 M_1 的相对误差较大, 图 6.3 显示了初始反演结果与模拟记录的差异。

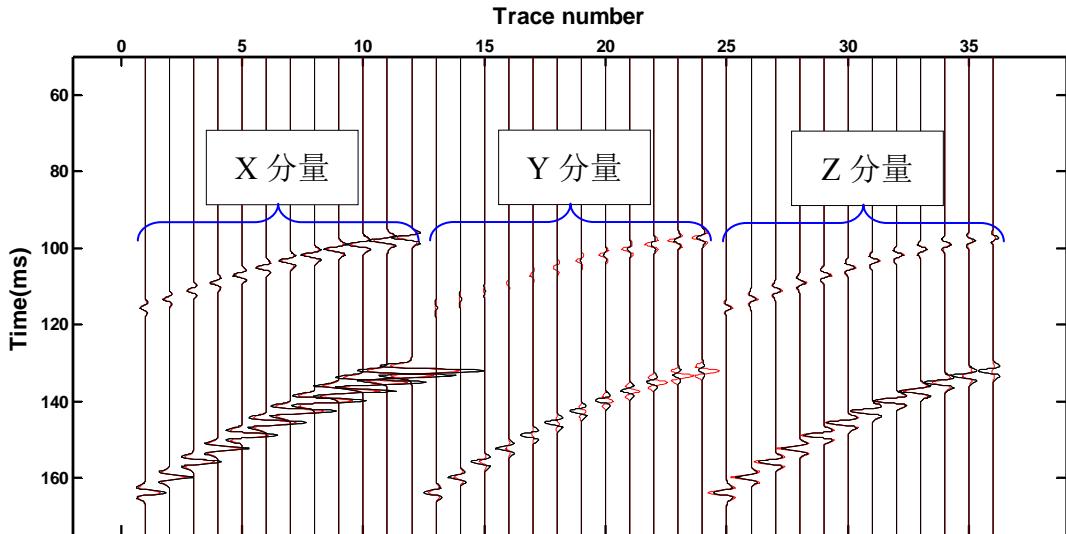


图 6.3 初始反演结果与模拟记录对比

Figure 6.3 Comparison between initial inversion result and simulation records.

随后应用公式 6.9 对初始反演矩张量进行迭代反演, 经过 10 次迭代计算后, 得到的反演结果 M_2 为:

$$M_2 = \begin{bmatrix} 0.6948 & 0.0484 & -0.1957 \\ 0.0484 & -0.8710 & 0.2432 \\ -0.1957 & 0.2432 & 0.1762 \end{bmatrix} \quad (6.15)$$

其计算矩张量误差为:

$$\varepsilon_2 = \frac{\|M_2 - M_0\|_2}{\|M_0\|_2} = 0.3469 \quad (6.16)$$

经过迭代计算后, 反演后的波形与模拟波形更加匹配 (图 6.4), 得到的矩张量与原始矩张量误差减小。经过 50 次迭代后, 其相对误差缩减为 0.1395, 经过 100 次迭代后, 相对误差减小为 0.0446。因此本文中所述的格林函数迭代反演理论, 可以有效的提高矩张量反演的精度。

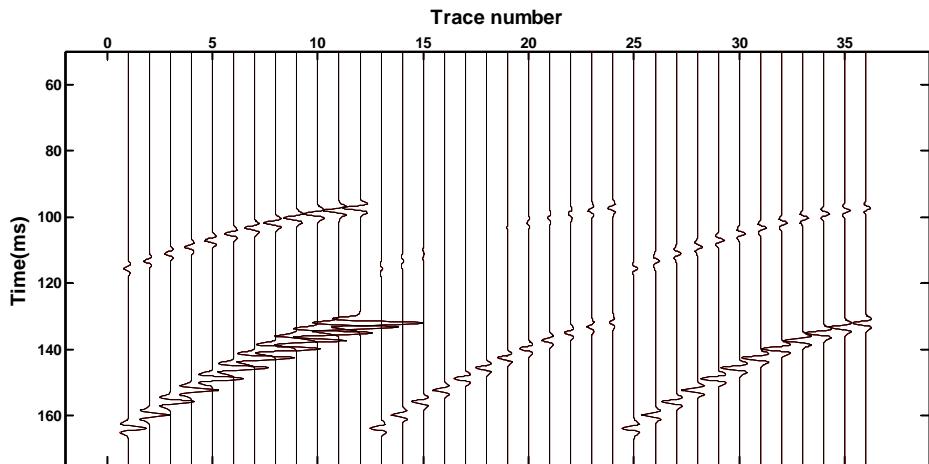


图 6.4 迭代 10 次后反演结果与模拟数据差异

Figure 6.4 Comparison between initial inversion result after iterative computation and simulation records.

6.2 基于弹性波方程震源机制矩张量反演

格林函数矩张量反演理论可以快速实现对矩张量的反演，该方法的重点在于求取格林函数。在均匀介质中，可以用显示公式来表示介质，这为格林函数的求取提供了帮助。但是当介质复杂时，包括层状介质或者非均匀各向异性介质，很难用连续的函数表示介质，因此，这时的格林函数求取十分困难。本文为此提出了一种基于波场叠加原理的矩张量反演方法，利用波场的叠加原理，将混合震源的波场分解为基本矩张量震源波场的线性组合，从而求解震源的矩张量。

6.2.1 震源强度线性叠加原理

一般认为，震源强度越强，得到的地震记录越强。当震源强度在弹性破裂范围内，且研究模型较小的情况下，可以认为震源强度的大小与记录振幅的大小呈线性关系。也就是说，多个震源的叠加引起的记录与多个震源记录的和是相同的，即波场叠加原理。当波在介质中传播时，如果存在几列波，则每列波能够保持自己的传播规律而不响应其它波。在波的重叠范围内，各点的振幅值为各列波在该点引起的振幅的矢量和。此原理成立的条件为介质为线性，且震动不强烈。而微地震监测中，产生的震动微弱，震源与检波器间的间距一般不超过 1000m，因此微地震事件的记录可以认为符合波场叠加原理。

震源振幅强度与记录强度的关系可以表示为：

$$f(k \cdot M) = k \cdot f(M) \quad (6.17)$$

其中 M 为矩张量, k 为系数。即震源矩张量为 kM 产生的波场等于 k 倍的震源矩张量 M 产生的波场。如图 6.5 所示, 模拟了震源强度为 100 和 1000 的两个记录, 然后将震源强度为 100 的记录乘以 10 并与震源强度为 1000 的记录做差, 发现两者误差很小, 波形匹配一致。图 6.6 为震源强度与记录振幅之间的线性关系曲线, 也证明了地震波在传播过程中是符合波场的叠加原理的。

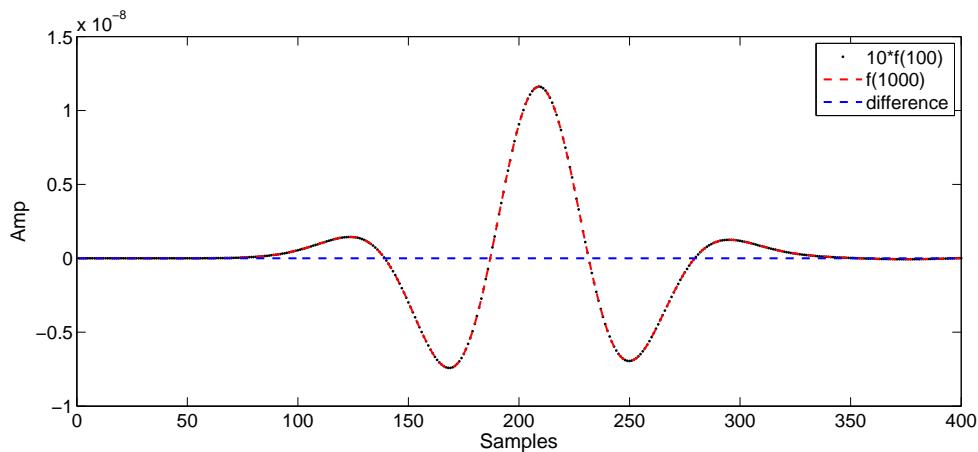


图 6.5 $10^*f(100)$ 与 $f(1000)$ 的差别

Figure 6.5 Difference between $10^*f(100)$ and $f(1000)$.

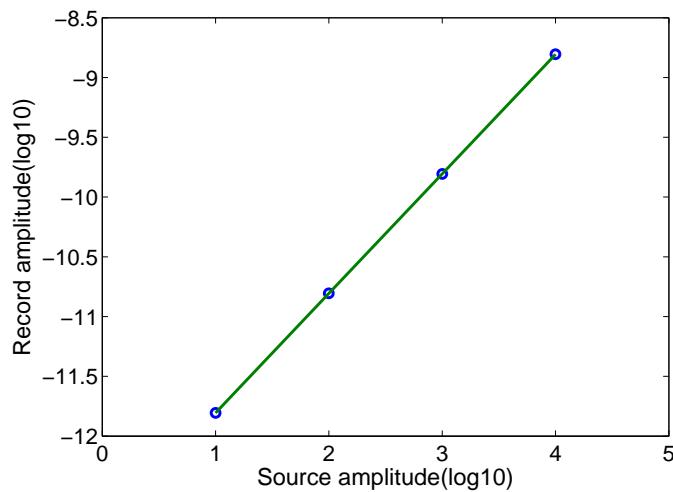


图 6.6 震源强度与地震记录的线性关系

Figure 6.6 Linear relationship between source and record.

6.2.2 震源类型线性叠加原理

根据上述震源强度与记录振幅的关系，也可以推断出震源类型与记录振幅的线性关系，即不同种类的震源在传播过程中仍然符合波场的叠加原理。其关系可表示为：

$$f(M_1 + M_2 + M_3) = f(M_1) + f(M_2) + f(M_3) \quad (6.18)$$

其中 M_1 、 M_2 、 M_3 为不同的矩张量，代表不同类型的震源，如图 6.8 所示。

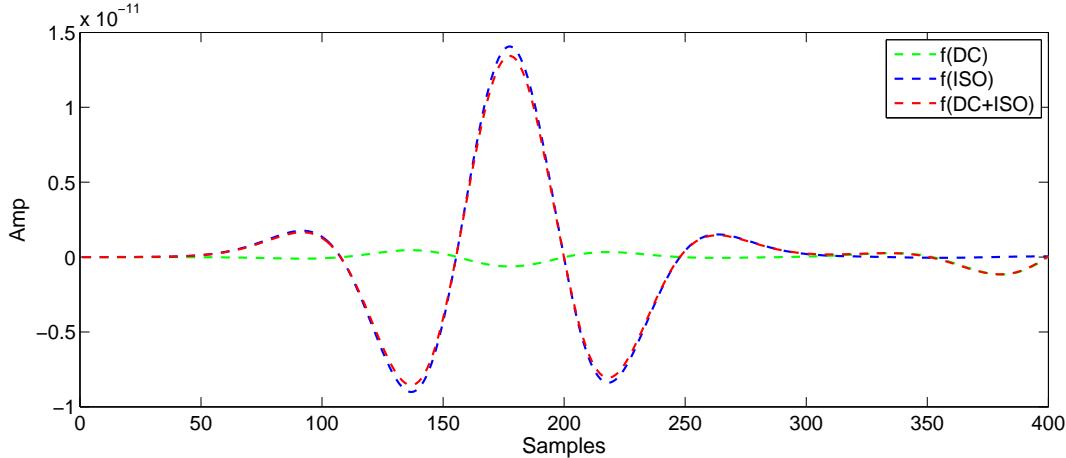


图 6.7 ISO、DC、CLVD 震源记录

Figure 6.7 Records of ISO, DC and CLVD source.

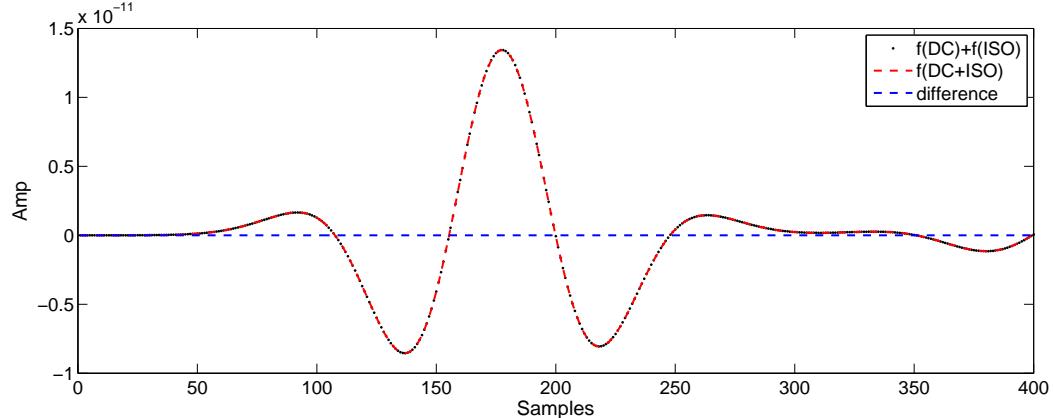


图 6.8 震源类型与地震记录的线性关系

Figure 6.8 Linear relationship between source type and record.

ISO、DC 和 CLVD 震源的记录如图 6.7 所示。蓝色的 ISO 震源与 DC 和 ISO 的混合震源记录的差异较小，只在波峰和波谷处可以看出差异。绿色的 DC 震源记录比较平缓。将 ISO 和 DC 震源的记录相加，比较其与混合震源的差异（图 6.8）。两种曲线匹配吻合较好。因此，可以认为公式 6.16 在微地震监测中是成立的，即可以将矩张量先分解再进行波场模拟。

6.2.3 基于波场叠加原理的矩张量反演方法

根据公式 6.17 和 6.18，可以将一个复杂的矩张量进行分解，即：

$$f(M) = f(k_1 \cdot M_1 + k_2 \cdot M_2 + k_3 \cdot M_3) = k_1 \cdot f(M_1) + k_2 \cdot f(M_2) + k_3 \cdot f(M_3) \quad (6.19)$$

其中 M 为混合矩张量， M_1 、 M_2 、 M_3 为分解的矩张量， k_1 、 k_2 、 k_3 为系数。当求得系数之后，便可恢复所求的混合矩张量。

井中微地震监测一般使用 12 个三分量检波器进行微地震信号的接收，因此，将原始矩张量分解为公式 5.23 的矩张量分量时，有

$$\begin{bmatrix} f_1^1(M_{11}) & f_1^1(M_{22}) & f_1^1(M_{33}) & f_1^1(M_{12}) & f_1^1(M_{13}) & f_1^1(M_{23}) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ f_1^{12}(M_{11}) & f_1^{12}(M_{22}) & f_1^{12}(M_{33}) & f_1^{12}(M_{12}) & f_1^{12}(M_{13}) & f_1^{12}(M_{23}) \\ f_2^1(M_{11}) & f_2^1(M_{22}) & f_2^1(M_{33}) & f_2^1(M_{12}) & f_2^1(M_{13}) & f_2^1(M_{23}) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ f_3^{12}(M_{11}) & f_3^{12}(M_{22}) & f_3^{12}(M_{33}) & f_3^{12}(M_{12}) & f_3^{12}(M_{13}) & f_3^{12}(M_{23}) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} k_1 \\ k_2 \\ k_3 \\ k_4 \\ k_5 \\ k_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_1^1 \\ R_1^{12} \\ R_2^1 \\ \vdots \\ R_3^{12} \end{bmatrix} \quad (6.20)$$

其中 f 为根据第五章弹性波动矩张量理论模拟的波场记录， R 为混合震源的波场记录。可以缩写为：

$$Ax = b \quad (6.21)$$

的矩阵模式。因此，只需要求取系数 k 后，便可求出原始的矩张量，从而表示微地震的震源机制。

本文首先将页岩层简化为均匀介质进行初步的试验论证。在均匀介质中，受到的外力是均匀传播的，因此需要考虑 ISO 震源。如果页岩层可近似认为水平层状介质，则剪切应力产生的震源会发生在水平层，即会产生水平面的 DC 震源。为方便计算，在均匀介质中的模拟，只考虑了这两种震源进行模拟。

图 6.9 中红实线为 ISO 和 DC 混合震源的单道记录。应用最小二乘反演方法后，得到单道记录为蓝虚线。从图中可以发现，经过矩张量反演后的记录与模拟记录差异很小，匹配的较好。原始的矩张量为 M_0 ，反演得到的矩张量为 M ，式 6.22 已给出。

$$M_0 = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 \\ 1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad M = \begin{bmatrix} 0.9977 & 0.9824 & 0 \\ 0.9824 & 0.9977 & 0 \\ 0 & 0 & 0.9977 \end{bmatrix} \quad (6.22)$$

反演得到结果不仅波形得到匹配（图 6.10），求得的矩张量值误差也很小。说明在该种简化的模型中，本文所提出的反演方法是成立。

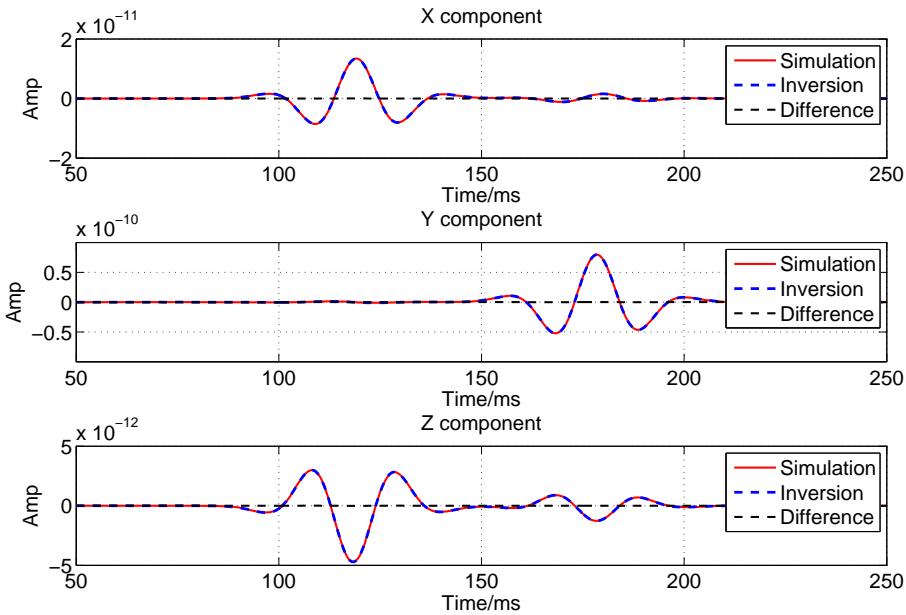


图 6.9 模拟记录和反演结果对比

Figure 6.9 Simulation traces and inversion result.

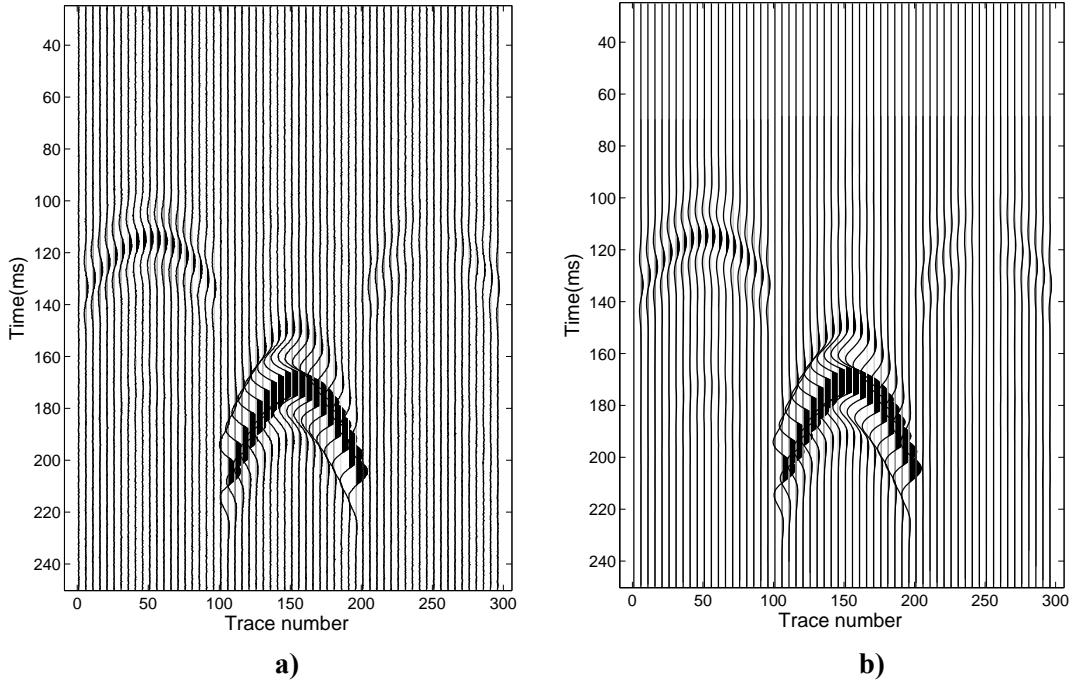


图 6.10 含噪记录 (a) 与反演记录 (b)

Figure 6.10 Simulation records (a) and inversion records (b).

上述反演方法得到的是假设的 ISO 震源和 DC 震源的组合矩张量，其算法的准确性在于假设条件的符合程度。假设不知道震源机制解（三类基本震源的组合成分）时，可根据公式 6.20 直接求得矩张量的 6 个分量。相比上述反演方法，本类算法含有更多的未知系数，计算量有所增加。

本文假设已知震源的矩张量为：

$$M_0 = \begin{bmatrix} 3 & 1 & 2 \\ 1 & 3 & 3 \\ 2 & 3 & 3 \end{bmatrix} \quad (6.23)$$

其三分量弹性波正演模拟波形如图 6.11 所示，波形相比前文正演记录更为复杂。由于三类基本震源的组合成分是未知的，因此不能应用前文所述反演算法。根据公式 6.20，通过求取每一个矩张量分量的波场，通过最小二乘反演方法，可求得各个分量的系数，最后将各个矩张量分量组合求得原始矩张量。

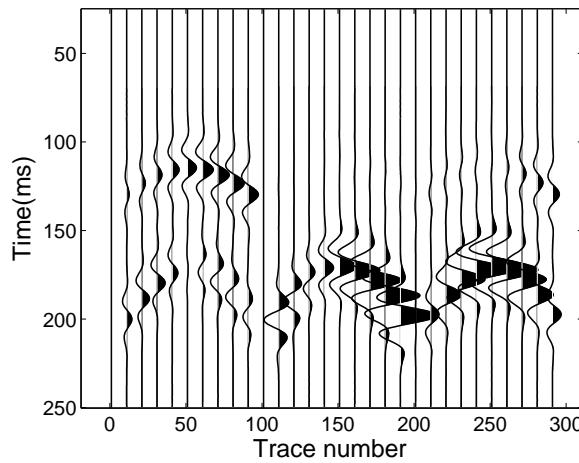
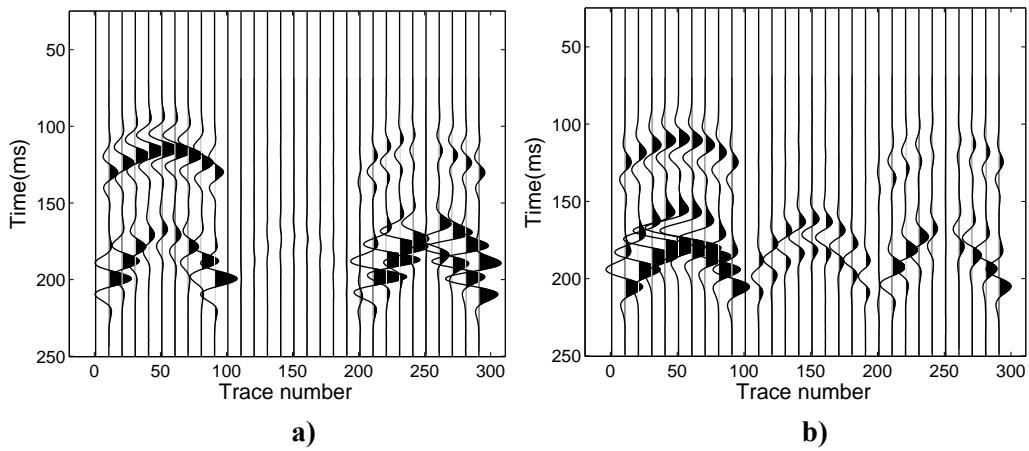
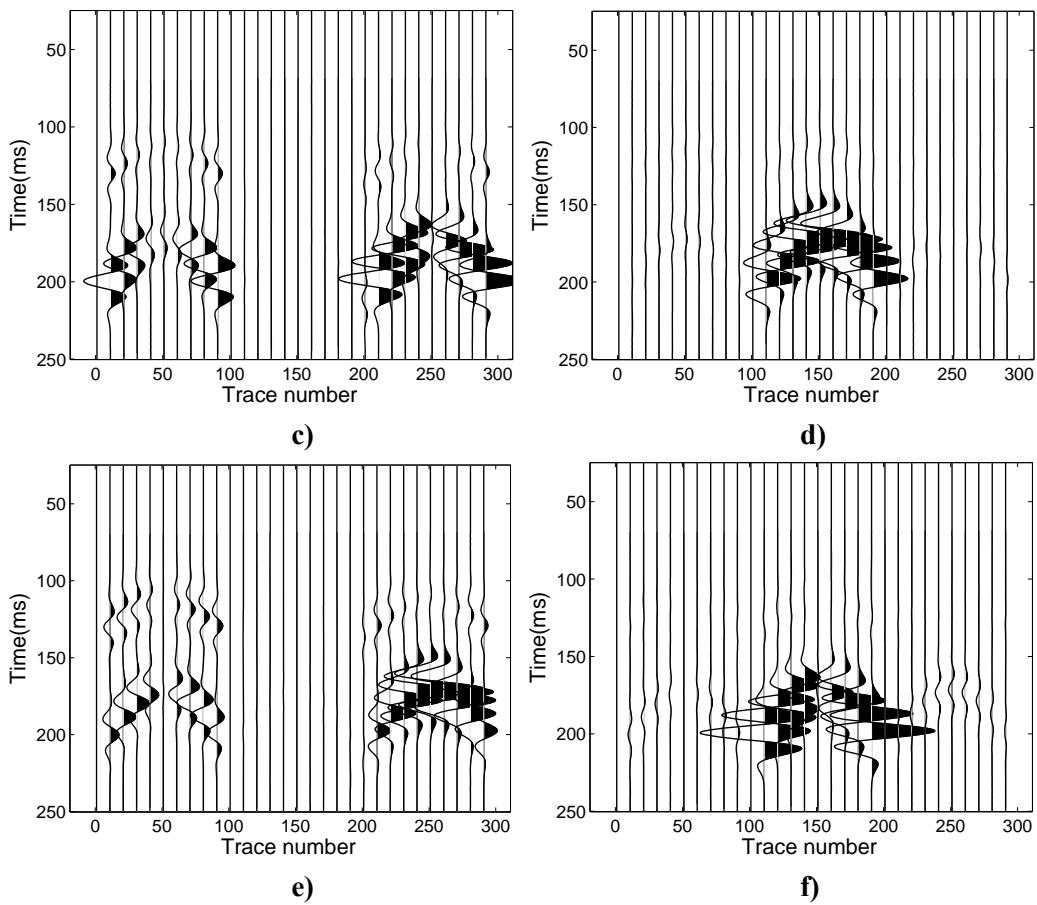


图 6.11 已知矩张量弹性波模拟记录

Figure 6.11 Elastic wave simulation records of given SMT.

运用第五章的弹性波方程矩张量模拟方法，首先得到矩张量 6 个分量的记录，如图 6.12 所示。通过得到的模拟记录，可建立公式 6.21 等式左边的系数矩阵 A 。等式右边矩阵 b 由原始矩张量正演模拟（图 6.11 记录）记录得到。



图 6.12 6 个矩张量分量的模拟记录: a) M_{11} ; b) M_{22} ; c) M_{33} ; d) M_{12} ; e) M_{13} ; f) M_{23} .Figure 6.12 Elastic wave simulation records of given SMT. a) M_{11} ; b) M_{22} ; c) M_{33} ; d) M_{12} ;
e) M_{13} ; f) M_{23} .

对于公式 6.21 中未知系数的求取, 本章中所用的反演算法为最小二乘法。通过对全波形记录的匹配, 计算得到的矩张量为:

$$M = \begin{bmatrix} 2.999980 & 0.999424 & 2.000005 \\ 0.999424 & 2.999970 & 3.000471 \\ 2.000005 & 3.000471 & 3.000003 \end{bmatrix} \quad (6.24)$$

其结果与原始矩张量 (公式 6.23) 差异很小, 无噪情况下, 相对误差控制在 0.1% 以内, 基本满足了精度要求。

根据反演得到的矩张量进行弹性波正演模拟, 其波形记录如图 6.13a 所示, 与原始模拟记录的差异如图 6.13b 所示。其波形记录振幅的误差小于 0.015%, 相对于原始波形振幅值, 可以忽略不计。因此, 可以证明反演得到的波形与原始波形差异很小, 得到的震源机制矩张量是十分准确的。同样, 通过对反演前后单道波形对比及其残差分析 (图 6.14), 也能证明反演结果的精确性。

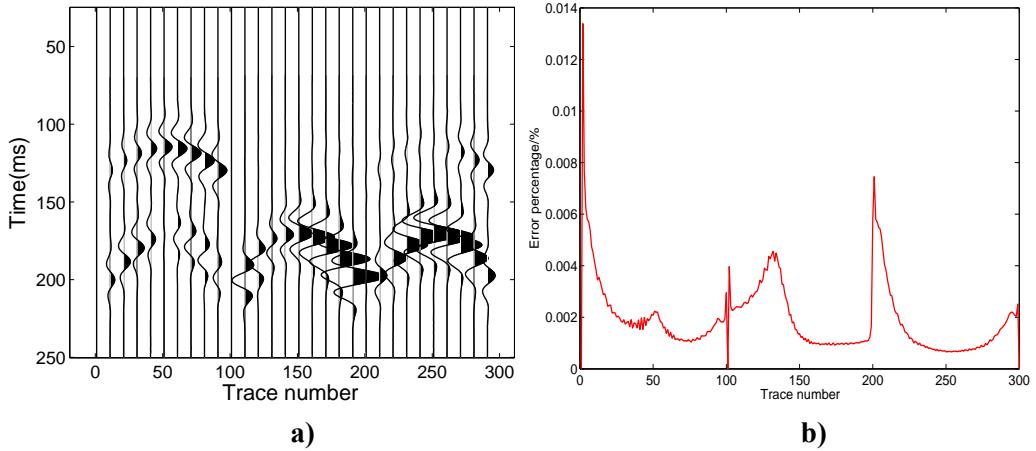


图 6.13 矩张量反演波形 (a) 及其与原始记录 (图 6.11) 的误差百分比 (b)

Figure 6.13 Records of SMT inversion (a) and its difference between original records (b).

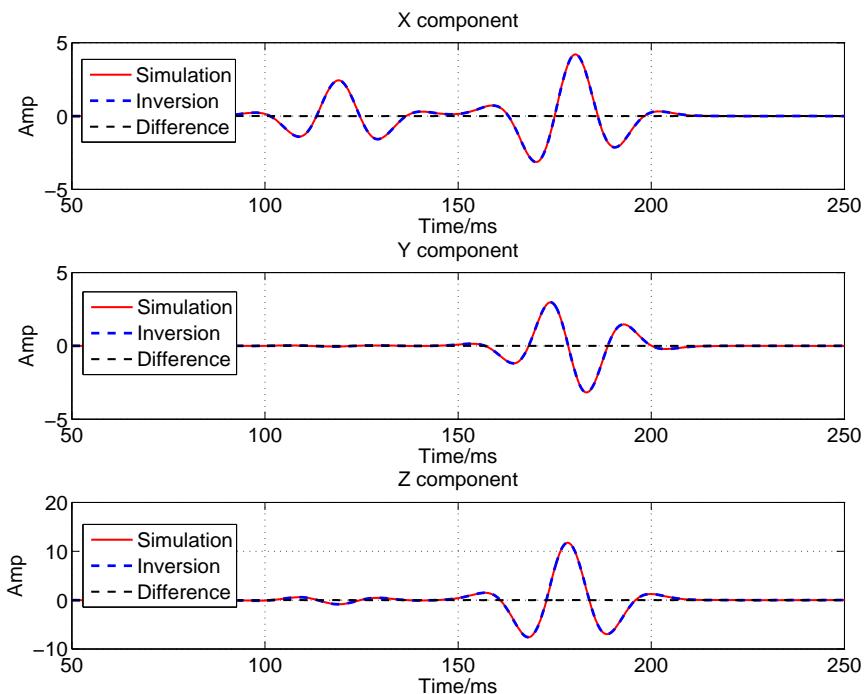


图 6.14 完全矩张量模拟记录和反演结果单道对比

Figure 6.14 Trace comparison between simulation traces and full SMT inversion result.

6.3 稳定性分析

为了验证本章中完全矩张量全波形反演的稳定性，我们对加噪信号进行了实验，并对定位结果存在的误差对反演结果的影响进行了分析。以此来评价本章中矩张量反演方法的适用性。

6.3.1 含噪信号稳定性分析

首先对原始无噪信号加入高斯型随机噪音，使其信噪比（SNR）分别为10dB、1dB、-1dB、-10dB，以此来检验本章中反演算法的抗噪能力。当信噪比为10时，有效信号占主要能量，能够很清楚的观测到P波和S波。其加噪后波形记录如图6.15a所示，反演后得到的波形为图6.15b，与原始正演模拟波形（图6.11）相比，波形匹配一致。反演得到的震源机制矩张量为：

$$M_{SNR=10} = \begin{bmatrix} 2.9953 & 1.0112 & 1.9894 \\ 1.0112 & 3.0033 & 2.7992 \\ 1.9894 & 2.7992 & 2.9927 \end{bmatrix} \quad (6.25)$$

相比无噪情况下的反演结果（公式6.24），准确性有所降低，但其误差仍然很小。说明当波形记录含有少量噪音时，不会对反演结果产生明显影响。

当信噪比为1dB和-1dB时，有效信号能量与噪声能量近似，其波形如图6.16、6.17所示。对于有效信号中的强能量波形，其特征仍然比较明显，但对于较弱的P波信号，虽然能够识别，但其波形特征受到了较大影响。这会对震源机制矩张量反演造成一定的影响。通过震源机制矩张量反演后，得到矩张量为：

$$M_{SNR=1} = \begin{bmatrix} 2.9942 & 0.9743 & 2.0045 \\ 0.9743 & 3.0571 & 2.8989 \\ 2.0045 & 2.8989 & 2.9988 \end{bmatrix} \quad (6.26)$$

和

$$M_{SNR=-1} = \begin{bmatrix} 2.9736 & 0.8839 & 1.9903 \\ 0.8839 & 3.0122 & 2.7126 \\ 1.9903 & 2.7126 & 2.9589 \end{bmatrix} \quad (6.27)$$

加噪后的反演矩张量相比无噪情况下误差逐渐增大，尤其是当SNR为-1时，即噪声的能量强于有效信号时， M_{12} 误差比较大。但主对角线分量仍然比较准确。总体上，得到的矩张量结果能够满足震源机制反演的要求。我们逐渐将噪声能量提高，使其信噪比为-10，即信号的能量远远小于噪声的能量，如图6.18所示，仅能够观测到强振幅信号的影子，弱信号已经淹没在噪声中。仍然应用上述的震源机制矩张量反演方法，得到结果为：

$$M_{SNR=-10} = \begin{bmatrix} 3.0399 & 0.8522 & 1.9721 \\ 0.8522 & 2.8627 & 2.9751 \\ 1.9721 & 2.9751 & 3.0680 \end{bmatrix} \quad (6.28)$$

与无噪下反演矩张量有一定的误差，但仍能大致得到原始震源机制的矩张量。

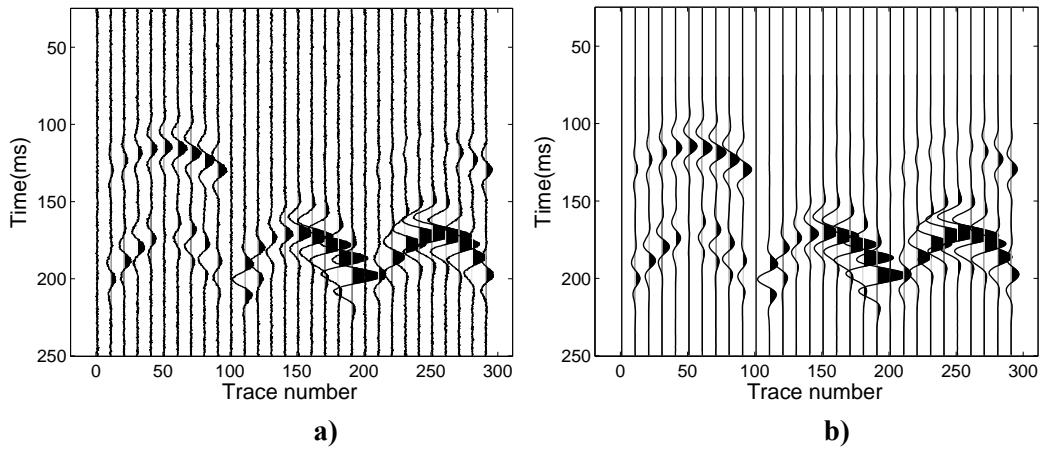


图 6.15 加噪模拟记录 (a) 与反演波形 (b) : SNR=10dB

Figure 6.15 Simulation records after adding noise (a) and Inversion records (b): SNR=10dB.

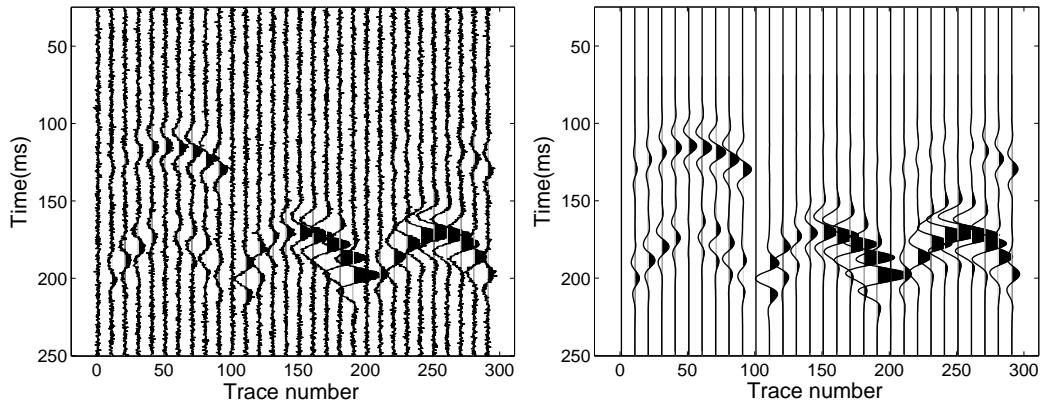


图 6.16 加噪模拟记录 (a) 与反演波形 (b) : SNR=1dB

Figure 6.16 Simulation records after adding noise (a) and Inversion records (b): SNR=1dB.

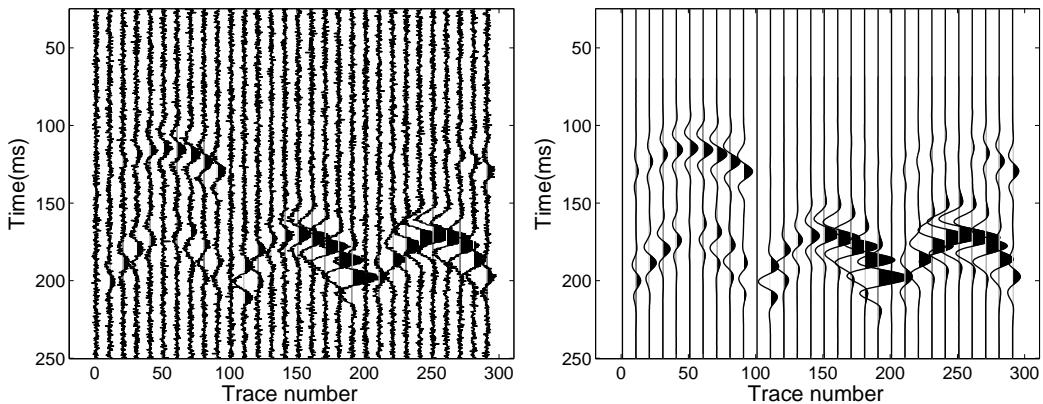


图 6.17 加噪模拟记录 (a) 与反演波形 (b) : SNR=-1dB

Figure 6.17 Simulation records after adding noise (a) and Inversion records (b): SNR=-1dB.

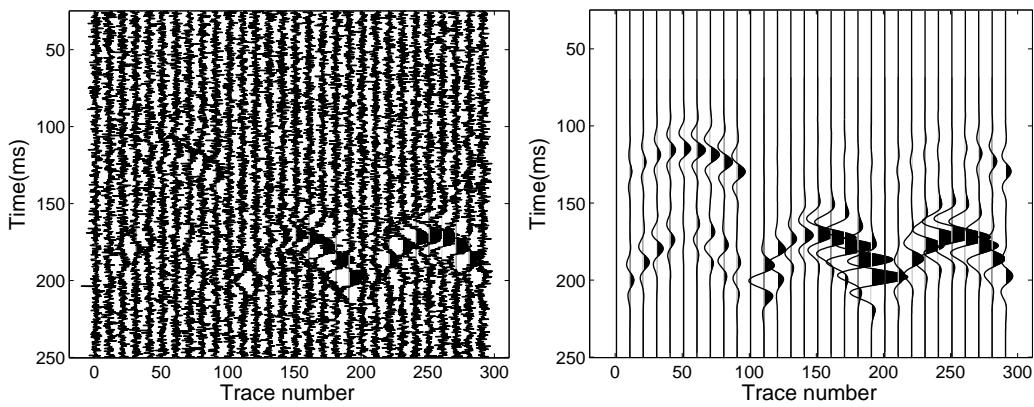


图 6.18 加噪模拟记录 (a) 与反演波形 (b) : SNR=-10dB

Figure 6.18 Simulation records after adding noise (a) and Inversion records (b): SNR=-10dB.

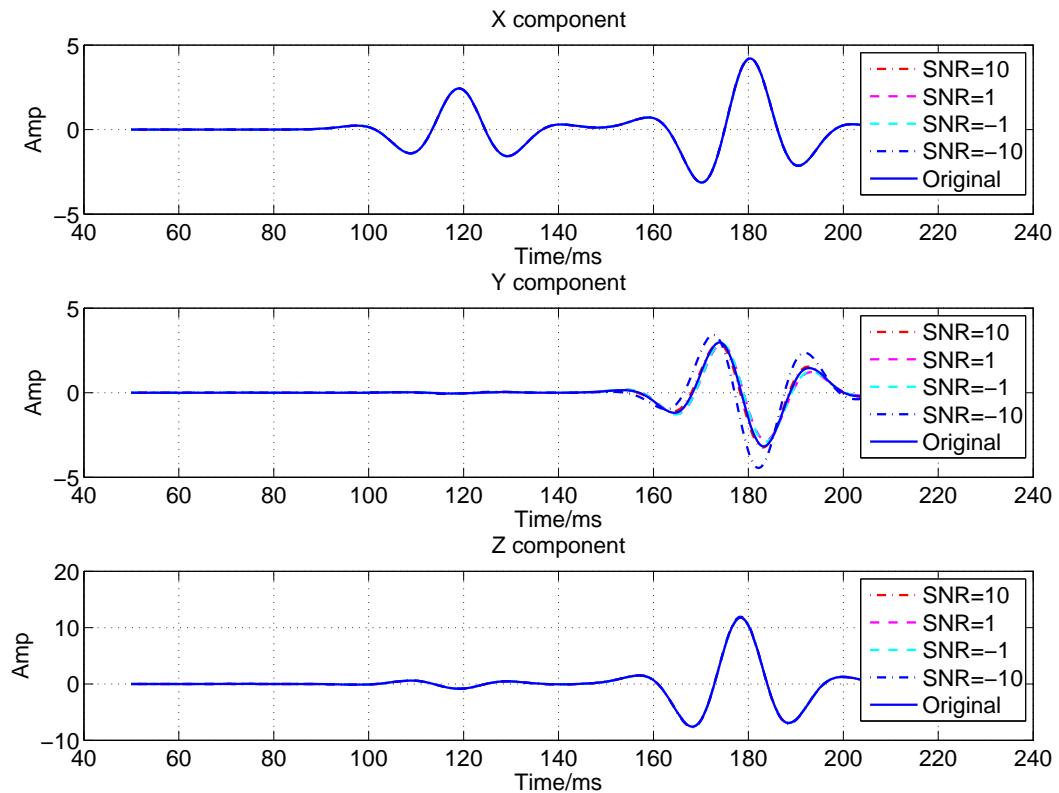


图 6.19 不同信噪比下反演波形对比

Figure 6.19 Comparisons of inversion waves with difference SNR.

将不同信噪比下的反演波形进行对比，如图 6.19 所示。随着信噪比的减小，X 分量和 Z 分量的反演波形变化微弱，Y 分量的误差逐渐增大，但其反演波形与原始无噪波形特征和相位特征保持一致。通过上述反演矩张量的对比以及反演波

形的对比都说明了本章中反演方法对含噪信号的处理具有较高的稳定性和精确性。

6.3.2 定位结果误差稳定性分析

微地震监测中的震源位置是未知的，属于被动源地震，需要对监测数据进行处理才能得到震源位置，进而反演得到震源机制的矩张量，所以震源的位置也会对震源机制矩张量的求取产生一定的影响。目前大多数微地震监测公司的井中监测震源定位误差控制在 20m 以内，一般在 10m 左右。本章中首先假设定位误差为 8m，即微地震震源定位结果在实际位置的半径为 8m 的圆上。利用此时的模拟记录进行震源机制反演时，得到的矩张量为：

$$M_{8m} = \begin{bmatrix} 3.0185 & 1.1109 & 2.0139 \\ 1.1109 & 2.9834 & 3.0335 \\ 2.0139 & 3.0335 & 3.0475 \end{bmatrix} \quad (6.29)$$

当定位误差为 16m 时，反演得到的矩张量为：

$$M_{16m} = \begin{bmatrix} 3.0229 & 1.1354 & 2.0180 \\ 1.1354 & 2.9785 & 3.0594 \\ 2.0180 & 3.0594 & 3.0580 \end{bmatrix} \quad (6.30)$$

当定位误差为 24m 时，反演得到的矩张量为：

$$M_{24m} = \begin{bmatrix} 3.0235 & 1.1393 & 2.0185 \\ 1.1393 & 2.9777 & 3.0640 \\ 2.0185 & 3.0640 & 3.0592 \end{bmatrix} \quad (6.31)$$

当定位误差为 32m 时，反演得到的矩张量为：

$$M_{32m} = \begin{bmatrix} 3.0236 & 1.1414 & 2.0184 \\ 1.1414 & 2.9779 & 3.0623 \\ 2.0184 & 3.0623 & 3.0596 \end{bmatrix} \quad (6.32)$$

随着定位误差的逐渐增加，反演结果的误差也有所增加，但误差的增量不大，所求取的矩张量仍然可信。因此，定位误差的存在在一定范围内对本章中的反演方法影响较小。

将以上反演的矩张量进行正演模拟并与原始模拟记录进行对比，如图 6.20 所示。虽然随着震源定位误差的加大，反演矩张量的误差有所增加，但其反演波形差异不明显，尤其是 X 分量和 Z 分量的波形特征基本一致，仅在 Y 分量上有微小差异。从 Y 分量上也能看出，随着定位结果误差的增大，其波形逐渐偏离原始波

形，但总体差异不大。说明了本章中矩张量反演算法能够在一定程度上减弱定位误差对反演矩张量的影响，证明了该算法对定位结果的稳定性和适用性。

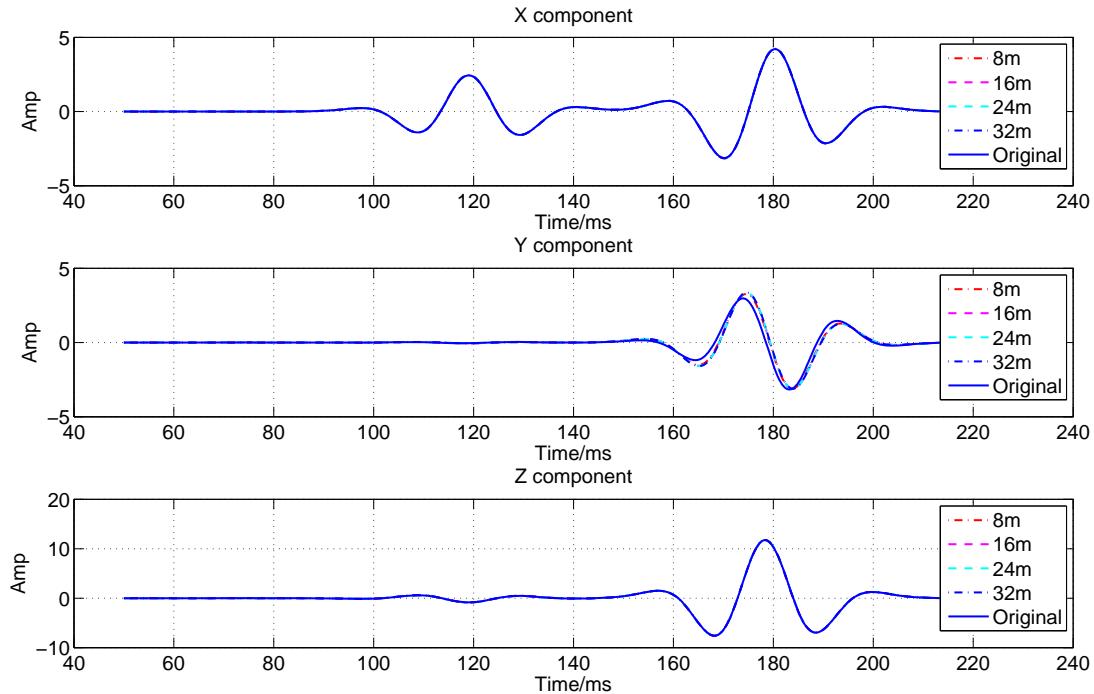


图 6.20 不同定位误差对反演波形的影响

Figure 6.20 Comparisons of inversion waves with difference location errors.

6.4 本章小结

本章对微地震中震源机制的反演问题进行了探讨，研究了格林函数反演方法和基于弹性波方程的矩张量反演理论。对于格林函数反演方法，尤其是对精确解的计算方法，很难在非均匀介质反演中得到较好的发展或应用，而本章提出的弹性波方程矩张量反演理论，可以适应这一变化。首先根据第五章提出的正演模拟方法对可能的震源机制矩张量或者全部的基本矩张量进行正演模拟，该模拟方法适应了速度的变化；随后根据本章的反演方法求得各个矩张量分量的系数，从而求得原始的矩张量。最后讨论了本章中震源机制反演方法的稳定性，分析了不同信噪比和不同定位误差下的反演矩张量精度和波形差异，证明了该算法能够适应含噪情况下或存在定位误差情况下的矩张量反演，具有较强的稳定性和适应性。

第7章 结 论

微地震监测技术是研究产生地下微振动机理的重要方法。通过对产生的微振动进行记录，分析得到的微弱数据，对地下介质的变化进行描述。本文系统的研究了微地震数据处理的整个流程，包括：微地震数据直流量校正、检波器方位校正、微地震事件初至拾取、微弱信号识别及噪音压制、微地震事件定位、震源机制矩张量正演模拟和反演等主要流程。进行工作总结如下：

- 1) 详细介绍了微地震数据处理中的预处理流程。介绍了直流量校正的方法和检波器校正理论；阐明了进行检波器校正的目的和意义；改进了长短时窗能量比法的初至拾取理论，将互相关理论与其结合，提高了初至拾取的精度。
- 2) 进行了形态学理论在微地震信号处理中的应用探讨。详细介绍了形态基本算子和高帽变换理论，指出高帽变换在数字信号处理中的不足之处并进行了改进；提出的改进高帽变换能够有效的对低频或高频噪音进行压制，使其适应了微地震信号处理的要求；将多尺度形态学理论应用在微地震微弱信号识别中，通过将信号分解在多个形态学尺度域中，进行弱信号的识别和提取，从而有利于观测较弱的信号，提高或增加微地震定位结果。
- 3) 回顾了 Geiger 定位原理，阐述了该理论在井中监测定位中产生的不足。研究了纵横波定位方法，并利用 Geiger 定位方法进行校正。在均匀介质中得到了十分准确的定位结果。并将该种方法扩展到层状介质模型中，也得到了比较满意的定位结果。
- 4) 对震源机制矩张量理论进行了深入的探讨和分析，提出了基于弹性波波动方程的震源机制矩张量正演模拟理论。该理论适应了多种震源类型在均匀介质和非均匀介质中传播的要求。对均匀介质、VTI 介质、HTI 介质和正交各向异性介质进行了三维弹性波场模拟，并分析了三类基本震源在不同介质中的波形和波场特征。利用极化角度理论，分析了三类震源在不同介质中与入射角度的关系，得到了一些实用性的结论，可以为实际生产中观测系统的设计及快速波形识别提供帮助。
- 5) 提出了基于波场叠加的震源机制矩张量反演理论。对比分析了格林函数矩张量反演理论。虽然该方法计算速度快，在天然地震中应用广泛，但天然地震与微地震无论在震级和规模上相差较大，存在一定的不适用性，且格林函数理论对于非均匀介质的适应性较差。本文所提出的反演理论基于第五章的正演模拟方法和波场叠加原理，很好的解决了这些问题。例举了简

单模型和复杂矩张量模型的反演算例，其反演结果与实际矩张量误差较小，在加噪模型和存在定位误差情况下，算法比较稳定。

本文主要介绍了微地震监测技术中的主要步骤和流程，提出了一些改进的算法和理论。从科学的角度看，文中所述内容仍存在一些不足有待进一步深入研究：

- 1) 形态学算法是从形态的角度对信号进行分析。本文主要研究了时域中形态学的应用，未来还可以在其它域中进行信号分析和处理。
- 2) 矩张量正演模拟方法可以对多种介质中的多类震源进行模拟，其中仍然含有某些特征本文没有发现或发掘。可以继续进行复杂介质的模拟，分析多种震源机制产生的波场记录的特征
- 3) 本文提出的基于弹性波方程震源机制矩张量反演方法在求解线性方程组中，考虑的是全波形匹配问题。因此，当实际波形与记录波形存在漂移时，需要进行校正，改进反演算法，才能得到满意的反演结果。

参 考 文 献

- [1] 刘振武, 撒利明, 巫芙蓉, 董世泰, 李彦鹏. 中国石油集团非常规油气微地震监测技术现状及发展方向. 石油地球物理勘探, 2013,05:843-853.
- [2] 赵博雄, 王忠仁, 刘瑞, 雷立群. 国内外微地震监测技术综述. 地球物理学进展, 2014,04:1882-1888.
- [3] 张山, 刘清林, 赵群, 姜宇东. 微地震监测技术在油田开发中的应用. 石油物探, 2002,02:226-231.
- [4] 金维浚, 张衡, 张文辉, 段心标, 刘伟. 微地震监测技术及应用. 地震, 2013,04:84-96.
- [5] 张永华, 陈祥, 杨道庆, 赵雨晴, 郭金荣. 微地震监测技术在水平井压裂中的应用. 物探与化探, 2013,06:1080-1084.
- [6] 张大椿, 刘晓. 微地震监测技术及其在油田中的应用. 新疆石油科技, 2013,03:12-15.
- [7] 段银鹿, 李倩, 姚韦萍. 水力压裂微地震裂缝监测技术及其应用. 断块油气田, 2013,05:644-648.
- [8] 李雪, 赵志红, 荣军委. 水力压裂裂缝微地震监测测试技术与应用. 油气井测试, 2012,03:43-45.
- [9] 赵争光, 马彦龙, 刘颖, 谷育波, 赵百顺, 接铭丽. 油气田水力压裂地面微地震监测技术研究. 能源技术与管理, 2014,01:1-3.
- [10] 刘百红, 秦绪英, 郑四连, 杨强. 微地震监测技术及其在油田中的应用现状. 勘探地球物理进展, 2005,05:31-35.
- [11] 董世泰, 高红霞. 微地震监测技术及其在油田开发中的应用. 石油仪器, 2004,05:5-8.
- [12] 赵争光, 秦月霜, 杨瑞召. 地面微地震监测致密砂岩储层水力裂缝. 地球物理学进展, 2014,05:2136-2139.
- [13] 芮拥军. 地面微地震水力压裂监测可行性分析. 物探与化探, 2015,02:341-345.
- [14] 黄今, 苏华友, 卢国胜, 杜林, 范波峰. 采动过程中微地震定位方法研究. 现代矿业, 2009,02:53-55+110.
- [15] 张晓林, 张峰, 李向阳, 黄旭日, 陈双全. 水力压裂对速度场及微地震定位的影响. 地球物理学报, 2013,10:3552-3560.
- [16] Maxwell S. A brief guide to passive seismic monitoring. CSEG National Convention, 2005, 177-178.
- [17] Maxwell S. Confidence and accuracy of microseismic images. CSPG CSEG CWLS Convention, 2009, 480-483.
- [18] 宋维琪, 何欣, 吕世超. 应用卡尔曼滤波识别微地震信号. 石油地球物理勘探, 2009,S1:34-38.
- [19] 朱卫星. 相关滤波在微地震数据处理中的应用. 勘探地球物理进展, 2007,02:130-134.
- [20] 刘玉海, 尹成, 潘树林, 胡永泉. 基于互相关函数法的地面微地震信号检测研究. 石油物探, 2012,06:633-637.
- [21] 王正蕾. 基于小波变换的微地震信号检测方法研究. 勘探地球物理进展, 2009,03:182-185.

- [22] 宋广东, 刘统玉, 王昌, 张贞良, 祁海峰, 王金玉. 小波分析在微地震信号处理中的应用研究. 山东科学, 2011,03:64-68.
- [23] 朱卫星, 宋洪亮, 曹自强, 朱雪梅, 高垒. 自适应极化滤波在微地震信号处理中的应用. 勘探地球物理进展, 2010,05:367-371.
- [24] 刘玉海, 尹成, 潘树林, 胡永泉. 一种改进的相邻道互相关函数法地面微地震信号压噪研究. 石油天然气学报, 2012,11:76-78.
- [25] 胡永泉, 尹成, 潘树林, 巫芙蓉, 李亚林, 刘玉海. 改进的时变斜度峰度法微地震信号识别技术. 石油物探, 2012,06:625-632.
- [26] 宋维琪, 杨勤勇, 郭全仕, 姜宇东, 何柯. 地面微地震资料弱信号提取方法研究. 石油物探, 2013,02:131-135.
- [27] Drew J. Microseismic event detection and location by continuous map migration: CA, CA2580355 A1. 2005.
- [28] Eisner L, Abbott D, Barker W B, et al. Noise Suppression For Detection And Location Of Microseismic Events Using A Matched Filter. SEG Technical Program Expanded Abstracts, 2008, (1):1431-1435.
- [29] Song F, Sadi Kuleli H, Nafi Toksöz M, et al. An improved method for hydrofracture induced microseismic event detection and phase picking. Geophysics, 2010, 75(6):A47-A52.
- [30] 穆星. 基于盲信号处理技术的地震弱信号分离方法. 油气地质与采收率, 2012,19(5):47-49.
- [31] 刘磊, 刘振, 张军华. 曲波阈值法地震弱信号识别及去噪方法研究. 地球物理学进展, 2011,26(4):1415-1422.
- [32] 张换兰, 朱光明, 王保利. Hankel 矩阵滤波在微地震数据处理中的应用. 煤田地质与勘探, 2014,42(1):72-75.
- [33] 宋维琪, 冯超. 微地震有效事件自动识别与定位方法. 石油地球物理勘探, 2013,48(2):283-288.
- [34] 李智敏, 苟先太, 金炜东, 刘娅. 微地震信号的分形特征. 信号处理. 2007,23(4):96-98.
- [35] 郑桂娟, 王润秋. 数学形态学在地震资料处理中的应用探索. 勘探地球物理进展, 2003,04:277-281.
- [36] 王润秋, 郑桂娟, 付洪洲, 李青. 地震资料处理中的形态滤波去噪方法. 石油地球物理勘探, 2005,03:277-282.
- [37] Wang R Q, Li Q and Zhang M. Application of multi-scaled morphology in denoising seismic data. Applied Geophysics, 2008, 5(3): 197- 203.
- [38] Mukhopadhyay S, Chanda B. A multiscale morphological approach to local contrast enhancement. Signal Processing, 2000, 80(4), 685-696.
- [39] Mukhopadhyay S, and B. Chanda. An edge preserving noise smoothing technique using multiscale morphology. Signal Processing, 2002, 82(4), 527-544.
- [40] Matheron G. Random sets and integral geometry. John Wiley & Sons, New York, USA, 1975.
- [41] Serra J. Image analysis and mathematical morphology. Academic Press, New York, USA, 1982.
- [42] Wang D. Classification of remotely sensed images using mathematical morphology. Proceedings of the geoscience and remote sensing symposium, 1994, 1: 1615-1617.

- [43] Chen H, Hu Y, Li J. Application of Mathematical Morphology to Seismic Fracture Detection. *Natural Gas Industry*, 2008, 28(3), 48-50.
- [44] Faucon T, Decencière E, Magneron C. Morphological segmentation applied to 3D seismic data, *Mathematical Morphology. 40 Years On Computational Imageing and Vision*, Springer Netherlands, 2005, 475-484.
- [45] 段中钰, 王润秋. 多尺度形态学在地震资料处理中的应用研究. *勘探地球物理进展*, 2010, 33(2): 135-140.
- [46] Starck J L, Elad M, Donoho D L. Redundant multi-scale transform and their application for morphological component analysis. *Advance in imaging and electron physics*, 2004, 132(82): 278-348.
- [47] 李海山, 吴国忱, 印兴耀. 形态分量分析在去除地震资料随机噪声中的应用. *吉林大学学报(地球科学版)*, 2012, 42(2): 554-561.
- [48] 张山, 刘清林等. 微地震监测技术在油田开发中的应用. *石油物探*, 2002, 41(2):226-231.
- [49] Maxwell S C, Rutledge J et al. Petroleum reservoir characterization using downhole microseismic monitoring. *Geophysics*, 2010, 75(5):129-137.
- [50] 周运波. 微地震监测反演方法研究:(硕士学位论文). 湖北:长江大学, 2012.
- [51] Zhang X L, Zhang F, Li X Y et al. The influence of hydraulic fracturing on velocity and microseismic location. *Chinese J. Geophys. (in Chinese)*, 2013, 56(10):3552-3560.
- [52] Aki K and Richards P G. *Quantitative Seismology*. University Science Books, 2nd ed, 2002.
- [53] Gilbert F. Excitation of the normal modes of the Earth by earthquake sources. *Geophysical Journal International*, 1970, 22(2):223-226.
- [54] Gilbert F. Derivation of Source Parameters from Low-Frequency Spectra. *Philosophical Transactions for the Royal Society of London*, 1973, 274(1239):369-371.
- [55] Sosulin , Kostrov . Optimum and quasi-optimum detection of signals in the presence of arbitrary interference by the whitening filter method. *radiotekhnika I*, 1974, 19:1195-1205.
- [56] Dziewonski A M, Gilbert F. Temporal variation of the seismic moment tensor and the evidence of precursive compression for two deep earthquake. *Nature*, 1974, 247:185-188.
- [57] Gilbert F. and Dziewonski A. M., An application of normal mode theory to the retrieval of structural parameters and source mechanisms from seismic spectra, *Phil, Trans. R. Soc. Lond.*, 1975, A278:187-269.
- [58] Baig A, Urbancic T. Microseismic moment tensors: A path to understanding frac growth. *Leading Edge*, 2010, 29:320-324.
- [59] Vavryčuk V. Exact Elastodynamic Green Functions for Simple Types of Anisotropy Derived from Higher-Order Ray Theory. *Studia Geophysica Et Geodaetica*, 2000, 45(1):67-84.
- [60] Coutant O, Virieux J, Zollo A. Numerical source implementation in a 2D finite-difference scheme for wave-propagation. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 1995, 85(5):1507-1512.
- [61] Bansal R, Sen M K. Finite-difference modelling of S-wave splitting in anisotropic media[J]. *Geophysical Prospecting*, 2008, 56(3):293–312.
- [62] Warpinski N. Dual leakoff behavior in hydraulic fracturing of tight, lenticular gas sands SPE Prod. Eng., 1990, 5: 243–252.

- [63] Walker R N, Zinno R J, Gibson J B, Urbancic, T I, Rutledge J. Carthage Cotton Valley Fracture Imaging Project Imaging Methodology and Implications. SPE Annual Technical Conference, 1998, 599-612.
- [64] Fisher M K, Wright C A. Integrating fracture mapping technologies to optimize stimulations in the Barnett shale. SPE Annual Technical Conference and Exhibition, 2002.
- [65] Wolhart S, Davis E, Roadarmel W, Wright C. Reservoir deformation monitoring to enhance reservoir characterization and management. 75th Annual International Meeting, SEG, 2005, 2512–2515.
- [66] Shemeta J, Maxwell S, Warpinski N, Hinds G et al. Digital Stacking of Passive Seismograms, SEG Annual Meeting, 2007, 23-28.
- [67] Potapenko D I et al. Barnett Shale Refracture Stimulations Using a Novel Diversion Technique. Society of Petroleum Engineers Hydraulic Fracturing Technology Conference, 2009.
- [68] Branagan P T, Peterson R, Warpinski N R, Wright T B. The characterization of remotely intersected set of hydraulic fractures: results of intersection well no.1: GRIIDOE Multi-Site project. SPE Annual Technical Conference & Exhibition, Denver, 1996, 351-362.
- [69] Nolen Hoeksema R C, Ruff L J. Moment tensor inversion of microseisms from the B-sand propped hydrofracture, M-site, Colorado. Tectonophysics, 2001, 336:163–181.
- [70] Vavryčuk, V. On the retrieval of moment tensors from borehole data. Geophysical Prospecting, 2007, 55:381–391.
- [71] Rutledge J T, Phillips W S, Mayerhofer M J. Faulting induced by forced fluid injection and fluid flow forced by faulting: an interpretation of hydraulic-fracture microseismicity: Carthage cotton valley gas field, Texas. Bulletin of the seismological society of America, 2004, 94:1817–1830.
- [72] Vavryčuk V. Inversion for parameters of tensile earthquakes. Journal of Geophysical Research, 2001, 106:16339–16355.
- [73] Jechumtálová Z, Šílený J. Amplitude ratios for complete moment tensor retrieval. Geophysical Research Letters, 2005, 32:22-26.
- [74] Vavryčuk V. On the retrieval of moment tensors from borehole data. Geophysical Prospecting, 2007, 55, 381–391,
- [75] Warpinski NR, Du J. Source mechanism studies on microseismicity induced by hydraulic fracturing. SPE Paper, 2010, 135254.
- [76] Jo Ellen Kilpatrick, Eisner L, et al. Natural Fracture Characterization from Microseismic Source Mechanisms: A Comparison with FMI Data. SEG Annual Meeting, 2010.
- [77] Gharti H N, Oye V, Kühn D, et al. Simultaneous Microearthquake Location And Moment-tensor Estimation Using Time-reversal Imaging. Seg Annual Meeting, 2011.
- [78] Song F X, Nafi Toksoz M. Full-waveform based complete moment tensor inversion and source parameter estimation from downhole microseismic data for hydrofracture monitoring. Geophysics, 2011, 6:WC103-WC116.
- [79] Shabelansky A H, et al. Seismic imaging of hydraulically-stimulated fractures: A numerical study of the effect of the source mechanism. SEG Technical Program Expanded Abstracts 2012, 1-6.

- [80] Tibi R, Vermilye J, et al. Assessment of hydraulic fracture complexity and stress field variability in an unconventional reservoir from composite moment tensor of double-couple microseismic event. SEG Technical Program Expanded Abstracts, 2013.
- [81] Rutledge J, Downie R, Maxwell S, Drew J. Extension-shear microseismic mechanisms during hydraulic fracturing. SEG Technical Program Expanded Abstracts, 2013.
- [82] Stank F, Eisner L, Jan Moser T. Stability of source mechanisms inverted from P-wave amplitude microseismic monitoring data acquired at the surface. Geophysical Prospecting, 2014, 62(3):475-490.
- [83] Maxwell S. A brief guide to passive seismic monitoring. CSEG National Convention, 2005, 177-178.
- [84] Haralick R.M., S.R. Sternberg, and X.H. Zhuang. Image analysis using mathematical morphology. IEEE Trans. Pattern Anal. Mach. Intell. PAMI-9, 1987, 142-156.
- [85] Ming Z, Jian-xun L. The Small Target Detection in Infrared Image Based on Adaptive Morphological Top-Hat Filter. Journal of Shanghai Jiaotong University, 2006, 40(1):90-89.
- [86] Bancroft J C, Wong J, Han L. Sensitivity measurements for locating microseismic events. CREWES Research Report, 2009, 21:1-15.
- [87] 惠少兴, 张元生, 李顺成. T-D 地震定位方法研究. 西北地震学报, 2012, 34(1):10-13.
- [88] Haldorsen J B U, Brooks N J, Milenkovic M. Locating microseismic sources using migration-based deconvolution. Geophysics, 2013, 78(5):73-84.
- [89] Knopoff L, Randall M J. The compensated linear-vector dipole: A possible mechanism for deep earthquakes. Journal of Geophysics Research, 1970, 75(26) 4957-4963.
- [90] Li YL, Liu C H, Franke S J. Three-dimensional Green's function for wave propagation in a linearly inhomogeneous media—the exact analytic solution. Journal of the acoustical society of America 1990, 87 2285-2291.
- [91] Yuan S Y, Wang S X, Sun W J, Miao L N and Li Z H. Perfectly matched layer on curvilinear grid for the second-order seismic acoustic wave equation. Exploration Geophysics, 2014, 45 94-104.
- [92] 牟永光, 裴正林. 三维复杂介质地震数值模拟. 石油工业出版社, 2005.
- [93] 李录明, 罗省贤. 各向异性介质弹性波勘探理论及系列方法. 科学出版社, 2014.
- [94] Clayton R, Engquist B. Absorbing boundary conditions for acoustic and elastic wave equations. Bulletin of the Seismological Society of America, 1977, 67(6):1529-1540.
- [95] Berenger J P. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. Journal of Computational Physics, 1994, 114(2): 185-200.
- [96] Collino F, Tsogka C. Application of the perfectly matched absorbing layer model to the linear elastodynamic problem in anisotropic heterogeneous media. Geophysics, 2001, 66(1): 294-307.
- [97] Hastings F D, Schneider J B, Broschat S L. Application of the perfectly matched layer (PML) absorbing boundary condition to elastic wave propagation. Journal Acoustical Society of America, 1996, 100(5):3061-3069.
- [98] Graves R W. Simulating seismic wave propagation in 3D elastic media using staggered-grid finite differences. Bulletin of the Seismological Society of America, 1996, 86(4):1091-106.

- [99] Olsen K B, Archuleta R J, Matarese J R. Magnitude 7.75 earthquake on the San Andreas fault: three-dimensional ground motion in Los Angeles Science, 1995, 270:1628-32.
- [100] Yomogida K, Etgen J T. 3-D wave propagation in the Los Angeles Basin for the Whittier-Narrows earthquake. Bulletin of the Seismological Society of America, 1993, 83:1325-44.
- [101] Arthur Snock J. 85.12 FOCMEC: FOCal MEchanism determinations. International Geophysics, 2003, 81(3):1629–1630.
- [102] Gal'perin E I. The Polarization Method of Seismic Exploration. (D. Reidel Publishing Company, Dordrecht), 1984.
- [103] Benhama A, Cliet C and Dubesset M. Study and application of spatial directional filtering in three-component recordings. Geophysical Prospecting, 1988, 36(6):591–613.
- [104] Richwalski S, Roy-Chowdhury K, Mondt J C. Multi-Component Wavefield Separation Applied To High-Resolution Surface Seismic Data. Journal of Applied Geophysics, 2001, 46(2):101–114.
- [105] Roueffa A, Rouxd P and Réfrégier P. Wave separation in ambient seismic noise using intrinsic coherence and polarization filtering. Signal Processing, 2009, 89(4):410-21.
- [106] Lin F, Zhao M S, Liu Y C et al. Polarization of plane wave propagating inside elastic hexagonal system solids. Science China Physics Mechanics & Astronomy, 2014, 57(2):251-62.
- [107] Jechumtálová Z, Eisner L. Seismic source mechanism inversion from a linear array of receivers reveals non-double-couple seismic events induced by hydraulic fracturing in sedimentary formation. Tectonophysics, 2008, 460(1):124–133.

致 谢

个人简历、在学期间发表的学术论文及研究成果

攻读博士学位期间发表学术论文

- [1] 76th EAGE Conference & Exhibition. 2014. EI 检索期刊, 排名第一 (本博士学位论文 5.2 节)
- [2] 石油地球物理勘探. 2015. EI 检索期刊, 排名第一 (本博士学位论文 3.2, 3.3 节)
- [3] Journal of geophysics and engineering. 2015. SCI 检索期刊, 排名第一 (本博士学位论文 5.2, 5.3 节) (本博士学位论文第五章)
- [4] 77th EAGE Conference & Exhibition. 2015. EI 检索期刊, 排名第三(本博士学位论文 3.2 节)

学位论文数据集

论文题目	微地震裂缝定位及解释技术研究			论文语种	中文
论文英文题目	The research of locating fracture and interpretation method in microseismic monitoring				
关键词	微地震监测；微地震事件定位；地震矩张量；震源机制正反演			密级	公开
中图分类号	P631.4		UDC		
作者姓名	***	学号	2012315006	学制	3 年
学科专业	地质资源与地质工程		研究方向	地球物理勘探	
答辩日期		授予学位年		学位类别	博士
学位授予单位	***		学位授予单位代码	***	
导师姓名	***		导师职称	教授	
论文评阅人	姓名		工作单位		
	胡天跃		北京大学		
	陆文凯		清华大学		
	王彦春		中国地质大学（北京）		
论文答辩委员 会	姓名		工作单位		
	主席				
	成员				

注：所有项均必须如实填写。