Die Krustenstruktur Südost-Rumäniens aus der Analyse teleseismischer Receiver Funktionen

Diplomarbeit

von

Tobias Diehl

Referent : Prof. Dr. F. Wenzel

Korreferent : Prof. Dr. H. Wilhelm

24. Juli 2003

Universität Karlsruhe
Geophysikalisches Institut
Hertzstraße 16
76187 Karlsruhe

Titlepage

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Im vergangenen Jahrhundert traten in Rumänien vier aussergewöhnlich starke Erdbeben auf, die eine Vielzahl von Todesopfern und Verletzten forderten und erhebliche Sachschäden an Gebäuden und Infrastruktur zur Folge hatten. Nicht zuletzt diese potentiellen Gefahren rückten die geodynamische Entwicklung des Karpatenbogens und die Seismizität der Vrancea-Zone in den vergangenen 20 Jahren verstärkt in das Blickfeld geowissenschaftlicher Forschungen. Um Ursache und Wirkung dieser Beben besser beschreiben zu können, sind Kenntnisse über Krusten- und Mantelstrukturen der Region erforderlich, die sich aus der Gesamtheit der geowissenschaftlichen und vor allem geophysikalischen Untersuchungen ergeben. Zu diesem Zwecke fanden in der Vergangenheit mehrere Feldexperimente im Südosten Rumäniens statt. Im Jahre 1999 wurde schliesslich im Rahmen des *SFB-461* eine grossflächige passive seismische Messung durchgeführt, das **CALIXTO'99** - Experiment (**C**arpathian **A**rc **LI**toshere **X** - **TO**mography). In dessen Verlauf wurde ein Netzwerk von mobilen Registriereinheiten aufgebaut, welches für ca. ein halbes Jahr lokale, regionale und teleseismische Beben aufzeichnete. Ziel dieser Meßkampagnie war es, möglichst viele Informationen über Kruste und Mantel der Vrancea Region zu gewinnen. Zuvor fand im Mai 1999 die Vermessung eines ca. 320 km langen, S-N verlaufenden refraktionsseismischen Profils (**VRANCEA99**) statt und im September 2001 folgte ein ca. 400 km langes O-W Profil (**VRANCEA01**). Auf die Ergebnisse dieser Messungen wird in Kapitel 2 näher eingegangen. Sie dienen darüber hinaus in der ganzen Arbeit als Referenzmodelle.

Der Datensatz des *CALIXTO'99*-Experiments wurde zunächst für P- und S-Wellen Tomographie eingesetzt und wird in dieser Arbeit nun für die Analyse teleseismischer Receiver Funktionen verwendet. Diese Methode beruht kurz gesagt auf dem Prinzip der Konversion seismischer Wellen an Geschwindigkeitskontrasten. Man erhält damit Informationen über Strukturen unterhalb des Seismometers (Receiver). Ziel dieser Arbeit soll u.a. sein, mit Hilfe der Receiver Funktionen-Methode Sediment- und Krustenmächtigkeit (Mohotiefe) für möglichst viele *CALIXTO'99*-Stationen zu bestimmen, um somit einen dreidimensionalen Eindruck der Sediment- bzw. Mohotopographie zu bekommen. Neben dem *CALIXTO '99* Datensatz wurden zusätzliche Daten der permanenten *GEOFON*-Station Muntele Roşu (MLR) benutzt, damit eine größere Datenbasis zur Verfügung steht.

Zunächst soll in Kapitel 2 die Geologie und die geodynamische Evolution der Karpaten beschrieben werden. Es werden dazu Ergebnisse bisheriger Arbeiten vorgestellt und erläutert. In Kapitel 3 werden die theoretischen Grundlagen der Receiver Funktionen Methode dargestellt und Anwendungsmöglichkeiten präsentiert. Kapitel 4 beschäftigt sich mit der Datenakquisition und den notwendigen Schritten zur Datenaufbereitung. Die Ergebnisse für die permanente *GEOFON*-Station MLR und für die Mobil-Stationen des *CALIXTO'99*-Experiments werden in Kapitel 5 und 6 gezeigt. Schließlich folgt in Kapitel 7 die Diskussion und Interpretation der Ergebnisse und Kapitel 8 faßt die wichtigsten Punkte noch einmal zusammen.

Kapitel 2

Das Untersuchungsgebiet - Geologie und Tektonik des Karpatenbogens

Im nun folgenden Kapitel soll zunächst das Untersuchungsgebiet näher betrachtet werden. Nach einer kurzen Einführung in die geodynamische Entwicklung des Karpatenbogens und einer Beschreibung der gegenwärtigen Seismizität, wird im dritten Abschnitt auf Ergebnisse bisheriger Arbeiten eingegangen.

2.1 Geodynamische Evolution des Karpatenbogens

Um die geodynamische Entwicklung des Karpatenbogens und die seismisch äußerst aktive Vrancea Region zu beschreiben, muß die Tektonik des gesamten mediterranen Raumes betrachtet werden. Letztere ist seit dem Tertiär durch die Konvergenz der afrikanischen und europäischen Platte dominiert (siehe Royden (1988)).
Ursprünglich verlief die Subduktion vor ca. 30 Mio. Jahren entlang einer Linie, die parallel zur heutigen Adriaküste verlief (Wortel und Spakman (2000)). Durch das Zurückschreiten der Subduktion kam es zu einer Kollision zwischen der Europäischen Plattform und den der Afrikanischen Plattform vorgelagerten Lithosphärenblöcken, wobei diese in unterschiedliche Richtungen rotiert und bewegt wurden (Márton und Fodor (1995), Pătraşcu et al. (1994)). Nach diesem Modell entstanden die östlichen Karpaten aus der kontinentalen Kollision zwischen der Tisia-Dacia Mikroplatte im Westen und der Europäischen Plattform im Osten. Beide Platten werden im Süden durch die Moesische Plattform begrenzt (siehe Abbildung 2.1).
Der Kollisionsvorgang war jedoch nur von begrenzter Dauer, da die Zugkräfte durch die absinkende Subduktionszunge (Slab) geringer als die Auftriebskräfte der mächtigeren kontinentalen Europäischen Kruste sind. Als “Slab” bezeichnet man im geologischen Sprachgebrauch in den Erdmantel subduzierte Lithosphäre. Da diese, im Vergleich zum umgebenden Mantelmaterial eine geringere Temperatur aufweist, zeichnet sich ein solcher Slab durch eine erhöhte seismische Geschwindigkeit aus (z.B Lay und Wallace (1995)).

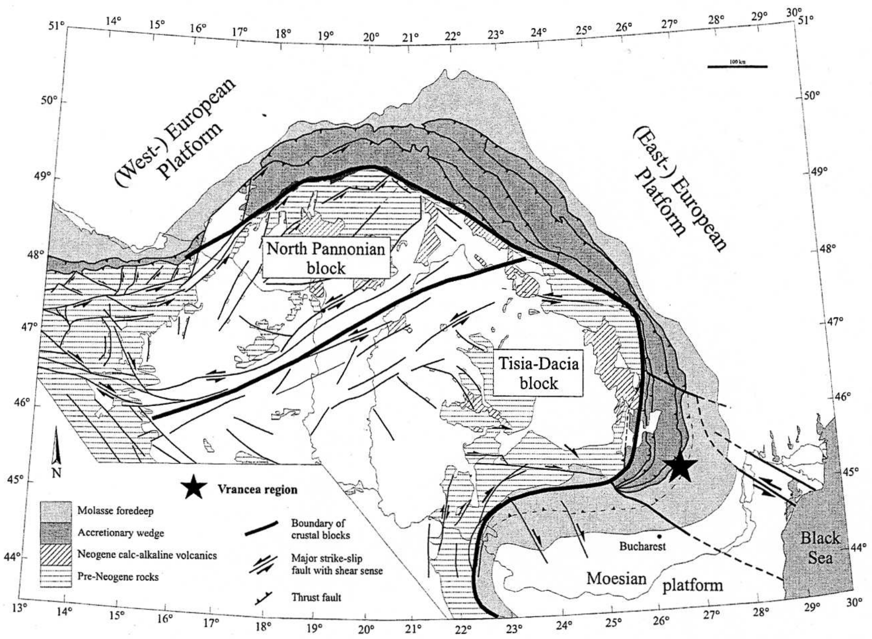

Abbildung 2.1: Tektonik und Geologie der Karpaten und des Pannonischen Beckens (aus Sperner et al. (2001), Geologie basierend auf Horváth (1993)).

Das Alter der jüngsten Deformationen des Akkretionskeils fällt nach Jiricek (1979) von 13 Mio. Jahren im Norden auf 10 Mio. Jahren im süd-östlichen Teil. Daraus kann geschlossen werden, dass die Kollision im nördlichen Teil des Karpatenbogens begann, während im östlichen Teil die Subduktion noch für eine kurze Zeit andauerte, bis auch hier die ozeanische Lithosphäre komplett subduziert war.
Postuliert man eine Schwachstelle im Slab, beispielweise einen kleinen Riß, so kann gezeigt werden, dass sich dieser unter bestimmten Bedingungen über den gesamten Slab horizontal fortpflanzen kann und damit zur Ablösung des Slabs führt (Wortel und Spakman (2000)). Diesen Vorgang der Ablösung nennt man auch "slab detachement". Der präexistente Riß kann durch verschiedene Mechanismen verursacht sein. Einer dieser Mechanismen stellt der oben beschriebene Kollisionsvorgang dar: Folgt nach einer Zeitspanne der Subduktion ozeanischer Lithosphäre kontinentale, so kann der benötigte Ausgangsriß am Graben der Subduktionszone entstehen. Weitere denkbare Möglichkeiten sind Schwächungen innerhalb der subduzierten Lithosphäre, beispielsweise durch transforme Störungen (siehe Wortel und Spakman (2000)).
Die gegenwärtigen geodynamischen Modelle gehen davon aus, dass die Ablösung der subduzierten Lithosphäre entsprechend Abbildung 2.2 in den heutigen westlichen Karpaten begann und sich dann in Richtung Osten bzw. Südosten bis hin zur Vrancea-Zone fortsetzte (Sperner et al. (2001)). Abbildung 2.3 zeigt schematisch die zurückschreitende Subduktion unter den östlichen und südlichen Karpaten innerhalb der letzten 15 Millionen Jahren.

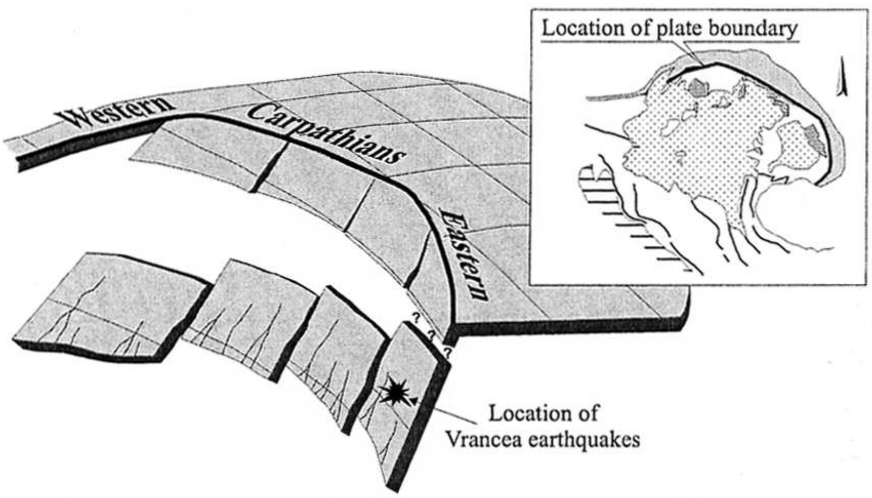

Abbildung 2.2: Modell der Slab-Ablösung unter dem Karpatenbogen. Die Slab-Segmente im nördlichen Teil sind bereits abgelöst. Das südöstlichste Segment ist dagegen noch mechanisch mit der Europäischen Platte verbunden (aus Sperner et al. (2001)).

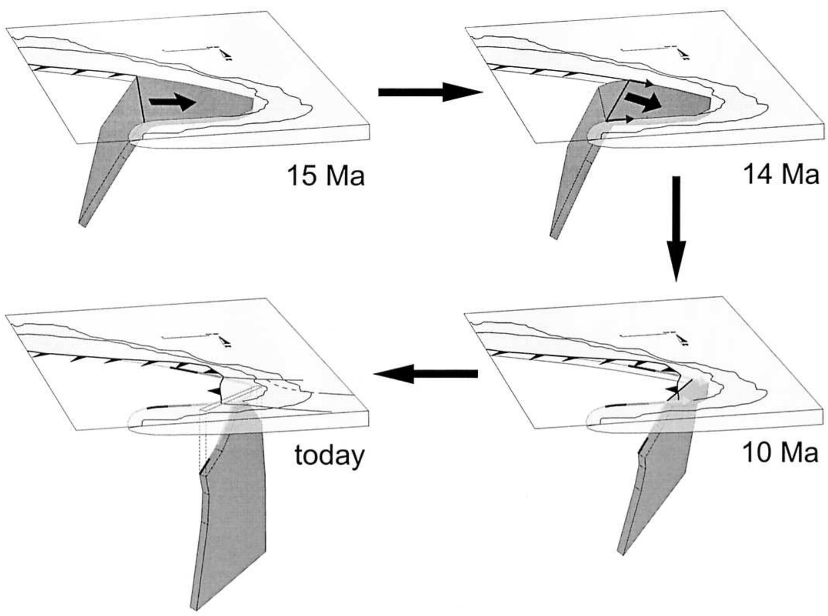

Abbildung 2.3: Evolution der zurückschreitenden Subduktion unter den östlichen und südlichen Karpaten innerhalb der letzten 15 Millionen Jahren (nach Sperner et al. (in press)).

2.2 Seismizität der Vrancea Region

Die räumliche Verteilung der Seismizität im Südosten Rumäniens lieferte die ersten Hinweise auf den in Abschnitt 2.1 postulierten Ablösevorgang des Slabs. In Abbildung 2.4 ist die Lage der Epizentren lokaler Erdbeben und deren Tiefenverteilung dargestellt. Die

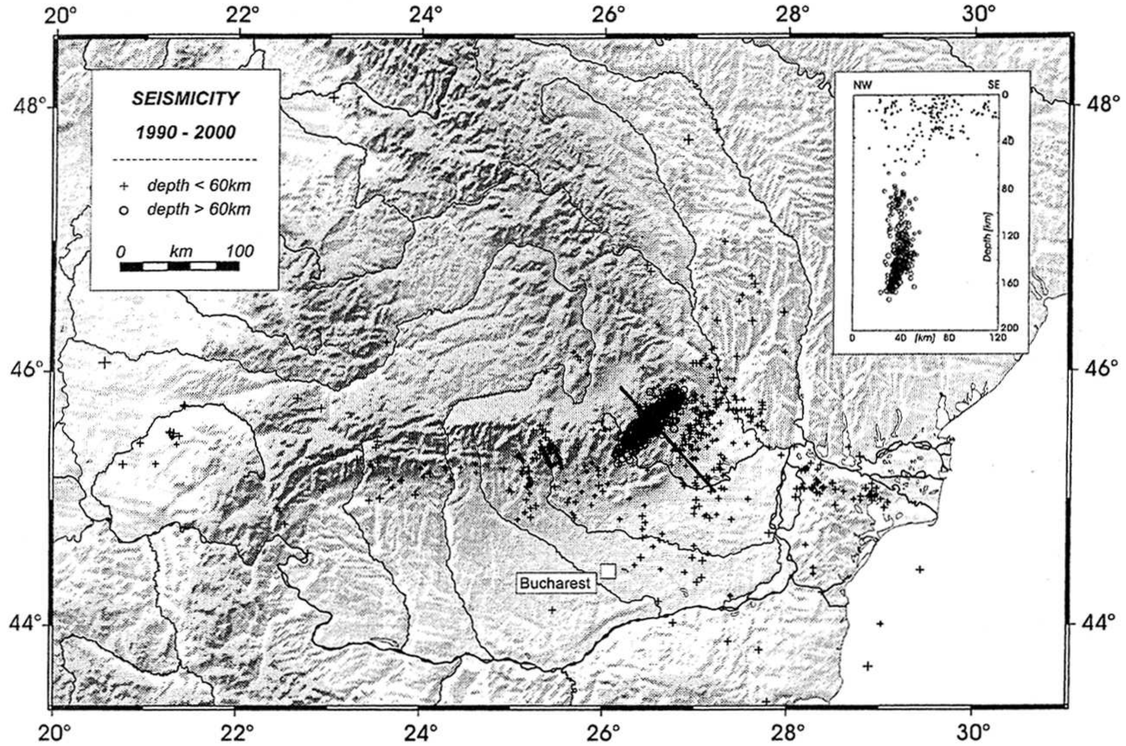

Abbildung 2.4: Seismiziät in Rumänien von 1990 bis 2000 (aus Sperner et al. (2001)). Gezeigt sind die Lokalitäten der Erdbeben mit Magnitude größer als 3.0. Die mäßigen krustalen Beben (Kreuze) sind breiter verteilt als die starke, mitteltiefe Seismizität (Kreise). Letztere konzentriert sich in der südöstlichen Biegung des Karpatenbogens (Vrancea). Die Grafik rechts oben stellt den Tiefenschnitt durch die Vrancea Region dar (durchgezogene Linie in der Karte) und zeigt die Tiefenverteilung der Hypozentren (nach Bonjer et al. (2000)).

Seismizität läßt sich damit gegenwärtig in zwei Bereiche gliedern: In einen krustalen Bereich oberhalb 40 km Tiefe und einen mitteltiefen Bereich unterhalb der Vrancea Region zwischen ca. 70 und 180 km Tiefe. Dabei streut die Verteilung der krustalen Epizentren stark, die mitteltiefen Beben konzentrieren sich dagegen auf ein relativ eng begrenztes seismisches Volumen von 20 x 50 x 100 km^3 (Oncescu und Bonjer (1997)). Das Fehlen der mitteltiefen Seismizität im nördlichen Teil der Karpaten deutet somit dort auf die bereits vollständige Ablösung der subduzierten Lithosphäre von der Kruste hin.

Zur Erklärung der mitteltiefen Seismizität in der Vrancea Region schlugen Fuchs et al. (1979) erstmals die Existenz eines paläosubduzierten ozeanischen Slabs unterhalb der Kruste vor. Mit diesem Modell konnte jedoch nicht der lateral eng begrenzte Bereich der Hypozentren erklärt werden. Darüber hinaus bleibt die Frage offen, warum im Bereich der stattgefundenen Subduktion kein Vulkanismus existiert.
Das Modell von Girbacea und Frisch (1998) geht davon aus, dass die subduzierte Lithosphäre an der Schwächezone zwischen der abtauchenden ozeanischen und der kontinentalen Kruste einreißt. Dies führt zur Delamination der unteren von der oberen Lithosphäre, und es kommt zu einem Absinken und Steilstellen des abgetrennten Lithosphärenstücks. Dieses bildet den seismisch aktiven Bereich zwischen 70 und 180 km Tiefe. Mit diesem Modell ist es möglich, die Lage der seismisch aktiven Zone südöstlich der miozänen Struktur zu erklären.
Wortel und Spakman (2000) zeigen mit Hilfe globaler tomographischer Untersuchungen des Mittelmeerraumes und seiner Umgebung, dass der Vrancea Slab bis in einen Tiefenbereich von 300 - 350 km reicht. Unterhalb ca. 180 km wird jedoch nahezu keine Seismizität mehr beobachtet. Deshalb kann die Ausdehnung des Slabs nicht alleine anhand der Seismizität bestimmt werden.

2.3 Seismologische Untersuchungen des Karpatenbogens

Zum besseren Verständnis der Geodynamik Südost-Rumäniens wurden in der Vergangenheit verschiedene seismologischen Messungen durchgeführt. In den folgenden Abschnitten konzentrieren wir uns auf diese passiven und aktiven Experimente und deren Ergebnisse.

2.3.1 Tomographische Untersuchungen des oberen Mantels

Die tomographische Untersuchung des oberen Mantels unter Vrancea begann bereits in den 80iger Jahren (z.B. Oncescu et al. (1984) und Koch (1985)). Es folgten Arbeiten von Lorenz et al. (1997) und Fan et al. (1998), welche zu den folgenden Ergebnissen kamen :

- Unter Vrancea befindet sich ein isolierter Hochgeschwindigkeitskörper.
- Alle Erdbeben liegen innerhalb der Region hoher Geschwindigkeiten.
- Hohe Geschwindigkeiten zeichnen sich auch unterhalb des seismogenen Volumens ab.

Diese Ergebnisse hatten ein neues Verständnis der Geodynamik Südost-Rumäniens zur Folge. Die extremen Deformationsraten im oberen Mantel, die sich in der Vrancea-Seismizität äußern, wurden als Abbrechen der subduzierten Platte verstanden ("break-off") und in Wenzel et al. (1998) als Arbeitshypothese für das Tomographie-Experiment *CALIXTO'99* formuliert. Der *CALIXTO'99*-Datensatz wurde zwischenzeitlich u.a. zur P- und S-Wellentomographie eingesetzt (Martin et al. (2001) bzw. Stäbler (2002)). Abbildung 2.5 zeigt ein vertikales Tiefenprofil der Vrancea Region. Erkennbar ist eine

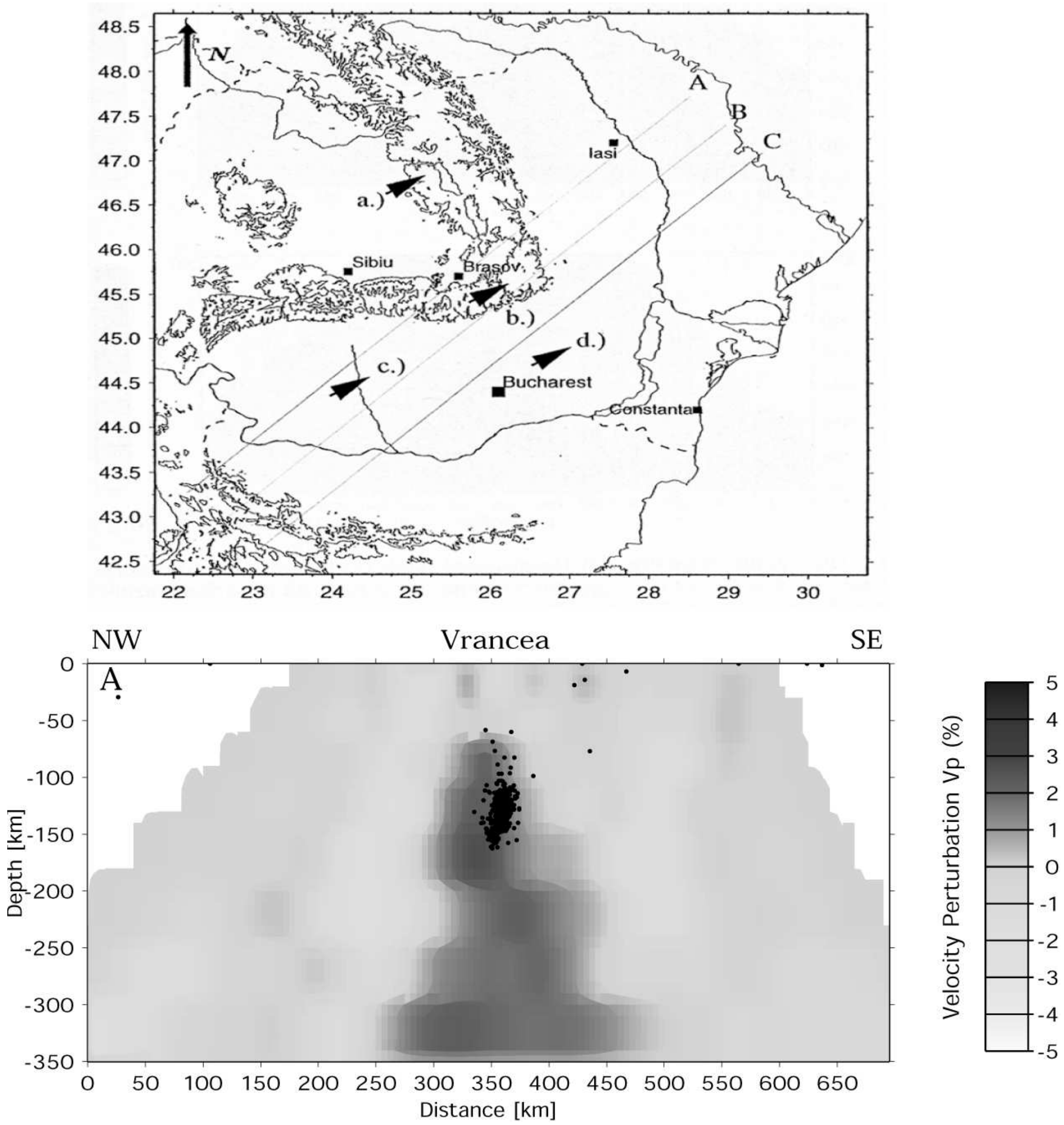

Abbildung 2.5: Unten: Ergebnis der P-Wellentomographie der *Calixto'99* Daten, Tiefenschnitt entlang Profil A. Ebenfalls eingezeichnet ist die Seismizität. Oben: Lagekarte des Profils A (zusätzlich sind Profil B und C eingezeichnet). a.)-d.) und die zugehörigen Pfeile haben in diesem Zusammenhang keine Bedeutung (aus Martin et al. (2001)).

Geschwindigkeitsanomalie, die im Vergleich zur Hintergrundsgeschwindigkeit einen Kontrast von 2.4-2.9% aufweist. Die Obergrenze der Anomalie liegt in einer Tiefe von ca. 70 km. Allerdings sind in diesem Ergebnis noch keine Korrekturen der inhomogenen Kruste berücksichtigt. Die Anomalie erstreckt sich bis in mindestens 350 km Tiefe. Aufgrund der begrenzten Auflösung kann die untere Grenze nicht eindeutig festgelegt werden. Die Hypozentren scheinen am östlichen äußeren Rand der Anomalie zu liegen.
Der Ablösevorgang im Detail wirft allerdings immer noch Fragen auf. Beispielsweise ist es unwahrscheinlich, das die starken Vrancea-Beben in einem passiv absinkenden Slab ohne jegliche Kopplung mit der darüberliegenden Kruste erzeugt werden (Sperner et al. (2001)). Für die starke Extension innerhalb des Slabs ist also irgend eine Art von Kopplung notwendig. Andererseits zeigt aber das Spannungsfeld der Kruste keine Hinweise auf die dafür notwendigerweise vorhandenen "slab-pull"-Kräfte. Deshalb postulieren Sperner et al. (2001) als Erweiterung zum Modell von Girbacea und Frisch (1998) ein sogenanntes "soft-coupling" des Slabs. Die Ablösung ist in diesem Modell also noch nicht vollständig beendet, andererseits ist die Kopplung aber nicht stark genug, um die "slab-pull"-Kräfte auf die darüberliegende Kruste zu übertragen.

2.3.2 Refraktionsseismische Untersuchungen der Kruste

Aufgrund der geringen Strahlüberdeckung innerhalb der Kruste und der damit verbundenen geringen Auflösung, ist die Inversion teleseismischer Laufzeiten lediglich für den Bereich des oberen Mantels geeignet. Daher wurden zur Untersuchung der Krustenstrukturen verschiedene refraktions- und reflexionsseismische Messungen durchgeführt. In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der beiden refraktionseismischen Profile aus dem Jahr 1999 (*VRANCEA99*) bzw. 2001 (*VRANCEA01*) vorgestellt. Abbildung 2.6 zeigt den Verlauf dieser Profile mit den zugehörigen Schusspunkten. Dabei verläuft das ca. 300 km lange *VRANCEA99*-Profil in NNO-SSW Richtung und das ca. 400 km lange Profil von 2001 ungefähr in O-W Richtung senkrecht über den Karpatenbogen. Die Ergebnisse folgen aus der vorwärts- und inversen "Raytracing"-Modellierung.
Das Ergebnis des *VRANCEA99*-Experiments ist in Abbildung 2.7 für die P-Wellen-Geschwindigkeit nach Hauser et al. (2001) dargestellt. Demnach ist die Kruste in mehrere Schichten unterteilt. Die Abfolge der Sedimente umfaßt zwei bis vier Schichten unterschiedlicher Mächtigkeiten, deren Geschwindigkeiten von 2.0 bis 5.8 km/s reichen. Der Übergang zum Grundgebirge ist durch einen Geschwindigkeitssprung auf 5.9 km/s gekennzeichnet. Die Geschwindigkeiten in der kristallienen Kruste variieren zwischen 5.9 und 6.2 km/s. Zudem beobachtet man eine innerkrustale Diskontinuität bei 18-31 km Tiefe, welche die Kruste in eine obere und eine untere Schicht teilt. Innerhalb der unteren Kruste beträgt die P-Wellen-Geschwindigkeit 6.7-7.0 km/s. Die Moho befindet sich in diesem Modell in einer Tiefe von 30 km am südlichen Rand des Profils und fällt zur Mitte hin auf 41 km ab. Die Geschwindigkeit unterhalb der Moho wird mit 7.9 km/s angegeben. Innerhalb des oberen Mantels deutet sich eine Zone erniedrigter Geschwindigkeit an, deren unteres Ende in einer Tiefe von 55 km vermutet wird. Abbildung 2.8 zeigt das Ergebnis für das *VRANCEA01*-Profil nach Hauser et al. (2003). Darin fällt vor allem das sehr tiefe (ca. 15-20 km) Focsani Becken auf. Überraschend ist zudem das Fehlen einer

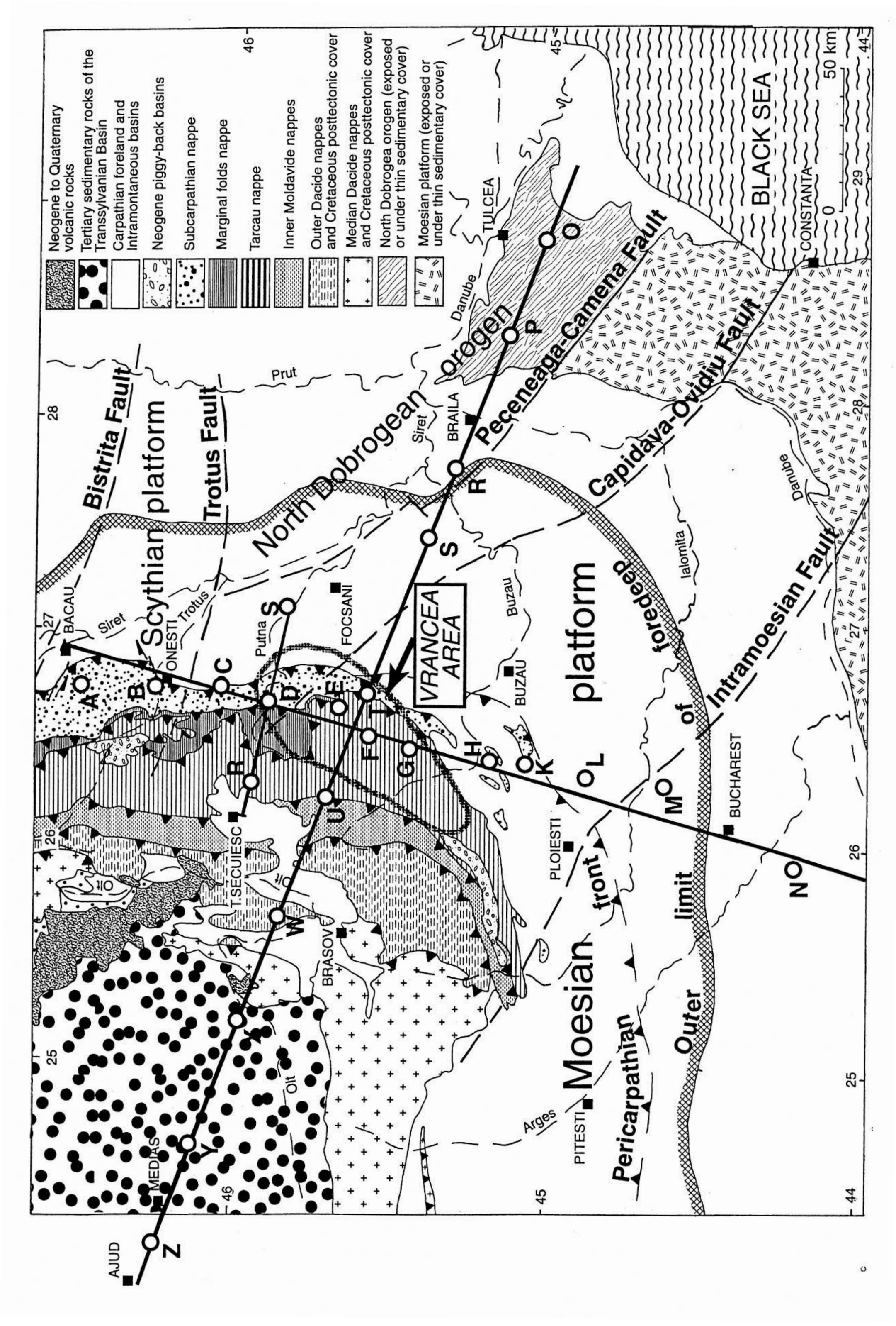

Abbildung 2.6: Geologie des Karpatenbogens und der Vrancea Region. Eingezeichnet sind die beiden Refraktionsprofile von 1999 (NNO-SSW Richtung) und 2001 (O-W Richtung) (nach Hauser et al. (2001)).

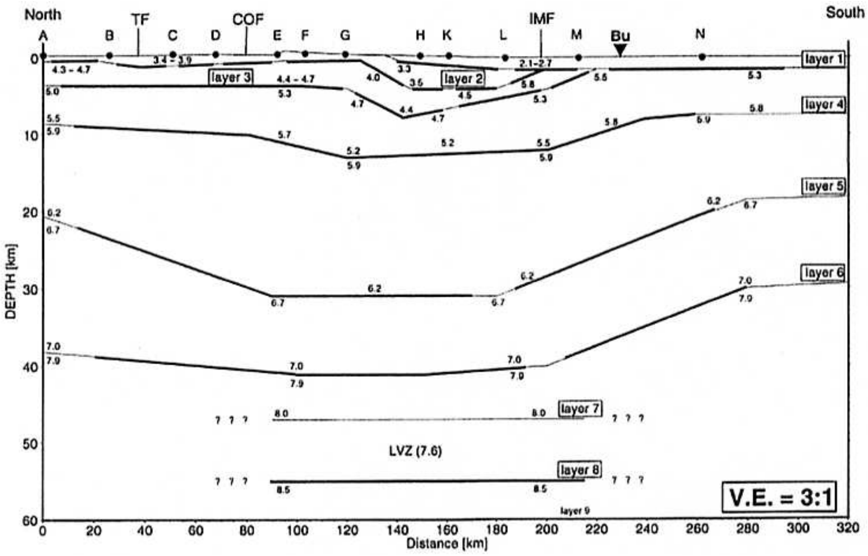

Abbildung 2.7: Modell der P-Wellen-Geschwindigkeit in der oberen Lithosphäre nach der refraktionsseismischen Messung entlang des Profils von 1999 (nach Hauser et al. (2001)). Angaben in km/s.

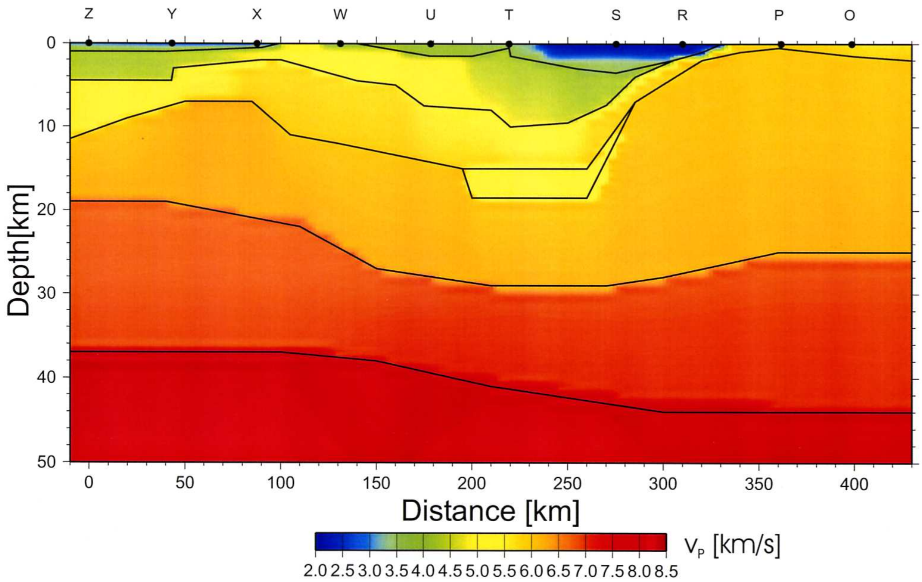

Abbildung 2.8: Modell der P-Wellen-Geschwindigkeit in der oberen Lithosphäre nach der refraktionsseismischen Messung entlang des Profils von 2001 (nach Hauser et al. (2003)).

Krustenverdickung (Gebirgswurzel) im Bereich der Karpaten. Die Moho fällt von ca. 35 km im östlichen Bereich des Profils (Pannonisches Becken) auf ca. 43 km im westlichen Teil ab (Osteuropäische Plattform).

Neben diesen beiden refraktionsseismischen Profilen, wurden in der Vergangenheit eine Vielzahl von geophysikalischen und geowisssenschaftlichen Meßkampagnien im Südosten Rumäniens durchgeführt, welche zusätzliche Informationen über die krustale Struktur der Region liefern. Enescu et al. (1992) verwenden beispielsweise Laufzeiten von Phasen, die an der Moho reflektiert wurden, zur Bestimmung durchschnittlicher seismischer Geschwindigkeiten innerhalb der Kruste. Răileanu et al. (1998) erstellen anhand seismischer und geologischer Beobachtungen Krustenmodelle für die Standorte seismologischer Observatorien. Aus dieser Arbeit stammt beispielsweise das Krustenmodell der permanenten *GEOFON*-Station Muntele Roşu (MLR) in Kapitel 5. Darüber hinaus kartierte Polonic (1996, 1999) die Topographie des kristallinen Grundgebirges und die Sedimentmächtigkeit mit der Hilfe von Bohrlochmessungen und Methoden der Strukturgeologie.
Ziel dieser Arbeit ist es, die bisherigen Krustenmodelle mit den Ergebnissen der Receiver Funktionen Analyse zu vergleichen und eventuell zu erweitern.

Kapitel 3

Grundlagen der Receiver Funktionen Methode

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den theoretischen Grundlagen der Receiver Funktionen Methode. Sie kann zur Untersuchung von Krusten- und Mantelheterogenitäten eingesetzt werden. Wie in der Einleitung schon erwähnt wurde, beruht dieses Verfahren zunächst auf der Tatsache, daß P-Wellen an seismischen Geschwindigkeitskontrasten zu einem gewissen Anteil in S-Wellen konvertiert werden (*Ps*-Konversion) und umgekehrt (*Sp*-Konversion). Dieser Punkt wird nach einer kurzen Einführung des seismischen Wellenfelds im zweiten Abschnitt genauer betrachtet, und zudem sollen hier auch erste Erwartungswerte für Amplituden und Laufzeiten der konvertierten Phasen bestimmt werden. Es wird sich zeigen, dass die Amplituden der konvertierten Phasen gerade bei teleseismischen Daten sehr geringe Werte erreichen. Deswegen muß man zunächst einige Hilfsmittel einsetzen, um die Phasen sichtbar zu machen. Ein solches Hilfsmittel ist zum einen die Rotation und zum anderen die Entfaltung (Dekonvolution). Letztere soll vor allem die Quellfunktion des Bebens entfernen und macht somit eine Stapelung der Daten möglich. Im Anschluß daran werden für verschiedene eindimensionale Geschwindigkeitsmodelle synthetische Wellenformen modelliert. Im letzten Abschnitt werden einige weiterführenden Anwendungen beschrieben, die in dieser Arbeit ebenfalls eingesetzt wurden. Es wird u.a. auf das Inversionsverfahren nach Zhu und Kanamori (2000), der S-Wellengeschwindigkeits-Inversion nach Kind et al. (1995) und auf die Receiver Funktionen Migration eingegangen.

3.1 Das seismische Wellenfeld in der Erde

Das seismische Wellenfeld ist charakterisiert durch zwei unterschiedliche Formen der Ausbreitung : *Raumwellen* (Ausbreitung im Inneren des Mediums) und *Oberflächenwellen* (Ausbreitung auf der Oberfläche des Mediums). Letztere Form ist im Zusammenhang mit der Receiver Funktionen-Methode unbedeutend. Konzentrieren wir uns also auf den Typ der Raumwellen.

Die Analyse von Seismogrammen zeigt zwei unterschiedliche Arten von Raumwellen. Man unterscheidet zwischen der schnellen *P-Welle* (Kompressionswelle, Polarisation longitudinal zur Ausbreitungsrichtung) und der langsameren *S-Welle* (reine Scherwelle ohne Volumenänderung, Polarisation transversal zur Ausbreitungsrichtung). Die beiden unterschiedlichen seismischen Geschwindigkeiten und Polarisationsrichtungen lassen sich aus der Kontinuumsmechanik isotroper Medien herleiten. Eine ausführliche Herleitung findet sich u.a. in Lay und Wallace (1995) und Shearer (1999). Im folgenden Abschnitt werden lediglich die wichtigsten Punkte zusammenfassend wiederholt.

3.1.1 Die Wellengleichung im elastischen Kontinuum

In der Elastizitätstheorie werden die Bewegungsgleichungen für ein elastisches Kontinuum abgeleitet. Dabei dient die Impulsgleichung (Kraftdichte), in Form einer partiellen Differentialgleichung, als physikalische Grundlage:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = f_i + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \tag{3.1}$$

mit	$i,j =$	1,2,3
	σ_{ij}	3×3 - Spannungstensor
	ρ	Dichte
	f_i	Körperkräfte (Gravitations- und Quellterm)
	u_i	Verschiebungsvektor

Gleichung (3.1) stellt eine Beziehung zwischen Beschleunigung (gewichtet durch die Dichte) einerseits und den körpereigenen Kräften bzw. dem Spannungsgradienten des Mediums andererseits her. Man vereinfacht (3.1) indem man die Kräfte f_i vernachlässigt.
Das Hookesche Gesetz liefert den Zusammenhang zwischen Spannung (stress) und Dehnung (strain) für ein elastisches Material:

$$\sigma \sim \epsilon \tag{3.2}$$

mit	σ	auftretende Spannung (stress)
	ϵ	Dehnung (strain)

Gleichung (3.2) gilt nur für kleine Verschiebungen. Befindet man sich in genügend großer Entfernung vom Herdgebiet, so stellt das Hookesche Gesetz aber eine gute Näherung dar. Für ein elastisches Kontinuum ergibt sich aus dem Hookeschen Gesetz eine Tensorbeziehung, welche den Dehnungstensor ϵ_{ij} (3×3 - Elemente) mit den kartesischen Koordinaten des Versatzvektors (Displacement) $\mathbf{u} = (u_1, u_2, u_3)^T$ verbindet. Man führt nun die lineare, isotrope "Spannungs-Dehnungs"-Beziehung ein:

$$\sigma_{ij} = \lambda \delta_{ij} \partial_k u_k + \mu(\partial_i u_j + \partial_j u_j), \tag{3.3}$$

mit δ_{ij} : Kronecker Delta $\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & , \quad i = j \\ 0 & , \quad i \neq j \end{cases}$

wobei ∂_k : partielle Ableitung nach der k-ten Raumkomponente (∂_i, ∂_j, analog)

und λ : 1. Lamésche Konstante; μ : 2. Lamésche Konstante

Setzt man (3.3) in (3.1) ein und wechselt anschließend zur Vektorschreibweise, so kann man die elastische Bewegungsgleichung folgendermaßen darstellen:

$$\rho \ddot{\mathbf{u}} = \nabla\lambda(\nabla \cdot \mathbf{u}) + \nabla\mu \cdot [\nabla\mathbf{u} + (\nabla\mathbf{u})^T] + (\lambda + 2\mu)\nabla\nabla \cdot \mathbf{u} - \mu\nabla \times \nabla \times \mathbf{u}. \tag{3.4}$$

Die ersten beiden Terme von (3.4) enthalten Gradienten der beiden Laméschen Konstanten. Für ein inhomogenes Erdmodell sind diese von Null verschieden. Zur Vereinfachung ignorieren wir diese Terme und setzten die Gradienten auf Null. Damit erhalten wir die elastische Bewegungsgleichung für ein homogenes Medium:

$$\rho \ddot{\mathbf{u}} = (\lambda + 2\mu)\nabla\nabla \cdot \mathbf{u} - \mu\nabla \times \nabla \times \mathbf{u}. \tag{3.5}$$

An dieser Stelle benutzt man das *Helmholtz-Theorem*. Dieses besagt, dass ein beliebiges Vektorfeld $\mathbf{u}$ durch ein Vektorpotential $\mathbf{\Psi}$ und ein skalares Potential ϕ in folgender Form dargestellt werden kann:

$$\mathbf{u} = \nabla\phi + \nabla \times \mathbf{\Psi}, \tag{3.6}$$

wenn gilt

$$\nabla \times \phi = 0 \quad (\phi \text{ ist wirbelfrei}) \quad \text{und} \quad \nabla \cdot \mathbf{\Psi} = 0 \quad (\mathbf{\Psi} \text{ ist divergenzfrei}). \tag{3.7}$$

Physikalisch bedeutet die erste Bedingung, dass ein wirbelfreies Feld keine Scherbewegung enthält (P-Welle). Die zweite Bedingung besagt dagegen, dass ein divergenzfreies Feld Volumenänderungen ausschließt (S-Welle).
Für die weitere Rechnung ist zudem die folgende Vektoridentität von Nutzen:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{\Psi} = -\nabla^2\mathbf{\Psi} \quad \text{für} \quad \nabla \cdot \mathbf{\Psi} = 0. \tag{3.8}$$

Setzen wir (3.6) in die Gleichung (3.5) ein und verwenden anschließend die Vektoridentität (3.8), so folgt

$$\nabla[(\lambda + 2\mu)\nabla^2\phi - \rho\ddot{\phi}] + \nabla \times [\mu\nabla^2\mathbf{\Psi} - \rho\ddot{\mathbf{\Psi}}] = 0. \tag{3.9}$$

Gleichung (3.9) ist erfüllt, wenn die Ausdrücke in den Klammern identisch Null sind. Aus dieser Bedingung erhält man die Wellengleichung für die P- und S-Wellenpotentiale:

$$\nabla^2\phi - \frac{1}{\alpha^2}\ddot{\phi} = 0 \quad \text{und} \quad \nabla^2\mathbf{\Psi} - \frac{1}{\beta^2}\ddot{\mathbf{\Psi}} = 0, \tag{3.10}$$

mit der P-Wellengeschwindigkeit:

$$\alpha = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}, \tag{3.11}$$

und der S-Wellengeschwindigkeit:

$$\beta = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}. \tag{3.12}$$

Aus dem Vergleich von (3.11) mit (3.12) folgt, dass die P-Wellengeschwindigkeit immer höher als die S-Wellengeschwindigkeit sein muß, und daher die P-Welle zeitlich vor der S-Welle am Seismometer eintrifft. Für den Speziallfall eines *Poisson-Körpers* gilt $\lambda = \mu$ und damit das Verhältnis $\alpha/\beta = \sqrt{3}$.

3.2 Konversion an Geschwindigkeitskontrasten

Im vorhergehenden Abschnitt wurde die Raumwellenausbreitung in einem homogenen, elastischen Kontinuum betrachtet. Dabei stellt man fest, dass die Lösung der partiellen Differentialgleichung zwei Arten von Raumwellen enthält. Diese sind zum einen unterschiedlich polarisiert und zum anderen besitzen sie verschiedene Geschwindigkeiten. In diesem Abschnitt geben wir die Annahme des homogenen Mediums auf und beschäftigen uns mit den Auswirkungen eines Geschwindigkeitskontrastes auf das Wellenfeld.

3.2.1 P-SV Kopplung

Zunächst teilt man die Partikelbewegung der S-Welle in zwei Komponenten ein: Die Bewegung in einer vertikalen Ebene durch den Vektor der Propagationsrichtung (*SV-Welle*) einerseits und die horizontale Bewegung in der Richtung senkrecht zu dieser Ebene (*SH-Welle*) andererseits. Betrachten wir nun eine P-Welle, die, analog zu Abbildung 3.1, auf

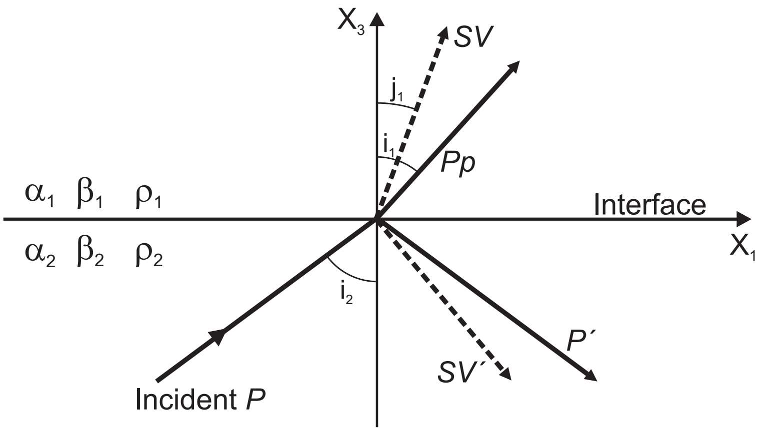

Abbildung 3.1: Strahl einer einfallenden P-Welle auf einen Geschwindigkeitskontrast (fest-fest) und die erzeugten Wellen. Die Bewegung der P-Welle sei auf die x_1x_2 Ebene beschränkt. In x_3 Richtung (senkrecht zu x_1 und x_2) erfolge keine P-Wellen Bewegung.

einen seismischen Geschwindigkeitskontrast trifft. Sie erzeugt dort beim Auftreffen vier sekundäre Wellen: Die reflektierte *P'* -Phase, die reflektierte *SV'* -Phase, die refraktierte *Pp*-Phase und schliesslich die konvertierte *SV*-Welle. Die Strahlgeometrie dieser Wellen ist bestimmt durch das Snelliussche Brechungsgesetz:

$$\frac{\sin i_2}{\alpha_2} = \frac{\sin i_1}{\alpha_1} = \frac{\sin j_1}{\beta_1} = p = \text{konst.}, \tag{3.13}$$

wobei man p als den Strahlparameter (Scheingeschwindigkeit) für ein horizontal geschichtetes Medium bezeichnet. Aus (3.13) folgt, dass alle Strahlen denselben Strahlparameter

besitzen, da sich alle Wellen mit der gleichen Scheingeschwingigkeit entlang der Schichtgrenze bewegen.
Die Existenz der entstandenen Wellen aus einer einzigen einfallenden Welle impliziert die Aufteilung der P-Wellenenergie an der Schichtgrenze. Um die Aufteilung der Amplitude quantitativ behandeln zu können, muß man auf die Wellenfeld-Darstellung zurückgreifen. Die Strahl-Theorie kann lediglich zur Bestimmung von Laufweg bzw. Laufzeiten eingesetzt werden (siehe Abschnitt 3.2.4). In Abbildung 3.1 trennt der Geschwindigkeitskontrast zwei Materialien mit unterschiedlichen elastischen Eigenschaften. In jedem dieser Halbräume seien die Bewegungsgleichungen für ein elastisches und homogenes Medium gültig. Für einen Übergang zwischen zwei festen und elastischen Medien mit $\mu \neq 0$ ("verschweißte" Schichtgrenze) hat dies die Bedingung zur Folge, dass Spannungs- und Verschiebungsvektor stetig sein müssen.
Beschäftigen wir uns zunächst mit der Frage, warum die auftreffende P-Welle eine SV- aber keine SH-Welle erzeugt? Die Bewegung der P-Welle beschränkt sich in unserem Beispiel entsprechend Abbildung 3.1 auf die x_1x_3 Ebene und damit kann durch Brechung der P-Welle an einer horizontalen Schichtgrenze keine Bewegung in der x_2 Ebene erzeugt werden.
Die Brechung der P-Welle erzeugt hingegen Partikelverschiebungen, die an der gegenüberliegenden Seite der Schichtgrenze nicht mehr parallel verlaufen (siehe Abbildung 3.2). Der Spannungs- bzw. Verschiebungsvektor der P-Welle alleine ist damit nicht stetig beim

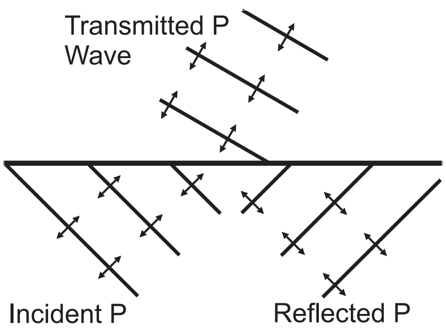

Abbildung 3.2: P-Wellen Partikelbewegung für einfallende, reflektierte und transmitierte P-Welle. Es handelt sich in diesem Fall um eine Schichtgrenze vom Typ fest-fest. Die Scherspannung in den beiden Schichten ist nicht mehr stetig und damit ist die Erzeugung von SV-Bewegung in beiden Medien erfoderlich.

Durchlaufen einer "verschweißten" Schichtgrenze. Es wird eine zusätzliche Partikelbewegung benötigt, um die Stetigkeit der Vektoren zu erreichen. Aus der entsprechenden Bewegung resultiert die SV-Welle, die ebenfalls auf die x_1x_3 Ebene eingeschränkt ist.
Macht man nun für die beteiligten Wellenformen entsprechende Ansätze, die die Wellengleichung erfüllen, und setzt diese in die Randbedingungen ein, so ergeben sich die jeweiligen Reflexions- und Transmissionskoeffizienten. Diese geben das Verhältnis zwischen Eingangs- und Ausgangsamplitude an. Man findet diese Koeffizienten in der Literatur

auch unter der Bezeichnung *Zoeppritz-Gleichungen*, benannt nach ihrem Entdecker Karl Zoeppritz. Die ausführliche Herleitung findet man u.a. in Aki und Richards (1980) und in Zoeppritz (1919). Eine visualisierte Darstellung der Ergebnisse wird beispielsweise in McCamy et al. (1962) gezeigt. Da die Herleitung dieser Koeffizienten recht umfangreich ist, wird hier lediglich das Ergebnis für die PS-Transmission ($\acute{P}\acute{S}$) einer von unten einfallenden P-Welle angegeben. Nach Aki und Richards (1980) gilt für die Amplitude der Verschiebung $|\vec{u}|$:

$$\acute{P}\acute{S} = -2\rho_2 \frac{\cos i_2}{\alpha_2} Gp\alpha_2/(\beta_1 D) \tag{3.14}$$

wobei

$$E = b\tfrac{cos i_1}{\alpha_1} + c\tfrac{cos i_2}{\alpha_2}, \quad F = b\tfrac{cos j_1}{\beta_1} + c\tfrac{cos j_2}{\beta_2},$$

$$G = a - d\tfrac{\cos i_1}{\alpha_1}\tfrac{\cos j_2}{\beta_2}, \quad H = a - d\tfrac{\cos i_2}{\alpha_2}\tfrac{\cos j_1}{\beta_1},$$

$$D = EF + GHp^2,$$

und

$$a = \rho_2(1 - 2\beta_2^2 p^2) - \rho_1(1 - 2\beta_1^2 p^2), \quad b = \rho_2(1 - 2\beta_2^2 p^2) + 2\rho_1\beta_1^2 p^2,$$

$$c = \rho_1(1 - 2\beta_1^2 p^2) + 2\rho_2\beta_2^2 p^2, \qquad d = 2(\rho_2\beta_2^2 - \rho_1\beta_1^2),$$

mit	i_1, i_2, j_1, j_2	Winkel entsprechend Abbildung 3.1
	$\alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2$	P- und S-Wellen-Geschwindigkeiten entsprechend Abbildung 3.1
	ρ_1, ρ_2	Dichte entsprechend Abbildung 3.1
	p	Strahlparameter

Gleichung (3.14) wird in Abschnitt 3.2.3 verwendet, um die Amplitudenverhältnisse für typische Krustenstrukturen zu berechnen.

3.2.2 Das Prinzip der Receiver Funktionen Analyse

Betrachten wir nun einen elastischen Halbraum, der in zwei seismische Geschwindigkeitsbereiche unterteilt ist. Abbildung 3.3 stellt ein solches Modell dar. In den vorangegangenen Abschnitten haben wir festgestellt, dass P- und SV-Welle durch die Wellengleichung miteinander gekoppelt sind. Trifft eine P-Welle nun von unten kommend auf einen seismischen Geschwindigkeitskontrast (z.B. Moho-, Conrad oder Förtsch-Diskontinuität), so konvertiert ein Teil der P-Wellenenergie beim Übergang zur SV-Welle (*Ps*-Konversion). In Abschnitt 3.2.1 wurde gezeigt, dass in einem isotropen, homogenen und elastischen Medium durch P-Wellenkonversion lediglich die vertikal polarisierte S-Welle (SV-Komponente) erzeugt werden kann. Mißt man also zusätzlich SH-Anteile, so kann dies ein Hinweis auf Anisotropie oder laterale Heterogenitäten (z.B. einfallende Schichtung) sein (siehe Abschnitt 3.3).
Die Stärke des Übertrags bzw. die Amplitude der konvertierten SV-Welle ist u.a. abhängig vom Betrag des Geschwindigkeitskontrastes. Man berechnet die Amplitude mit Hilfe der Zoeppritz-Gleichungen (siehe Abschnitt 3.2.1 und 3.2.3).

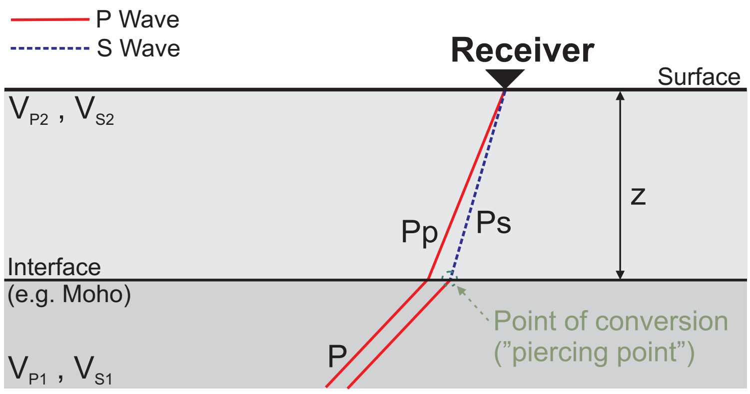

Abbildung 3.3: Konversion P zu S (Ps-Konversion) an einer seismischen Diskontinuität (z.B. Moho). Die Ps-Phase kommt nach der direkten Pp-Phase am Seismometer (Receiver) an. Die Laufzeitdifferenz $Ps - Pp$ gibt Aufschluß über die Tiefe Z der Konversionsschicht

Nehmen wir nun an, die P-Welle konvertiert am Konversionspunkt zur SV-Welle. Diese breitet sich im darüberliegenden Medium mit der Geschwindigkeit v_{S2} aus. Die transmittierte Pp-Welle hingegen mit der größeren P-Wellengeschwindigkeit v_{P2}. Dementsprechend kommt die konvertierte SV-Phase mit einer bestimmten Laufzeitdifferenz (delay time) zur direkten Pp-Welle am Seismometer (Receiver) als Nachläufer an (z.B. Vinnik (1977)). Mit Hilfe dieser Laufzeitdifferenz ist es möglich, auf die Tiefe der Konversionsgrenze zu schließen. Voraussetzung ist allerdings das Vorhandensein eines seismischen Geschwindigkeitsmodells aus anderen Messungen (z.B. Refraktionsseismik). Dies wird in Abschnitt 3.2.4 durchgeführt.
Prinzipiell ist diese Methode auch für die sogenannte Sp-Konversion anwendbar. In diesem Fall erhält man aber keinen "Nachläufer", sondern einen "Vorläufer". Die konvertierte Sp-Phase läuft also aus der S-Koda heraus und kommt vor der S-Welle am Receiver an. Das hat den Vorteil, dass man den multiplen Phasen weniger Aufmerksamkeit schenken muß, und die Phase an sich einfacher zu identifizieren sein sollte. Dieses Verfahren wurde zwar in jüngster Zeit von einigen Gruppen angewandt (z.B. Farra und Vinnik (2000) und Regnier et al. (1994)), aber trotzdem stellen die Ps-Receiver Funktionen noch die "Standard-Methode" dar. Auch in dieser Arbeit werden, bis auf wenige Ausnahmen, ausschließlich Ps-Konversionen betrachtet.
Zusammenfassend läßt sich sagen, dass die **Receiver Funktionen Methode (RF)** hauptsächlich auf den Laufzeitdifferenzen zwischen transmittierter und konvertierter Phase beruht. Modelliert man die Wellenformen, so gehen zusätzlich die Amplituden ein. Voraussetzungen für die Analyse sind Dreikomponenten-Registrierungen, da nur so eine Trennung der Wellenkomponenten (P, SV und SH) möglich ist. Diese geschieht durch die sogenannte *Rotation* (siehe Abschnitt 3.3). Darüber hinaus beinhaltet die RF-Methode zusätzlich eine Dekonvolution, um die Quellfunktion des Bebens zu entfernen (siehe Abschnitt 3.4).

Die Methode der RF wird seit einigen Jahren erfolgreich eingesetzt (unter anderem Vinnik (1977), Langston (1981), Owens et al. (1984), Kind und Vinnik (1988)). Benutzten die früheren Arbeiten meist Daten von permanenten Netzwerken, so werden in jüngster Zeit vermehrt RF-Analysen mit temporären, mobilen Netzwerken durchgeführt (unter anderem von Yuan et al. (1997), Dueker und Sheehan (1997), Gossler et al. (1999) und Budweg (2002)).

3.2.3 Amplitudenverhältnisse für einfache Krustenmodelle

Man betrachte nun die Amplitudenverhältnisse für *Ps*-Konversionen an folgenden Geschwindigkeitskontrasten: oberer Mantel/Kruste (Konversion an Moho) und obere (kristalline) Kruste/Sedimente. Diese Schichtgrenzen sollten die deutlichsten Konversionen zeigen.

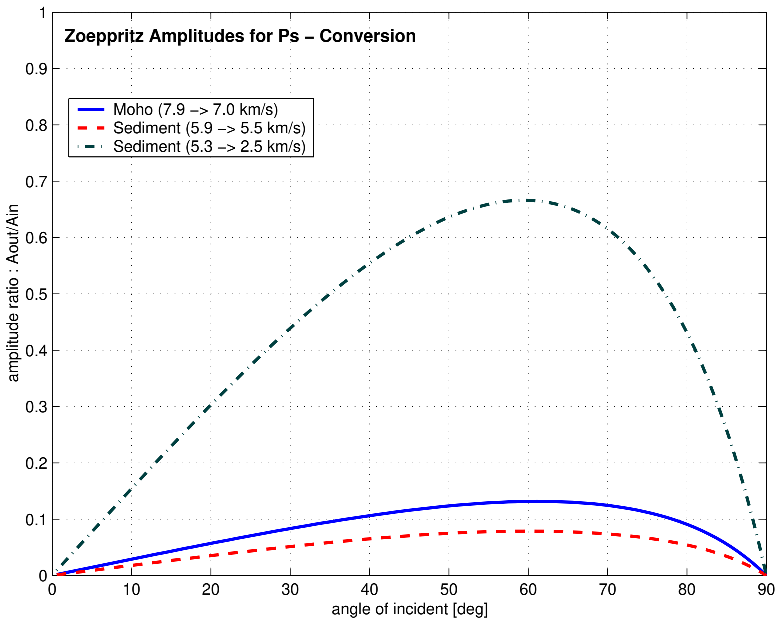

Abbildung 3.4: Amplituden der Verschiebung $|\vec{u}|$ für die konvertierten Phasen nach den Zoeppritz-Gleichungen entsprechend (3.14). Berechnet wurden die Amplitudenverhältnisse für verschiedene Krustenstrukturen (Moho, obere Kruste, Sedimente).

Zur Berechnung des Konversionskoeffizients in Abhängigkeit des Auftauchwinkels wurden die Zoeppritz-Gleichungen nach (3.14) verwendet. Die P-Wellengeschwindigkeitskontraste betrugen: 7.9 auf 7.0 km/s, 5.9 auf 5.5 km/s und 5.3 auf 2.5 km/s. Die Werte der P-Wellengeschwindigkeiten wurden dem refraktionsseismischen Modell von VRANCEA99 (Abbildung 2.7) entnommen. Zur Berechnung der S-Wellengeschwindigkeit wurde die Näherung $v_p \approx \sqrt{3}v_s$ benutzt. Abbildung 3.4 zeigt das Ergebnis dieser Rechnung. Dargestellt sind die Verschiebungsamplituden $|\vec{u}|$. Der Übergang vom Grundgebirge in das Sedimentbecken im Süden und Norden des Profils von 1999 läßt die stärkste konvertierte

Phase erwarten. Konversionen im Bereich der oberen Kruste und Moho ergeben dagegen recht kleine Amplituden. Zudem treffen die teleseismischen Wellen unter relativ steilen Winkeln auf die Konversionsschicht (ca. 10° - 35°). In diesem Winkelbereich ergeben sich für Moho und obere Kruste laut Abbildung 3.4 kleinere Amplitudenwerte ($\sim 0.02 - 0.08$). Der Spezialfall des senkrechten Einfalls ($i = 0°$) erzeugt nach Abbildung 3.4 keine Konversion. Anschaulich kann man das damit erklären, dass die senkrecht einfallende P-Welle nicht gebrochen wird ($\sin i = \sin 0° = 0$). Analog zu Abbildung 3.2 wird in diesem Fall die Bedingung der Stetigkeit ohne Erzeugung der S-Wellenbewegung erfüllt.

3.2.4 Laufzeiteffekte für einfache Krustenmodelle

Wir haben in Abschnitt 3.2.2 festgestellt, dass man mit Hilfe der Laufzeitdifferenz Rückschlüsse auf die Tiefe der Konversionschicht ziehen kann. In diesem Abschnitt soll nun der umgekehrte Fall betrachtet werden. Es wird ein Geschwindigkeitsmodell vorgegeben und durch 1D Raytracing sollen die Laufzeitdifferenzen $t_{Ps} - t_{Pp}$ berechnet werden. Dieses Verfahren wurde sowohl für die *Ps*- als auch für die *Sp*-Konversion durchgeführt. Das Modell der P-Wellengeschwindigkeit im Bereich der Kruste wurde Abbildung 2.7 entnommen. Für die Berechnung der Laufzeitdifferenzen wurde dieses Modell zunächst gemittelt

Schicht Nr.	Mächtigkeit [km]	Intervallgeschw. v_p [km/s]	Schichttiefe [km]
1	11.5	4.7	11.5
2	16.5	6.0	28.0
3	11.8	6.8	39.8
4	—	7.9	—

Tabelle 3.1: Parameter für vereinfachtes Krustenmodell nach Abbildung 2.7.

und in vier Schichten aufgeteilt (Sedimentschicht, obere Kruste, untere Kruste und oberer Mantel). Für Schichtmächtigkeit und entsprechende Schichtintervallgeschwindigkeit wurden die Werte aus Tabelle 3.1 verwendet. Es wird nun die Konversion an der Moho in rund 40 km Tiefe betrachtet. Abbildung 3.5 zeigt den vereinfachten Verlauf der seismischen Geschwindigkeiten mit der Tiefe. Zur Berechnung der Scherwellengeschwindigkeit wurde die Näherung $v_p \approx \sqrt{3} v_s$ verwendet.

Zunächst gehen wir davon aus, dass eine ebene P-Welle von unten kommend auf eine Konversionsgrenze trifft. Die Laufzeitdifferenz bestimmt man nun aus der Geometrie der Strahlwege, welche transmittierte *P*- und konvertierte *S*-Welle einnehmen. Abbildung 3.6 skizziert die Strahlgeometrie. Gibt man den entfernungsabhängigen Auftauchwinkel $i_0(\Delta)$ auf die Konversionsschicht vor, so kann mit dem Snelliusschen Brechungsgesetz (analog Gleichung (3.13)) der weitere Verlauf des Strahlwegs prinzipiell berechnet werden. In Abbildung 3.1 trifft ein Strahl im Medium mit der seismischen P-Wellengeschwindigkeit α_1 auf eine Diskontinuität. Beim Übergang in das Medium mit α_2 wird er zum Lot hin gebrochen, wenn $\alpha_1 > \alpha_2$ gilt.

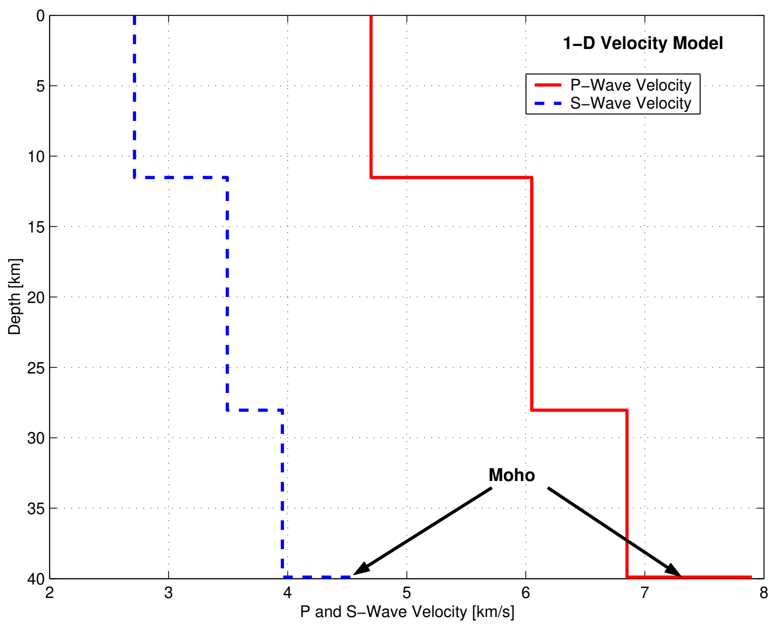

Abbildung 3.5: Vereinfachtes eindimensionales Modell der seismischen Geschwindigkeiten im Bereich der Kruste. Zur Berechnung der Scherwellengeschwindigkeit wurde ein $\sqrt{3}$-Verhältnis verwendet.

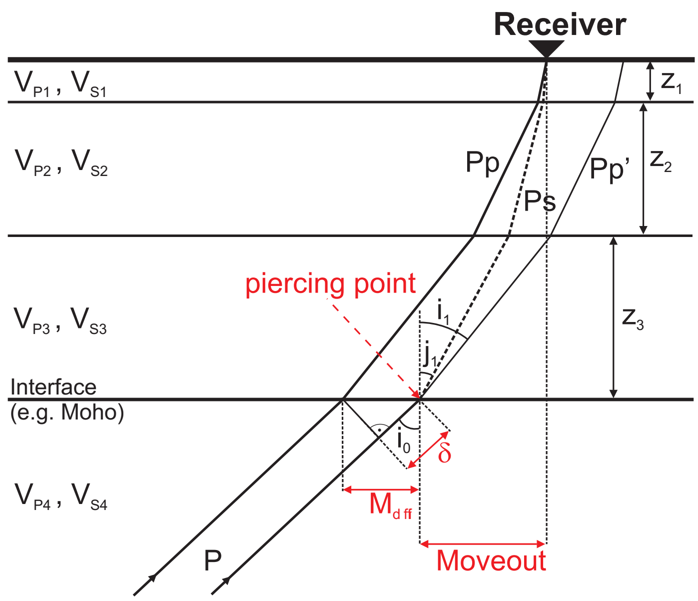

Abbildung 3.6: Strahlgeometrie der Ps-Konversion an der Moho zur Berechnung der theoretischen Laufzeitdifferenz $t_{Ps} - t_{Pp}$.

Angewandt auf Abbildung 3.6 ergeben sich die nachfolgenden Brechungswinkel aus:

$$\frac{\sin i_0}{v_{P4}} = \frac{\sin i_1}{v_{P3}} = \frac{\sin j_1}{v_{S3}} = \ldots \tag{3.15}$$

Ein seismologisch sinnvollerer Eingangsparameter ist der Strahlparameter p. Dieser Parameter charakterisiert den Strahl von einer Quelle im geschichteten Medium, der in der Entfernung Δ vom Receiver und in einer Quelltiefe h erzeugt wurde. Sind Δ und h bekannt, so kann man sich den Strahlparameter in einem seismischen Standard-Erdmodell berechnen. Dieser ist für den kompletten Strahlweg konstant. Man bestimmt sich zunächst den Strahlparameter für die P-Welle in Abhängigkeit von Δ und h. Das geschieht indem man entweder in Tabellenwerken nachschlägt (z.B. *IASPEI91*) oder sich die Werte mit Hilfe eines Programms (z.B. *ttimes*) generiert, das ebenfalls auf dem *IASPEI91* Modell nach Kennett (1995) basiert.
Der Strahlparameter p ergibt sich für ein radialsymmetrisches Erdmodell nach Lay und Wallace (1995) aus:

$$p = \frac{r \cdot \sin(i)}{v(r_c)}, \tag{3.16}$$

und damit erhält man den Auftauchwinkel i in Abhängigkeit vom Strahlparameter p:

$$i = \arcsin(\frac{p \cdot v(r_c)}{r}), \tag{3.17}$$

mit $r = r_e - r_c$, wobei r_e der Erdradius und r_c die Tiefe der Konversionsschicht darstellt. i ist der Winkel entsprechend Abbildung 3.6 (Winkel zwischen Strahl und Lot) und v bezeichnet die jeweilige seismische Geschwindigkeit. An dieser Stelle muß den Einheiten besondere Aufmerksamkeit geschenkt werden. Der Strahlparameter wird in der Literatur meist in der Einheit $[s/°]$ angegeben. Deswegen muß man die Werte mit der folgenden Formel zunächst in $[s/rad]$ umrechnen:

$$p_{rad} = p_{grad}\frac{180}{\pi} \tag{3.18}$$

Nun erhält man mit (3.17) den Auftreffwinkel auf eine Schichtgrenze in der Tiefe r_c in Abhängigkeit von p und $v(r_c)$. Der weitere Strahlweg ergibt sich aus (3.15) und dem verwendeten Geschwindigkeitsmodell. Aus dem Strahlweg bestimmt man die Laufzeiten der transmittierten P-Welle Pp und der konvertierten S-Welle Ps. Außerdem ist der Laufwegunterschied δ in der Berechnung der Laufzeiten zu berücksichtigen (siehe Abbildung 3.6). Die Laufzeitdifferenz ergibt sich für die *Ps*-Konversion aus:

$$T_{diff} = t_{Ps} - t_{Pp} \tag{3.19}$$

Analog dazu kann die Laufzeitdifferenz für die *Sp*-Konversion bestimmt werden.
Abbildung 3.7 zeigt die Ergebnisse für beide Konversionstypen. Es wurden die Laufzeitdifferenzen für unterschiedliche Herdtiefen (0-700 km, in 100 km Schritten) in Abhängigkeit von der Herddistanz Δ (30-100°) aufgetragen, wie sie in der Teleseismik zu erwarten sind. Zunächst fällt auf, dass die Laufzeitdifferenz der *Ps*-Konversion weniger von Δ abhängt als

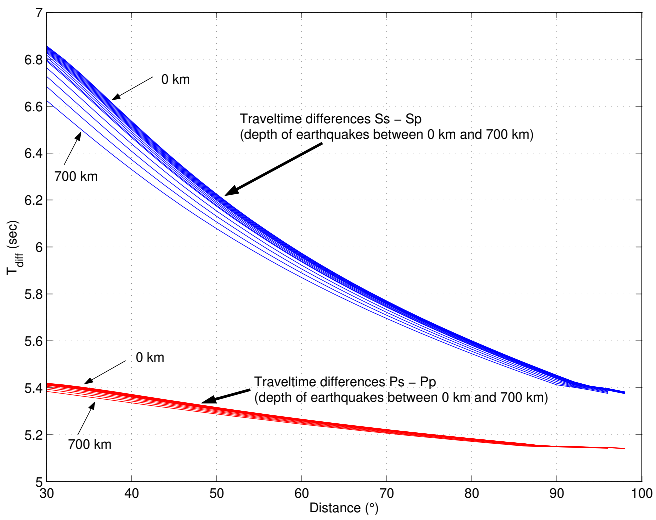

Abbildung 3.7: Laufzeitdifferenzen zwischen *Ps* und *Pp* bzw. *Ss* und *Sp* für verschiedene Herdtiefen. Gemitteltes Geschwindigkeitsmodell nach Hauser et al. (2001). Konversion an der Moho (40 km).

die *Sp*-Konversion. Wie kann man diesen Effekt erklären? Betrachten wir noch einmal Abbildung 3.6. Es fällt auf, dass sich der Konversionspunkt nicht unter der Station, sondern in einem gewissen Abstand ("Moveout") zum Lot befindet. Während die *Ps*-konvertierte Phase zum Lot hin gebrochen wird ($V_{P4} > V_{P3}$), tritt für die *Sp*-Konvertierte der umgekehrte Fall auf. Die *Sp*-Konvertierte wird also vom Lot weg gebrochen, da $V_{S4} < V_{P3}$ gilt. Der "Moveout" nimmt dabei zum einen größere Werte an und zeigt zudem eine stärkere Abhängigkeit vom Strahlparameter der S-Welle. Dies beeinflußt den Gradienten der Laufzeitkurve, und man muß vor einer eventuellen Stapelung von Beben aus unterschiedlichen Entfernungsbereichen eine Moveout-Korrektur durchführen. Die *Ps*-Konversion läßt kleinere "Moveout"-Effekte erwarten, aber auch in diesem Fall wird später eine Moveout-Korrektur verwendet (siehe Abschnitt 4.3.7).
Nach dem Modell in Abbildung 3.5 sollte die konvertierte *Ps*-Phase rund 5.2 bis 5.4 Sekunden nach dem P-Ersteinsatz zu erwarten sein. Die unterschiedlichen Herdtiefen haben auf die *Ps*-Phase einen geringen Einfluß (Abbildung 3.7), die *Sp*-Phase wird von diesem Parameter hingegen, vor allem für geringe Entfernungen, stärker beeinflußt.
Zusammenfassend aus den Modellen in 3.2.3 und 3.2.4 ergibt sich, dass die an der Moho konvertierten Phasen *Ps* im Bereich Vrancea bestenfalls eine Amlitude von ~0.02-0.08 der P-Wellenamplitude erreichen und ~5.2-5.4 s nach der *Pp*-Phase ankommen sollten.

3.3 Trennung der Wellenkomponenten - die Rotation

Wir haben in den Abschnitten 3.2.1 und 3.2.2 bereits festgestellt, dass ein Teil der P-Wellenenergie beim Durchlaufen einer Diskontinuität in SV-Wellenenergie konvertiert wird. In Abschnitt 3.2.3 wurde gezeigt, dass die zu erwartenden Amplituden sehr gering sind. Um die einzelnen Wellenkomponenten sichtbar zu machen, werden sie durch die sogenannte Rotation getrennt (z.B. Kind et al. (1995), Yuan et al. (1997)). Die Rotation stellt nichts anderes als eine Transformation des lokalen Seismometer-Koordinatensystems (Z-N-E) in das Strahl-Koordinatensystem (L-Q-T) dar.

3.3.1 Rotation der Horizontalkomponenten - das R-T-Z-System

Betrachten wir zunächst Abbildung 3.8. Gezeigt ist der Strahlweg von der Quelle (Source) zum Empfänger (Seismometer im Ursprung des lokalen Z-N-E-Systems). Dabei beschreibt

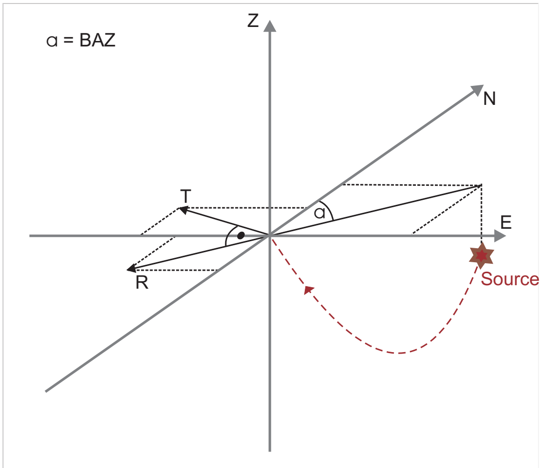

Abbildung 3.8: Vergleich zwischen dem lokalen Koordinatensystem (Z-N-E) und dem 2D rotierten System (R-T-Z). Die Horizontalkomponenten (Nord-Süd, Ost-West) wurden um den Backazimuth (BAZ) α rotiert. R beschreibt die Radialkomponente, T die Transversalkomponenten. R und T stehen senkrecht zueinander, die Z-Komponente bleibt unverändert

Z die vertikale Komponente, N und E die horizontalen Komponenten der Schwingung (Nord-Süd und Ost-West). Die Projektion des Strahlwegs auf die E-N-Ebene ergibt die Einfallsrichtung des Bebens, und man bezeichnet den Winkel α (abgetragen zwischen N-Komponente und Einfallsrichtung) als Rückazimut bzw. englich Backazimuth (BAZ). Der Backazimuth ist somit der Winkel zwischen dem Großkreis, der Station und Epizentrum verbindet, und dem Großkreis, auf dem die Station und der geographische Nordpol liegen. Der BAZ kann theoretisch (aus Stations- und Epizentralkoordinaten) oder experimentell bestimmt werden (siehe Abschnitt 4.3.5). Ist der BAZ bekannt, so kann das lokale Koordinatensystem durch 2D-Rotation um den Winkel α in das Radial-Transversal-System (RT-System) überführt werden. Dabei zeigt die Radialkomponente R entlang dem Großkreis in Gegenrichtung vom Aufzeichnungspunkt zum Epizentrum. Die Transversalkomponente T steht senkrecht dazu. Die Z-Komponente bleibt zunächst unverändert.
Es ist zu beachten, dass die Polarität der Komponenten reine Konvention ist. In dieser Arbeit wird die Konvention nach Plešinger et al. (1986) (math. Rechtssystem) verwendet.

Der SH-Anteil wird nun auf der T-Komponente registriert. Der Hauptanteil der SV-Energie liegt auf R, der Hauptanteil der P-Energie auf Z. Dies gilt aber nur für steilen, nahezu senkrechten Einfall ($i \approx 0°$). Die Transformation hat dann folgende Form (nach Plešinger et al. (1986)):

$$\begin{bmatrix} U_R \\ U_Z \\ U_T \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & -\sin\alpha & -\cos\alpha \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & -\cos\alpha & \sin\alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_Z \\ S_E \\ S_N \end{bmatrix} \tag{3.20}$$

mit α Backazimuth (BAZ)
S_Z, S_E, S_N gemessene Amplituden auf Z-, E- und N-Komponente
U_R, U_Z, U_T Amplituden der R-, Z- und T-Komponente

3.3.2 Vollständige Trennung der Komponenten - das L-Q-T-System

Um den SV-Anteil vollständig von der P-Welle zu trennen, ist die Berücksichtigung des Einfallwinkels i notwendig. Dazu betrachten wir nun Abbildung 3.9. Der Einfallswinkel

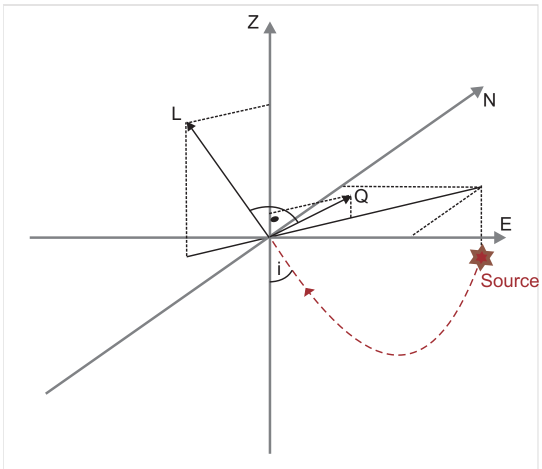

Abbildung 3.9: Vergleich zwischen dem lokalen Koordinatensystem (Z-N-E) und dem 3D rotierten Strahlkoordinatensystem (L-Q-T). Es wird zusätzlich um den Einfallswinkel i rotiert. Die T-Komponente wurde der Übersicht halber nicht eingezeichnet (steht senkrecht auf L- und Q-Komponente). Im LQT-System erfolgt die vollständige Trennung von SH- (auf T-Komponente), SV- (auf Q-Komponente) und P-Welle (auf L-Komponente).

i wird zwischen dem Lot und dem einfallenden Strahl (Tangente an Strahl, am Ort der Registrierung) gemessen. Er kann ebenfalls theoretisch (aus Tiefe und Distanz) oder experimentell bestimmt werden. Das weitere Vorgehen ist analog zu der 2D-Rotation. Das RT-System wird lediglich zusätzlich um den Einfallswinkel i “gekippt”. Die T-Komponente bleibt hierbei unverändert und die L-Komponente zeigt in Strahlrichtung. Q steht senkrecht auf L und T.

Wir erhalten somit das Strahlkoordinatensystem L-Q-T, indem die Komponenten nun vollständig getrennt sind:

- L-Komponente: enthält die P-Welle
- Q-Komponente: enthält die SV-Welle
- T-Komponente: enthält die SH-Welle

Die Transformationsvorschrift für das Strahlkoordinatensystem lautet somit (nach Plešinger et al. (1986)):

$$\begin{bmatrix} U_L \\ U_Q \\ U_T \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos i & -\sin i \sin\alpha & -\sin i \cos\alpha \\ \sin i & \cos i \sin\alpha & \cos i \cos\alpha \\ 0 & -\cos\alpha & \sin\alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_Z \\ S_E \\ S_N \end{bmatrix} \tag{3.21}$$

mit	α	Backazimuth (BAZ)
	i	Einfallswinkel
	S_Z, S_E, S_N	gemessene Amplituden auf Z-, E- und N-Komponente
	U_L, U_Q, U_T	Amplituden der L-, Q- und T-Komponente

Mit Hilfe von (3.21) lassen sich nun die im lokalen System aufgezeichneten Beben in das Strahlkoordinatensystem überführen. In Abschnitt 4.3.5 werden hierzu Beispiele gezeigt. Außerdem haben wir bereits festgestellt, dass die *Ps*-Konvertierte nach der Rotation auf der Q-Komponente zu sehen sein sollte und dass im idealen Fall eines homogenen, eben geschichteten und isotropen Mediums die T-Komponente verschwinden muß. Auch darauf wird in Abschnitt 4.3.6 eingegangen.

3.4 Dekonvolution

Nach der Trennung der Wellenkomponenten durch die Rotation, werden im nächsten Schritt mit Hilfe der Entfaltung (Dekonvolution) die jeweilige Quellfunktionen aus den Seismogrammen entfernt. Dieses Verfahren macht die nun "quellenunabhängigen" Seismogramme stapelbar, und im Idealfall sollten diese nur noch die unterhalb der Station erzeugten konvertierten Phasen enthalten. Quellsignale, quellnahe Multiple, empfängernahe Streuungen, usw. werden durch die Dekonvolution aus der P-Koda entfernt.
Diese Methode wird in ähnlicher Forn seit Jahren vor allem in der Explorationsseismik eingesetzt. Zu diesem Zweck beschäftigen wir uns nun mit der Dekonvolution von zeitabhängigen Signalen.

3.4.1 Das Seismogramm - Resultat einer Faltung (Konvolution)

Betrachten wir zunächst die Erde als horizontal geschichtetes Medium mit $n = 1, 2, ..., N$ Schichten. Jede dieser N Schichten besitze jeweils eine konstante seismische Geschwindigkeit v_n. In dieses Medium fällt nun von unten kommend senkrecht eine ebene Welle $g(t)$ ein. Qualitativ ausgedrückt ergibt sich das entsprechende Seismogramm $s(t)$ analog

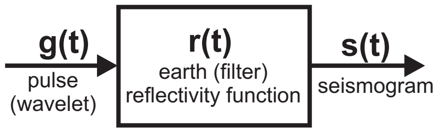

Abbildung 3.10: Seismogramm $s(t)$ aus Faltung eines Eingangssignals $g(t)$ (Wavelet) mit einer Filterfunktion $r(t)$ (geschichtete Erde).

zur Abbildung 3.10. Mathematisch entspricht dies einer Filterung des Eingangsignals $g(t)$ durch die Reflexionsfunktion $r(t)$ und berechnet sich dementsprechend über ein Faltungsintegral (siehe z.B. Yilmaz (1987)). Das Faltungsintegral nimmt im Zeitbereich folgende Form an:

$$s(t) = \int_0^t r(\tau) \cdot g(t - \tau)\ d\tau \tag{3.22}$$

oder in abgekürzter Schreibweise:

$$s(t) = r(t) * g(t) \tag{3.23}$$

Der Stern ($*$) steht symbolisch für das Faltungsintegral. Anstelle von Faltung wird auch oft der Begriff Konvolution verwendet. In diesem einfachen Modell vernachlässigen wir zunächst das Rauschen, was ansonsten durch einen Zusatzterm berücksichtigt würde.
Die Reflexionsfunktion $r(t)$ stellt im wesentlichen eine Aneinanderreihung von Diracschen Deltafunktionen (Spikes) dar und läßt sich schreiben als:

$$r(t) = \sum_{n=1}^{N} r_n \delta(t - \tau_n) \tag{3.24}$$

Man findet $r(t)$ in der Literatur meist unter der Bezeichnung "Impulsantwort der Erde" (earth's impulse response). Die Spikes werden mit dem Reflexionskoeffizient r_n unterschiedlich gewichtet. Diese hängen wiederum vom Geschwindigkeits- und Dichtekontrast ab:

$$r_n = \frac{\rho_n v_n - \rho_{n+1} v_{n+1}}{\rho_n v_n + \rho_{n+1} v_{n+1}} \tag{3.25}$$

Somit kann man aus einer vorgegebenen einfallenden Welle und einem bekannten Geschwindigkeitsmodell ein synthetisches Seismogramm erzeugen. Wir wollen uns nun aber dem umgekehrten Fall widmen. Die Aufgabenstellung ist, aus einem gegebenen Seismogramm die Quellfunktion zu entfernen, und dadurch die Reflexions- bzw. die Strukturfunktion des Untergrunds zu bestimmen. Im Grunde müssen wir lediglich (3.23) nach $r(t)$ auflösen. Es gilt also folgendes Problem zu lösen:

$$r(t) = s(t) * g(t)^{-1}, \tag{3.26}$$

wobei $g(t)^{-1} \neq \frac{1}{g(t)}$

Man nennt dieses Problem *Entfaltung* bzw. *Dekonvolution*, wobei man $g(t)^{-1}$ als einen inversen Operator bezeichnet. Dieser kann im Allgemeinen nur näherungsweise bestimmt werden und die Ergebnisse sind abhängig von der Form des Wavelets $g(t)$. Stabile Lösungen erhält man lediglich für die sogenannten "Minimum Phase"-Wavelets, deren Wellenenergie maximal am Einsatz des Wavelets konzentriert ist (Robinson (1966)). Die Berechnung des inversen Operators kann mit verschiedenen Verfahren durchgeführt werden, welche in den folgenden beiden Abschnitten kurz beschrieben sind.

3.4.2 Dekonvolution im Frequenzbereich

Es scheint zunächst umständlich, aber wir werden sehen, dass es mathematisch einfacher ist, das Dekonvolutionsproblem im Frequenzbereich zu lösen. Die Fouriertransformation ermöglicht den Übergang vom Zeit- in den Frequenzbereich und umgekehrt:

$$x(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} X(\omega) e^{i\omega t}\, d\omega \tag{3.27}$$

$$X(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) e^{-i\omega t}\, dt \tag{3.28}$$

Setzt man die entsprechenden Ausdrücke für $r(t)$, $s(t)$ und $g(t)$ in (3.23) ein, so vereinfacht sich die Faltung zur Multiplikation:

$$S(\omega) = R(\omega) \cdot G(\omega), \tag{3.29}$$

und damit erhält man die Lösung des Dekonvolutionsproblems durch spektrale Divison:

$$R(\omega) = \frac{S(\omega)}{G(\omega)} \tag{3.30}$$

Der Nachteil an dieser Methode ist das Vorhandensein von Nullstellen im Spektrum von $G(\omega)$, welche Singularitäten in $R(\omega)$ zur Folge haben. Man unterdrückt diesen Effekt durch Einführung des sogenannten "Water-Level"-Terms c. Dieser bewirkt ein Anheben des Spektrums um einen festen Betrag und vermeidet so Nullstellen im Spektrum. Ein solcher Ansatz wird beispielsweise von Zhu und Kanamori (2000) in folgender Form gemacht:

$$r(t) = (1+c) \int \frac{S(\omega) G^*(\omega)}{|G(\omega)|^2 + c\sigma_0^2} e^{iwt}\, d\omega \tag{3.31}$$

mit	σ_0^2	Autokorrelation von $s(t)$ zur Normierung
	$G^*(\omega)$	Konjugiert Komplexe von $G(\omega)$
	c	Water-Level

In diesem Ansatz ist die Rücktransformation in den Zeitbereich bereits berücksichtigt.

3.4.3 Dekonvolution im Zeitbereich

Wenden wir uns nochmals Gleichung (3.26) zu. Wollen wir das Problem im Zeitbereich lösen, dann besteht die Aufgabe darin, das inverse Wavelet $g(t)^{-1}$ zu bestimmen und anschließend mit dem Seismogramm zu falten.
Wie aber berechnen wir nun das inverse Wavelet? Eine ausführliche Beschreibung der verschiedenen Methoden findet sich z.B. in Yilmaz (1987). Hier folgt eine kurze Zusammenfassung dieser Verfahren:

i. **Inverses Filter durch z-Transformation:**
Verwendet man beispielsweise eine Zeitreihe als Wavelet, die lediglich aus zwei Punkten besteht, läßt sich das Prinzip der z-Transformation sehr einfach beschreiben. Die Zeitreihe sei beispielsweise gegeben durch $[1, -\frac{1}{2}]$. Die z-Transformierte des Wavelets ist definiert durch das folgende Polynom:

$$G(z) = 1 - (\frac{1}{2})z, \tag{3.32}$$

Die Koeffizienten des Polynoms ergeben sich aus den Werten der Zeitreihe $(1 \text{und} - \frac{1}{2})$. Das inverse Wavelet $g^{-1}(t)$ erhält man durch die Polynomdivision der z-Transformierten:

$$G^{-1}(z) = \frac{1}{1 - (\frac{1}{2})z} \approx 1 + (\frac{1}{2})z + (\frac{1}{4})z^2 + ..., \tag{3.33}$$

Die Zeitreihe des invertierten Wavelets $g^{-1}(t)$ besteht aus den Koeffizienten des Polynoms $G^{-1}(z)$, also $[1, (\frac{1}{2}), (\frac{1}{4}), \ldots]$. Es gilt zu beachten, dass dieser Filteroperator eine unendliche Anzahl von Koeffizienten enthält. In der praktischen Anwendung muß dieser Operator deshalb “abgeschnitten” werden. Der Fehler ist vernachlässigbar, solange die Koeffizenten höherer Ordnung abfallen (Konvergenz). Man spricht in diesem Fall von einem “Minimum Phase”-Wavelet. Die Faltung des Eingangswavlets $[1, -\frac{1}{2}]$ mit dem abgeschnittenen inversen Filter $[1, \frac{1}{2}]$ ergibt die Zeitreihe $[1, 0, -\frac{1}{4}]$. Idealerweise sollte das Resultat ein unverzögerter Delta-Spike sein $[1, 0, 0]$. Die Differenz zwischen gewünschtem und tatsächlichem Resultat bestimmt die Fehler der jeweiligen Dekonvolutionsmethoden.
Die Stabilität der Inversion hängt allerdings nicht allein von der verwendeten Ordnung des Filteroperators (Länge des Filters), sondern vielmehr von der Form des Wavelets $g(t)$ ab. Betrachtet man die folgende Zeitreihe $[-\frac{1}{2}, 1]$, so ergibt sich das Resultat der Form $[1, 0, -4]$. Das Ergebnis ist in diesem Fall sehr viel weiter von einem idealen Spike entfernt, als im vorhergehenden Beispiel. Der Grund liegt darin, dass die Polynomdivision eine divergierende Reihe zum Ergebnis hat (“Maximum Phase”-Wavelet). Schneidet man nun die Reihenglieder höherer Ordnung ab, wird das Resultat instabil.
Ziel ist es, eine Methode zur Berechnung des inversen Wavelets zu finden, die sich gegenüber der Form des verwendeten Wavelets möglichst stabil verhält.

ii. **Inverses Filter mit der Methode der kleinsten Fehler-Quadrate (Least-Squares):**
Geben wir die Zeitreihe des inversen Filters nun in der Form $[a, b]$ vor und fordern dass der Fehler zwischen gewünschtem und aktuellem Resultat ein Minumum im Sinne der kleinsten Fehler-Quadrate (Least-Squares) annimmt, so ergeben sich daraus die Koeffizienten a und b. Man faltet also den Filter $[a, b]$ mit dem Wavelet $[1, -\frac{1}{2}]$. Der kumulative Fehlers L ist definiert als die Summe der Quadrate der Differenzen zwischen den Koeffizienten des aktuellem und des gewünschten Ergebnisses. In diesem Beispiel ergibt sich für L folgender Ausdruck:

$$L = (a-1)^2 + (b - a/2)^2 + (-b/2)^2, \tag{3.34}$$

Die Koeffizienten a und b müssen so gewählt werden, dass L minimal wird. Man bildet dazu die jeweiligen partiellen Ableitungen von L und setzt diese Ausdrücke gleich Null:

$$\frac{\partial L}{\partial a} = 0, \quad \frac{\partial L}{\partial b} = 0 \tag{3.35}$$

Diese Bedingungen führen zu einem linearem Gleichungssystem der folgenden Form:

$$\begin{bmatrix} \frac{5}{2} & -1 \\ -1 & \frac{5}{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a \\ b \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 2 \\ 0 \end{bmatrix} \tag{3.36}$$

Das ergibt die Filterkoeffizienten $[a, b] = [\frac{20}{21}, -\frac{8}{21}]$, und angewandt auf das Wavelet resultiert daraus ein Spike der Form $[\frac{20}{21}, -\frac{2}{21}, \frac{4}{21}]$. Der Fehler gegenüber der Methode des inversen Filters mit der z-Transformation hat sich damit verringert. Führt man diese Schritte für das zweite Wavelet $[-\frac{1}{2}, 1]$ durch, dann verringert sich auch hier der Fehler. Dieser ist im Vergleich zum ersten Wavelet aber immer noch zu groß.
Die Ursache dafür liegt in der unterschiedlichen Energieverteilung der Wavelets. Nach Robinson (1966) unterscheidet man zwischen 3 Wavelettypen:

- "Minimum Phase": Wellenenergie ist maximal am Einsatz des Wavelets konzentriert und besitzt minimale Energieverzögerung. Die Phasenveränderung ist minimal. Das Wavelet liefert stabile Inversionsergebnisse (Koeffizienten konvergieren).
- "Maximum Phase": Energie ist maximal am Ende des Wavelets konzentriert und besitzt maximale Energieverzögerung. Die Phasenveränderung ist maximal. Das Wavelet liefert instabile Inversionsergebnisse (Koeffizienten divergieren).
- "Mixed Phase": Energieverteilung zwischen den beiden Extremfällen. Das Wavelet liefert ebenfalls instabile Inversionsergebnisse.

Fassen wir zusammen: Der Prozess, bei dem ein seismisches Wavelet in einen unverzögerten ("zero-lag") Spike komprimiert wird, nennt man "Spiking-Dekonvolution". Diese Methode verlangt ein Eingangswavelet vom Typ "Minimum Phase". Im folgenden Abschnitt wird gezeigt, das ein Wavelet in einen verzögerten Spike konvertiert werden kann, auch wenn es nicht vom Typ "Minimum Phase" ist.

iii. **Optimiertes Wiener Filter:**
Zur statistischen Beschreibung von Funktionen kann das Korrelationsintegral verwendet werden. Die Korrelation $f(t)$ zwischen zwei Funktionen $x(t)$ und $y(t)$ schreibt sich als

$$f_{xy}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} x(\tau)\; y(t+\tau)\; d\tau, \tag{3.37}$$

und wird als Kreuzkorrelation bezeichnet. Für den Speziallfall $y(t) = x(t)$ ergibt (3.37) die sogenannte Autokorrelationsfunktion:

$$f_{xx}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} x(\tau)\; x(t+\tau)\; d\tau, \tag{3.38}$$

Führt man nun eine Autokorrelation des Eingangswavelets $g(t)$ und eine Kreuzkorrelation des Eingangswavelets mit dem gewünschten Resultat (z.B. unverzögerter oder verzögerter Spike) durch, so ist ein Zusammenhang zur Methode der kleinsten Quadrate ersichtlich. Vergleicht man die Ergebnisse der Autokorrelation mit (3.36), so stellt man eine Übereinstimmung mit den 2 x 2 Matrixelementen fest. Die Ergebnisse der Kreuzkorrelation von $g(t)$ mit dem unverzögerten Spike ($[1,0,0]$) fallen mit dem Spaltenvektor auf der rechten Seite von (3.36) zusammen. Wiener verallgemeinerte diese Beobachtungen dahingehend, dass es die Umwandlung eines beliebigen Eingangswavelets in ein gewünschtes Ausgangsresultat durch Anwendung eines Filters ermöglicht. Die Koeffizienten dieses "Formfilters" der Länge n erhält man aus folgender Matrixgleichung:

$$\begin{bmatrix} c_0 & c_1 & c_2 & \cdots & c_{n-1} \\ c_1 & c_0 & c_1 & \cdots & c_{n-2} \\ c_2 & c_1 & c_0 & \cdots & c_{n-3} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdots & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdots & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdots & \cdot \\ c_{n-1} & c_{n-2} & c_{n-3} & \cdots & c_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_0 \\ a_1 \\ a_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ a_{n-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} d_0 \\ d_1 \\ d_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ d_{n-1} \end{bmatrix} \tag{3.39}$$

mit c_i Autokorrelation des Eingangswavelets
a_i Koeffizienten des gesuchten Filters
d_i Kreuzkorrelation des gewünschten Ausgangsresultats mit dem Eingangswavelets
wobei $i = 0, 1, 2, 3, \ldots, n-1$

Man beachte, dass die Autokorrelationsmatrix symmetrisch ist. Man nennt diesen speziellen Typ von Matrix auch *Toeplitz*-Matrix, welche durch die sogenannte *Levinson-Rekursion* numerisch gelöst werden kann. Ist das gewünschte Ausgangsresultat ein unverzögerter Spike $[1, 0, 0, \ldots, 0]$, dann ist das Wiener-Filter identisch mit dem "Least-Squares"-Filter. Letzterer ist also ein Spezialfall des Ersteren.

Für unsere Anwendung sind vor allem zwei Typen von Ausgangswavelets von Bedeutung:

- Unverzögerter Spike ("zero-lag")
- Beliebig verzögerter Spike

Die Umwandlung eines "Mixed-" bzw. "Maximum"-Phase Wavlets in einen unverzögerter Spike funktioniert auch mit dem Wiener-Filter nicht zufriedenstellend. Durch Variation der Verzögerungszeiten erhält man aus (3.39) den optimalen Spike, der nun aber zeitlich verschoben ist.
Betrachtet man das Amplitudenspektrum des Dekonvolutionsoperators, dann stellt man fest, dass es sich nährungsweise um das Inverse des Amplitudenspektrums des Eingangswavelets handelt. Wir stoßen also auf dieselbe Problematik wie in Abschnitt (3.4.2). Damit die Dekonvolution stabile Ergebnisse liefern kann, sollten Nullstellen im Spektrum ausgeschlossen werden. Durch Aufaddieren von weissem Rauschen ("white"- Noise) vermeidet man Polstellen und stabilisiert damit die Dekonvolution. Im Zeitbereich geschieht dieses "Prewhitening" durch Addition einer Konstanten zu den Diagonalelementen der Autokorrelationsmatrix entsprechend Gleichung (3.40).

$$\begin{bmatrix} (1+\epsilon)c_0 & c_1 & c_2 & \cdots & c_{n-1} \\ c_1 & (1+\epsilon)c_0 & c_1 & \cdots & c_{n-2} \\ c_2 & c_1 & (1+\epsilon)c_0 & \cdots & c_{n-3} \\ . & . & . & \cdots & . \\ . & . & . & \cdots & . \\ . & . & . & \cdots & . \\ c_{n-1} & c_{n-2} & c_{n-3} & \cdots & (1+\epsilon)c_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_0 \\ a_1 \\ a_2 \\ . \\ . \\ . \\ a_{n-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} d_0 \\ d_1 \\ d_2 \\ . \\ . \\ . \\ d_{n-1} \end{bmatrix} \tag{3.40}$$

Für $\epsilon > 0$ wird die Inversion stabilisiert durch "Prewhitening".

Zur Berechnung der Receiver Funktionen wird in den folgenenden Abschnitten die Toeplitz-Matrix entsprechend Gleichung (3.40) verwendet.

3.4.4 Anwendung und Test der Dekonvolutionsmethode

Erinnern wir uns zunächst an den Beginn von Abschnitt 3.4. Mit Hilfe der Dekonvolution sollte die Quellfunktion aus dem Seismogramm entfernt werden, um damit die konvertierten Phasen sichtbar (im Idealfall spikeförmig) und die Seismogramme stapelbar zu machen. Woher stammt nun aber die Information über die Quellfunktion des jeweiligen Erdbebens?
In Abschnitt 3.3 wurden die einzelnen Wellengruppen durch Rotation getrennt. Danach wird die P-Welle auf der L-Komponente, die SV-Welle auf der Q-Komponente und die SH-Welle auf der T-Komponente aufgezeichnet. Da wir die Konversion der P- in eine SV-Welle betrachten, macht man die Annahme, dass die konversionserzeugende Welle (P-Phase) den Hauptanteil der Quellfunktion enthält. Man setzt die L-Komponente demnach

mit der Quellfunktion gleich und berechnet aus ihr das inverse Wavelet analog zu Abschnitt 3.4.3. Die Receiver Funktionen haben im Frequenzbereich schließlich folgende Form:

$$RF_{radial}(\omega) = \frac{Q(\omega)}{L(\omega)}, \quad RF_{transversal}(\omega) = \frac{T(\omega)}{L(\omega)}, \tag{3.41}$$

Die L-Komponente wird mit sich selbst dekonvolviert und sollte einen Deltaspike an der Stelle $t = 0$ ergeben. Das inverse Wavelet berechnet sich aus Gleichung (3.40). Um eine stabile, vom Eingangswavelet unabhängige Inversion zu gewährleisten, verwendet man als Ausgangswavelet allerdings einen zeitlich verschobenen Spike. Die mit diesem inversen Wavelet dekonvolvierten Q- und T-Seismogrammspuren besitzen ebenfalls diese Zeitverschiebung. Betrachtet man anschließend den Spike der L-Komponente als neuen Zeitnullpunkt und verschiebt die Q- und T-Komponente um die entsprechende Zeitdifferenz, dann erhält man die Endform der Receiver Funktionen. Der Zeitursprung bei $t = 0$ entspricht damit dem P-Welleneinsatz.

Kommen wir nun zum Test dieser Methode. Zur Bearbeitung der realen Daten wird in dieser Arbeit das Programm *SeismicHandler* (Stammler (1993)) eingesetzt. Das inverse Wavelet der L-Komponente berechnet sich mit der Hilfe einer entsprechende Funktion des *SeismicHandlers*. Anschließend werden alle drei Komponenten mit dem inversen Wavelet gefaltet und die Komponenten entsprechend der Zeitverzögerung des Spikes auf den neuen Zeitursprung verschoben. Getestet wurde dieses Verfahren zunächst mit synthetischen Daten. Betrachten wir eine Superposition von N gedämpften harmonischen Schwingungen der Form:

$$f(t) = \sum_{n=1}^{N} e^{-d_n t} a_n \sin(\omega_n t + \varphi_n), \tag{3.42}$$

mit	d_n	Dämpfung des n-ten Reihenglieds
	a_n	Amplitude des n-ten Reihenglieds
	ω_n	Kreisfrequenz des n-ten Reihenglieds
	φ_n	Phasenverschiebung des n-ten Reihenglieds

Mit (3.42) erzeugt man zwei verschiedene überlagerte Schwingungen $x(t)$ und $y(t)$. Diese Signale wurden anschließend entsprechend Gleichung (3.23) gefaltet (siehe Abbildung 3.11). Es soll nun versucht werden, das Signal $y(t)$ aus dem Faltungsprodukt $s(t)$ durch Dekonvolution zu extrahieren. Dazu bildet man das inverse Wavlet von $x(t)$ und faltet es zum einen mit $s(t)$ und zum anderen mit sich selbst. Abbildung 3.12 zeigt das Ergebnis der Dekonvolution. Der "Deltaspike" (unterste Spur) wurde als neuer Zeitursprung gewählt und die dekonvolvierte Spur (zweite von unten) entsprechend verschoben. In diesem Beispiel wurde ein "Prewhitening"-Parameter $\epsilon = 3$ verwendet. Der Vergleich mit der ursprünglichen Funktion $y(t)$ (oberste Spur) zeigt, dass die Dekonvolution ein sehr gutes Ergebnis liefert. Abbildung 3.13 zeigt einen vergrößerten Ausschnitt. Zusätzlich wurde die Differenz zwischen $y(t)$ und dem Dekonvolutionsergebnis im Zeitfenster von 0 bis 20 s aufgetragen. Im Idealfall sollte diese Differenz verschwinden und kann auch in unserem Beispiel nahezu vernachlässigt werden. Bemerkt werden sollte allerdings, dass der hochfrequente Anteil der Ausgangsfunktion $y(t)$ durch die Dekonvolution verloren gegangen ist.

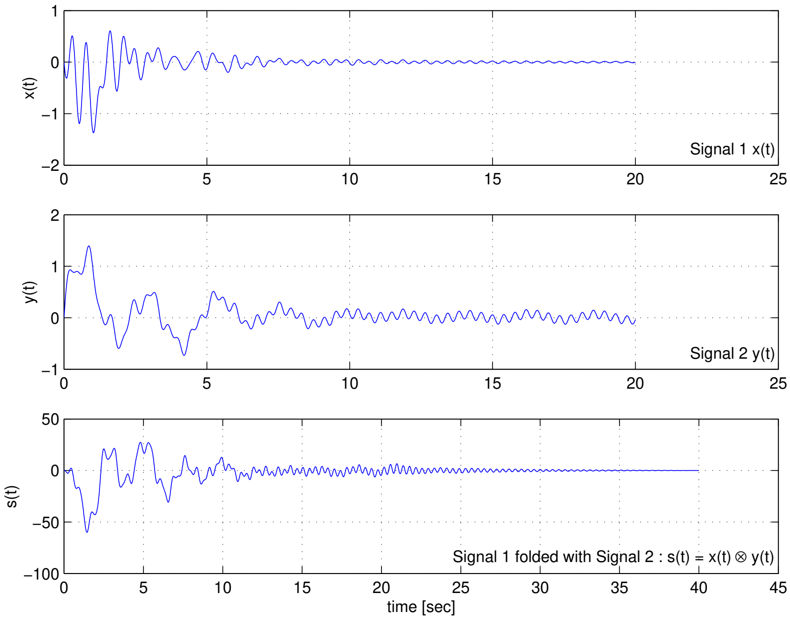

Abbildung 3.11: Faltung der Funktionen $x(t)$ mit $y(t)$. $s(t)$ stellt das Ergebnis der Faltung dar.

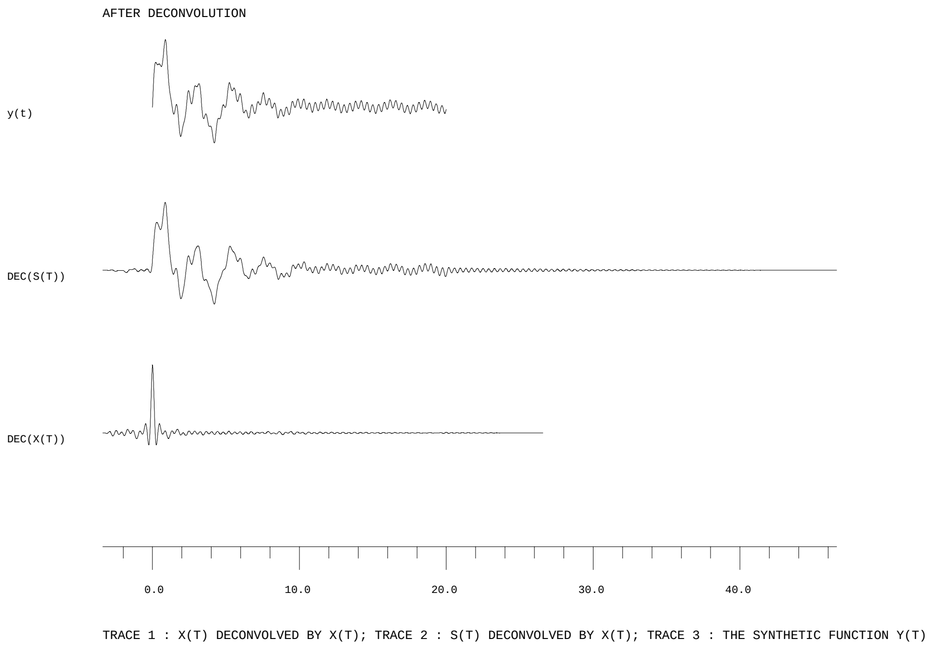

Abbildung 3.12: Unterste Spur: Funktion $x(t)$ gefaltet mit ihrem inversen Wavelet $x^{-1}(t)$. Zweite Spur von unten: Ergebnis der Dekonvolution durch Faltung von $s(t)$ mit $x^{-1}(t)$. Oberste Spur: ursprüngliche Funktion $y(t)$. Im Idealfall sollte gelten: $s(t) * x^{-1}(t) = y(t)$.

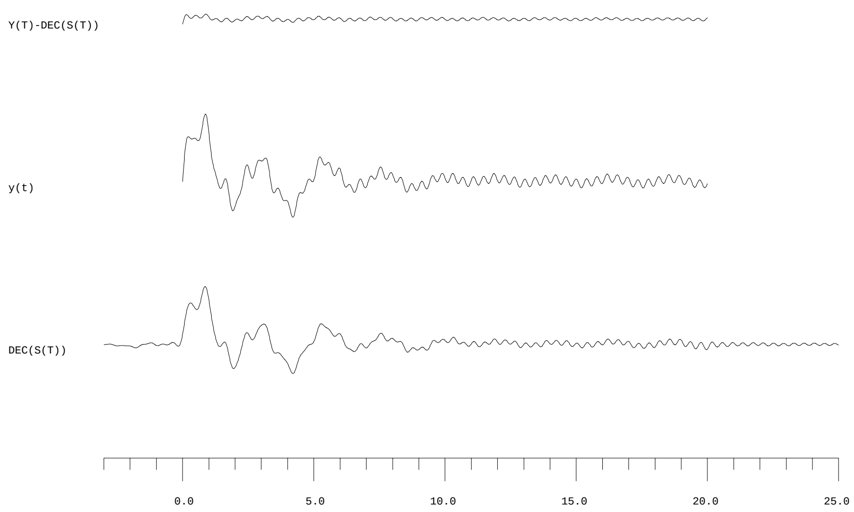

Abbildung 3.13: Vergleich von Dekonvolutionsergebnis (unterste Spur) und ursprünglicher Funktion $y(t)$ (zweite Spur von unten). Die Differenz beider Spuren (im Zeitfenster 0 bis 20 s) zeigt im Wesentlichen den Verlust des kurzperiodischen Anteils durch die Dekonvolution (oberste Spur).

3.5 Auflösungsvermögen von RF

Das horizontale Auflösungsvermögen der teleseismischen RF ergibt sich aus dem Radius r der ersten Fresnelzone der einfallenden P-Welle. Die Fresnelzone umfaßt dabei den möglichen Einflußbereich der Welle. Nach Sheriff und Geldart (1995) gilt folgender Zusammenhang:

$$r = \sqrt{(x + \frac{\lambda}{2})^2 - x^2}, \tag{3.43}$$

wobei x die Tiefe und λ die Wellenlänge der einfallenden P-Welle bezeichnet. D.h. je kürzer die verwendete Wellenlänge ist, um so besser ist das Auflösungsvermögen. Abbildung 3.14 zeigt schematisch den Verlauf der Fresnelzone mit der Tiefe x für eine senkrecht einfallende Welle und ein eben geschichtetes Medium. Es ergibt sich in diesem Fall ein Kegel. Im Grenzfall der Hochfrequenzapproximation ($\lim_{\lambda \to 0}$) ist $r = 0$, und man spricht dann von der Strahlenseismik.

Ist die Frequenz ν und die seismische Geschwindigkeit $c(x)$ des Mediums in der Tiefe x bekannt, so ergibt sich aus (3.43) und $\lambda = c(x)/\nu$ das Auflösungsvermögen in dieser Tiefe. Betrachten wir beispielsweise eine P-Welle der Frequenz 0.3 Hz in einer Tiefe von 40 km ($\sim$ Moho) und der seismischen Geschwindigkeit c_P(40 km)=7.8 km/s. Die Wellenlänge beträgt in diesem Fall 26 km, und es ergibt sich die horizontale Auflösung von ungefähr 34 km.

Vertikal können bei senkrecht einfallenden Wellen Diskontinuitäten aufgelöst werden, welche mehr als 1/4 der S-Wellenlänge getrennt sind (Sheriff und Geldart (1995)). Eine Welle der Frequenz 0.3 Hz und der seismischen Geschwindigkeit von c_S(40 km)=4.0 km/s

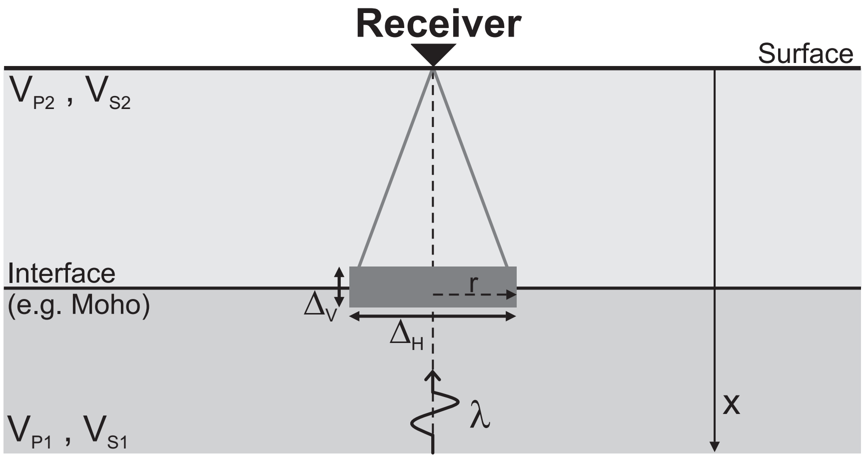

Abbildung 3.14: Die horizontale Auflösung Δ_H einer senkrecht einfallenden Welle der Wellenlänge λ kann im eben geschichteten Medium durch den Radius der ersten Fresnelzone r ausgedrückt werden. Unter dem Empfänger (Receiver) ist Δ_H als Kegelschnitt in der entsprechenden Tiefe x zu betrachten. Die vertikale Auflösung Δ_V ergibt sich in dieser Anordnung aus dem 1/4 der Wellenlänge.

besitzt bei senkrechtem Einfall somit eine vertikale Auflösung von ungefähr 3.3 km.

3.6 Synthetische Modellierung der RF-Wellenformen

Mit Hilfe der "Reflektivitätsmethode" (Fuchs und Müller (1971)) werden im folgenden Abschnitt RF-Wellenformen für ein einfaches eindimensionales Geschwindigkeitsmodell erstellt. Dieses Verfahren ermöglicht die amplitudengetreue Berechnung von synthetischen Seismogrammen. Zunächst sollen die synthetischen Reveiver Funktionen für eine homogene Kruste berechnet werden. Die Mächtigkeit soll in diesem Beispiel 50 km betragen. Abbildung 3.15 zeigt die entsprechende Geschwindigkeits-Tiefenfunktion. Abbildung 3.16 zeigt das Ergebnis dieser Rechnung. Die Receiver Funktionen sind entsprechend ihrer Slowness bzw. Entfernung von 32° bis 88° geordnet. Außerdem sind die einzelnen Spuren bereits für die *Ps*-Phase laufzeitkorrigiert ("Moveout-Korrektur"). Dabei wird als Referenzentfernung 67° benutzt, was im *IASPEI91* Modell nach Kennett (1995) einer Slowness von 6.4 s/° entspricht. Deutlich erkennbar sind die direkten *Ps*-Phasen, aber auch die multiplen *PpPs*- und *PpSs+PsPs*-Phasen, welche im Verfahren von Zhu und Kanamori (2000) berücksichtigt werden. Die oberste Spur zeigt das Ergebnis der Stapelung. Da die Laufzeitkorrektur für die *Ps*-Phase durchgeführt wurde, ist diese Phase auch deutlich in der Summenspur erkennbar. Die multiplen Phasen erscheinen hingegen für diese Stapelkorrektur verschmiert. Bei der Interpretation und Verifizierung der Ergebnisse spielt die synthetische Modellierung der RF eine elementare Rolle. Deshalb wird dieses Verfahren in den Kapiteln 5 und 6 für komplexere Geschwindigkeits-Tiefenfunktionen eingesetzt.

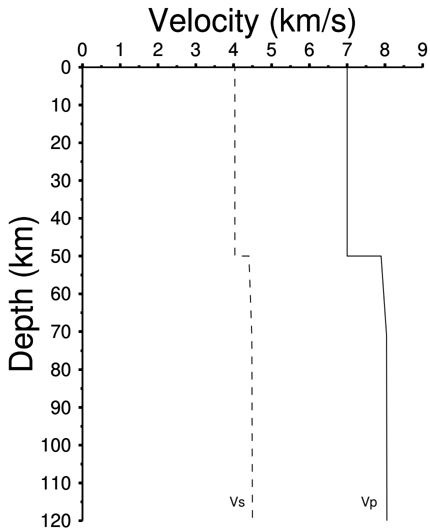

Abbildung 3.15: Modell der seismischen Geschwindigkeiten innerhalb einer homogenen Kruste. Der Moho-Geschwindigkeitskontrast befindet sich in einer Tiefe von 50 km und die mittlere P-Wellengeschwindigkeit innerhalb der Kruste beträgt 7.0 km/s. Dieses Geschwindigkeits-Tiefenmodell dient als Grundlage zur Bestimmung der synthetische Receiver Funktionen mit Hilfe der Reflektivitätsmethode.

3.7 Anwendungen

Aus der Rotation und der Dekonvolution haben wir prinzipiell die Receiver Funktionen erhalten. Nun kommen wir zu den weiterführenden Anwendungen. Die einfachste Form der Anwendung ergibt sich z.B. nach Yuan et al. (1997). Man führt eine Moveout-Korrektur der Seismogrammspuren durch und stapelt anschließend die Spuren für jeweils eine Station. Trägt man die Summenspuren verschiedener Stationen entlang eines Profils auf, dann zeigen sich eventuell vorhandene laterale Variationen der konvertierten Phasen. Optimiert wird dieses Verfahren durch räumliche Filterung. Allerdings erhält man aus diesem Profil keine Informationen über die absolute Lage der Konversionsgrenzschicht. Zur Tiefenbestimmung ist also ein Modell der seismischen Geschwindigkeiten $v_P(z), v_S(z)$ notwendig.
In Abschnitt 3.7.1 wird ein "Grid-Search"-Verfahren vorgestellt, bei dem lediglich die mittlere P-Wellengeschwindigkeit eingeht. Als Ergebnis erhält man die Tiefe der Konversionsgrenzschicht H und das mittlere v_P/v_S-Verhältnis κ unterhalb einer Station. Anschließend wenden wir uns noch einmal der Modellierung von Wellenformen zu. Abschnitt 3.7.2 zeigt, wie man durch Vorgabe eines S-Wellengeschwindigkeitsmodell die Form der radialen Receiver Funktionen berechnet. Durch Variation des Modells und dem Vergleich zwischen synthetischen und gemessenen Daten ergibt sich das beste S-Wellengeschwindigkeitsmodell. Diese Methode stellt somit eine spezielle Form von Abschnitt 3.6 dar.

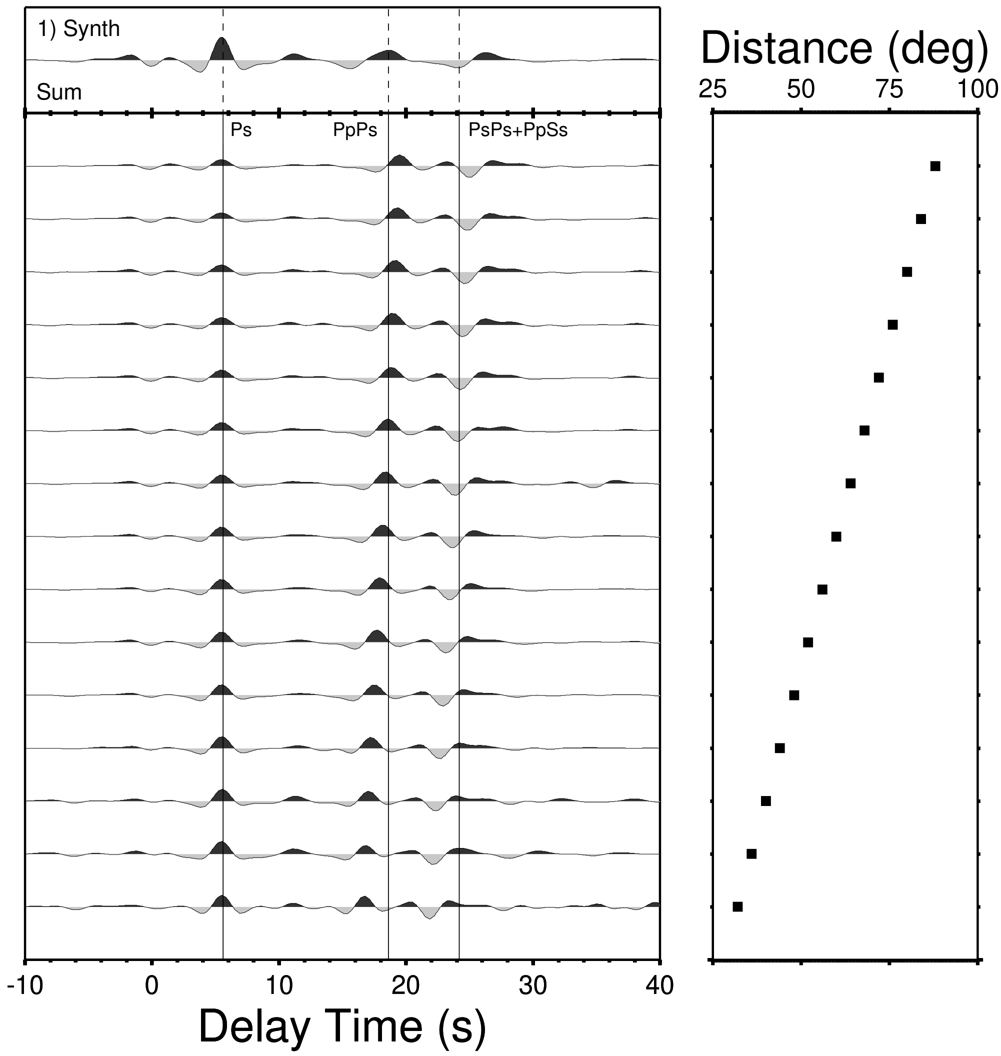

Abbildung 3.16: Synthetische radiale Receiver Funktionen berechnet mit der Reflektivitätsmethode für eine homogene Kruste entsprechend Abbildung 3.15. Die Spuren sind entsprechend ihrer Entfernung von 32° bis 88° geordnet. Die RF wurden zudem laufzeitkorrigiert für die *Ps*-Phase mit einer Referenzentfernung von 67° dargestellt. Die Stapelspur im oberen Teil ist vergrößert gezeigt. Die eingezeichneten theoretischen Ankunftszeiten für die Phasen *Ps*, *PpPs* und *PpSs*+*PsPs* (siehe auch Abbildung 3.17) entsprechen den Ergebnissen einer Inversion nach Zhu und Kanamori (2000) (siehe Abschnitt 3.7.1). Sie zeigen eine gute Übereinstimmung mit den beobachteten Phasen.

Den Verlauf der Konversionsgrenzschichten entlang eines Profils bestimmt man schließlich mit Hilfe der Migration, welche in Abschnitt 3.7.3 besprochen wird.

3.7.1 Inversion nach Zhu und Kanamori (2000)

Zhu und Kanamori verwenden zur Tiefenbestimmung einer Konversionsgrenzschicht (hier Moho) nicht nur die *Ps*-Phase allein, sondern zusätzlich die multiplen Phasen innerhalb der Kruste (*PpPs* und *PpSs* bzw. *PsPs*) entsprechend Abbildungen 3.16 und 3.17. Betrachten

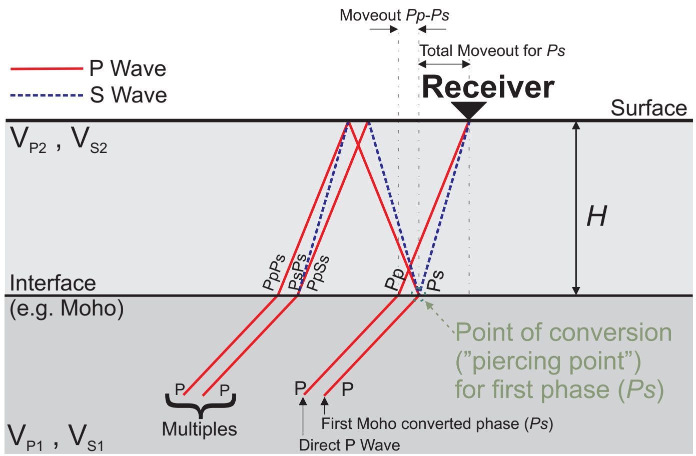

Abbildung 3.17: Konversion P- zu S-Welle an einer ebenen Konversionsgrenzschicht (z.B. Moho) der Tiefe H. Gezeigt sind neben direkter *Ps*-Phase, die Krustenmultiplen $PpPs$ und $PpSs$ bzw. $PsPs$.

wir die Kruste als eine Schicht der Mächtigkeit H und den mittleren seismischen Wellengeschwindigkeiten v_P, v_S, so ergibt sich nach Zhu und Kanamori (2000) zwischen der Laufzeitdifferenz $T_{Ps} = t_{Ps} - t_{Pp}$ und der Mächtigkeit H folgender Zusammenhang:

$$H = \frac{T_{Ps}}{\sqrt{\frac{1}{v_S^2} - p^2} - \sqrt{\frac{1}{v_P^2} - p^2}}, \qquad (3.44)$$

mit $\quad p:\quad$ Strahlparameter (Slowness).

H hängt also von T_{Ps}, v_P, v_S und p ab. Dabei läßt sich durch einfache Fehlerrechnung zeigen, dass die Abhängigkeit von v_P wesentlich geringer ist, als die von v_S bzw. von $\kappa = v_P/v_S$. Der relative Fehler für H (ΔH) in Abhängigkeit des Fehlers von v_P (Δv_P) beträgt:

$$\Delta H = \frac{\partial H}{\partial v_P}\, \Delta v_P = 4.3\ \Delta v_p\ (\mathrm{km}),$$

wobei wir ein H von 30 km, ein v_P von 6.3 km/s und ein κ von 1.732 verwendet haben. Liegt die Unsicherheit von v_P beispielsweise bei 0.1 km/s, so ist der Fehler von $H < 0.5$ km. Führt man dieselbe Rechnung für Unsicherheiten in κ durch, so erhält man:

$$\Delta H = \frac{\partial H}{\partial \kappa}\ \Delta\kappa = -40.2\ \Delta\kappa\ (\mathrm{km}),$$

Bei gleicher Unsicherheit von $\Delta\kappa = 0.1$ führt dies zur einer Abweichung von ca. 4 km. Diese Abschätzung zeigt deutlich, dass die Laufzeitdifferenz zwischen Pp und Ps stark von den Parametern H und κ abhängt, und somit kann dieses Verfahren nicht zur gleichzeitigen Bestimmung von beiden Parametern benutzt werden. Allerdings sieht man auch, dass der Einfluß von v_P im Gegensatz zu κ wesentlich geringer ist.
Die Mehrdeutigkeit bei der Bestimmung von H und κ kann durch die Betrachtung späterer Phasen reduziert werden. Sie grenzen den "Lösungsraum" zusätzlich ein und ermöglichen so die Bestimmung von beiden Parametern mit Hilfe eines "Grid-Search"-Verfahrens. Der Zusammenhang zwischen Laufzeitdifferenz und Krustenmächtigkeit ist jeweils folgender:

$$H = \frac{T_{PpPs}}{\sqrt{\frac{1}{v_S^2} - p^2} + \sqrt{\frac{1}{v_P^2} - p^2}}, \tag{3.45}$$

$$H = \frac{T_{PpSs+PsPs}}{2 \cdot \sqrt{\frac{1}{v_S^2} - p^2}}, \tag{3.46}$$

Die Identifikation und die Bestimmung der Ankunftszeiten gestaltet sich in den Realdaten allerdings sehr viel mühsamer. Oft sind die Phasen durch Rauschen oder von anderen P zu S-Konversionen (z.B. an Heterogenitäten der Kruste) verdeckt. Um das Signal/Rausch-Verhältnis zu verbessern, kann man mehrere Beben benutzen und ihre Receiver Funktionen stapeln. Zhu und Kanamori (2000) schlagen dazu eine Stapelung im $H - \kappa$ Raum vor, da man hauptsächlich an der Abschätzung dieser Parameter interessiert ist. Die Stapelfunktion hat folgende Form:

$$s(H,\kappa) = w_1 r(t_1) + w_2 r(t_2) - w_3 r(t_3), \tag{3.47}$$

wobei $r(t)$ die radialen Receiver Funktionen und t_1, t_2 und t_3 die vorhergesagten Ankunftszeiten der Phasen $(Ps, PpPs, PpSs + PsPs)$ für die entprechende Krustenmächtigkeit H und das V_p/V_s-Verhältnis κ sind (vrgl. Gleichung (3.44)-(3.46)). Die w_i sind Gewichtungsfaktoren, wobei $\sum w_i = 1$ gilt. Sie berücksichtigen das Verhältnis der Amplituden der Phasen. Man beachte, dass die zweite Multiple eine negative Amplitude besitzt. Die Funktion $s(H,\kappa)$ erreicht also das Maximum im Parameterraum, wenn alle drei Phasen kohärent mit den "richtigen" H und κ gestapelt wurden.
Dabei geht in die Berechnung der Ankunftszeiten der Strahlparameter p ein, und somit ist die Moveout-Korrektur in dieser Methode bereits integriert. Trägt man die Amplitudenwerte von $s(H,\kappa)$ in die H-κ Ebene ein, so erhält man aus der Lage des Maximums die "wahren" Werte der Parameter H und κ.
Der Fehler in der Bestimmung ergibt sich beispielsweise aus dem Gradienten von $s(H,\kappa)$ am Ort des Maximums. Je verschmierter das Maximum ist, desto größer ist der Fehler

von H und κ.
Führt man dieses Verfahren für alle Stationen innerhalb eines Netzwerkes durch, dann erhält man einen dreidimensionalen Eindruck der Mohotopographie. Bisher gehen in diese Inversion lediglich die Stapelgeschwindigkeit v_P und die Gewichtungsfaktoren w_i ein. Durch Variation der Stapelgeschwindigkeit kann dieses Verfahren also auch auf andere Konversionsschichtgrenzen angewendet werden (z.B. Sedimentbecken). Voraussetzung ist, dass der seismische Geschwindigkeitssprung ebenfalls vom schnellen zum langsamen Medium erfolgt und dass die Multiplen dieser Konversion in den Receiver Funktionen sichtbar sind.
Die gewichtete mittlere P-Wellengeschwindigkeit einer Kruste der Mächtigkeit H bestimmt sich aus dem folgenden Ausdruck:

$$< v_P > = \frac{1}{H} \int_0^H v_P(z)\ dz, \tag{3.48}$$

wobei $< v_P >$ im weiteren Verlauf auch als Stapelgeschwindigkeit benutzt und bezeichnet wird, und $v_P(z)$ ein vorhandenes Geschwindigkeits-Tiefenmodell (z.B. aus refraktionsseismischen Experimenten) ist.
Zhu und Kanamori (2000) bestimmen mit dieser Methode Mohotiefenvariationen für das südliche Kalifornien. Sie verwendeten dazu Daten von Permanentstationen. Auch Ramesh et al. (2002) benutzen für ihre Receiver Funktionen Analyse der nordamerikanischen Kruste erfolgreich diese Inversionsmethode. Daneben gibt es in letzter Zeit weitere Arbeiten, welche dieses Verfahren auch auf temporäre Netzwerke ausweiten (z. B. Van der Meijde et al. (2003)).
Abbildung 3.18 zeigt das Ergebnis der Inverson für die synthetischen Daten entsprechend Abbildung 3.16. Im Modell beträgt die Mohotiefe 50 km und die mittlere P-Wellengeschwindigkeit innerhalb der Kruste 7.0 km/s. Das v_P/v_S-Verhältnis ist in diesem Beispiel 1.74. Verwendet man die mittlere P-Wellengeschwindigkeit zur Stapelung und die Gewichtungsfaktoren $w_1 = 0.55$, $w_2 = 0.27$ und $w_3 = 0.18$, so ergibt die Inversion folgendes Ergebnis: Mohotiefe $H = 49.5$ km und v_P/v_S-Verhältnis $\kappa = 1.77$.
Die Abweichungen zwischen Modell und Inversionsergebnis sind in diesem einfachen Beispiel sehr gering, nämlich 0.5 km in H und 0.3 in κ. Der Fehler in den Realdaten setzt sich später aus folgenden Unsicherheiten zusammen: Der Fehler der Stapelung und die Unbestimmtheit der Stapelgeschwindigkeit $< v_P >$. Die Form der 95%-Isofläche (in Abbildung 3.18 weiß) gibt lediglich Auskunft über die Flachheit des Maximums und zeigt den Verlauf der Konturlinie eines möglichen Vertrauensbereichs (Confidence-Level) an. Allerdings bleibt offen, welchen Vertrauensbereich diese Konturlinie einschließt.
Um den Fehler der Inversion quantitativ abzuschätzen, wird für die Realdaten ein Bootstrapping-Verfahren angewandt (z.B. Tichelaar und Ruff (1989)). Dieses Verfahren beruht im wesentlichen auf der zufälligen Auswahl von Subdaten aus einem Datensatz. In Kapitel 5 wird dieses Verfahren noch einmal ausführlich behandelt.
Um das Ergebnis der Inversion zu überprüfen, berechnet man die theoretischen Ankunftszeiten der drei Phasen nach (3.44) bis (3.46) für die Werte von H, κ, v_P und p. Diese sollten in den RF-Sektionen erkennbar sein. Für das synthetische Datenbeispiel wurden

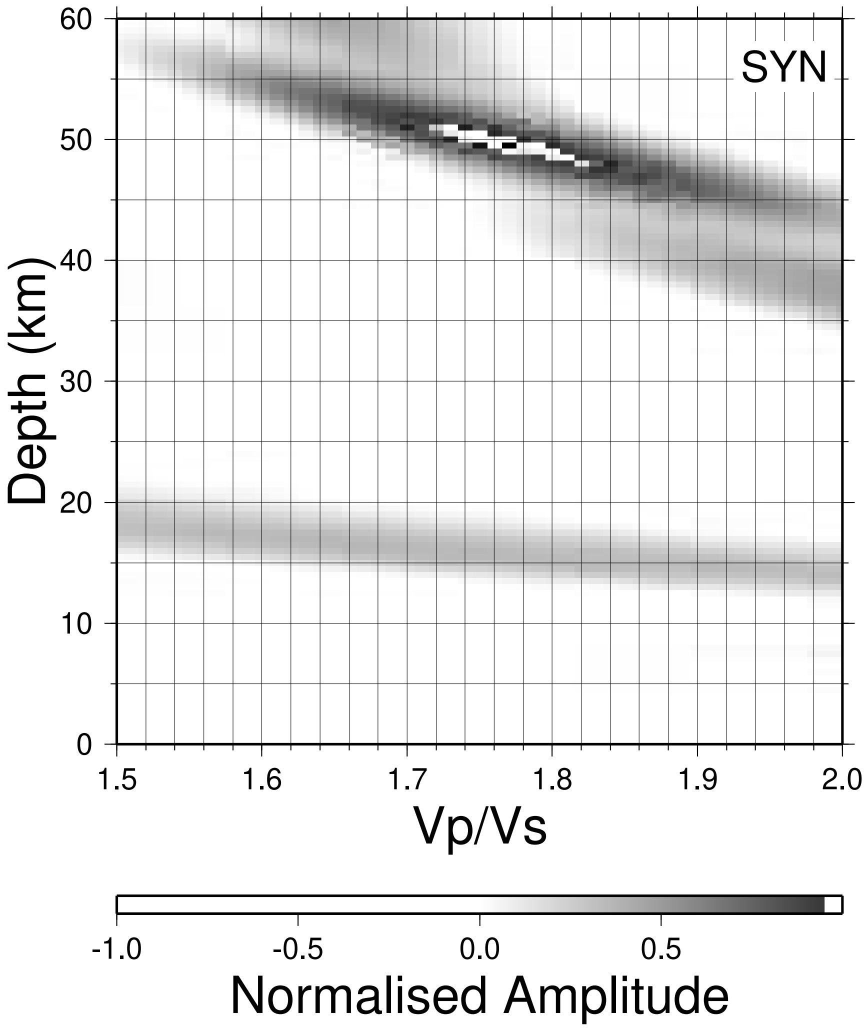

Abbildung 3.18: Ergebnis der Inversion für die synthetischen Receiver Funktionen entsprechend Abbildung 3.16. Alle Werte der Stapelfunktion s sind auf deren Maximum (schwarzes Rechteck) normiert, und die umgebende weiße Fläche markiert diejenigen Werte von s, die 95% des Maximalwerts besitzen (Flachheit). Alle Werte $s < 0$ sind ebenfalls weiß dargestellt. Das Maximum ergibt sich für $H = 49.5$ km und $\kappa = 1.77$. Dies entspricht einer Abweichung von $\Delta H = 0.5$ km bzw. $\Delta\kappa = 0.3$ zum ursprünglichen Modell.

die theoretischen Ankunftszeiten $T_{Ps} = 5.6$ s, $T_{PpPs} = 18.6$ s und $T_{PpSs+PsPs} = 24.2$ s als Linien für $p = 6.4$ s/° in Abbildung 3.16 dargestellt.
Zum Abschluß berechnet man sich die synthetischen Laufzeitdifferenzen für verschiedene Konversionstiefen H und Stapelgeschwindigkeiten v_P entsprechend (3.44) bis (3.46). Abbildung 3.19 zeigt die Ergebnisse für zwei unterschiedliche Konfigurationen. In beiden Fällen variiert die Mohotiefe von 30 bis 50 km, die Sedimentmächtigkeit hingegen von 1 bis 21 km. Die mittlere Krustengeschwindigkeit beträgt in beiden Konfigurationen 6.0 km/s, lediglich die Sedimentgeschwindigkeiten unterscheiden sich: In a) 4.8 km/s, in b) 2.5 km/s. Problematisch sind jeweils diejenigen Moho-Sedimenttiefenkombinationen, bei denen sich die erste Multiple der Sedimentkonversion mit der Ps-Konversion der Moho schneiden (dies tritt beispielsweise im Bereich Vrancea auf s.u.). In Diesen Fällen ist eine eindeutige Phasenzuordung sehr schwierig, da man kaum noch zwischen Sedimentmultiplen- und Moho-Phasen unterscheiden kann, und man muß sich mit der Modellierung der Wellenformen behelfen.

3.7.2 S-Wellen Geschwindigkeits-Inversion

Invertiert man die Ps-Wellenform und deren multiplen Phasen, so kann daraus ein S-Wellengeschwindigkeitsmodell bis zu einer gewissen Tiefe erstellt werden. Die hier verwendete Inversionsmethode beruht auf der Arbeit von Kind et al. (1995). Es wird für ein vorgegebenes Startmodell ein theoretisches Seismogramm berechnet und anschließend mit der gemessenen Q-Wellenform verglichen. Durch eine iterative Inversion werden die Modellparameter optimiert, und man erhält das bestmöglichste Geschwindigkeits-Tiefenmodell für das Startmodell. Es sollte allerdings bemerkt werden, dass dieses Inversionsproblem nicht eindeutig lösbar ist und gerade komplizierte RF-Wellenformen durch eine Vielzahl von Startmodellen invertierbar sind.
Das theoretische Seismogramm wird nach dem Verfahren von Haskell (1962) bestimmt. Diese Methode unterscheidet sich von der Reflektivitätsmethode dadurch, dass das Seismogramm nur für einen mittleren Slowness-Wert berechnet wird. Deshalb ist dies eine Methode ebener Wellen. Man verwendet also die Summe aller Q-Wellenformen einer Station und eine mittlere Slowness (hier: 6.4 s/°). Behandelt man die synthetischen "Reflektivitäts-Daten" entsprechend Abbildung 3.16 als gemessene Daten, dann kann die Inversionsmethode getestet werden. Wir geben als Startmodell die Geschwindigkeits-Tiefenfunktion entsprechend Abbildung 3.15 vor. Im Idealfall sollte das Inversionsergebnis mit dem Startmodell übereinstimmen. Abbildung 3.20 zeigt das Ergebnis nach 5 Iterationsschritten. Zunächst ergibt das Startmodell eine gute Übereinstimmung mit dem "Reflektivitäts"-Seismogramm. Allerdings wird bei 0 s eine Phase erzeugt, die in den "Reflektivitäts-Daten" nicht erkennbar ist. Diese Phase resultiert vermutlich aus dem unnatürlich starken Effekt der freien Oberfläche. Dieser Effekt wird scheinbar in der Reflektivitätsmethode berücksichtigt und unterdrückt, resultiert beim "Haskell"-Verfahren dagegen in einer dominanten Phase um die Zeit 0 s. Das Resultat der Inversion ist in diesem Beispiel dementsprechend nicht zufriedendstellend.

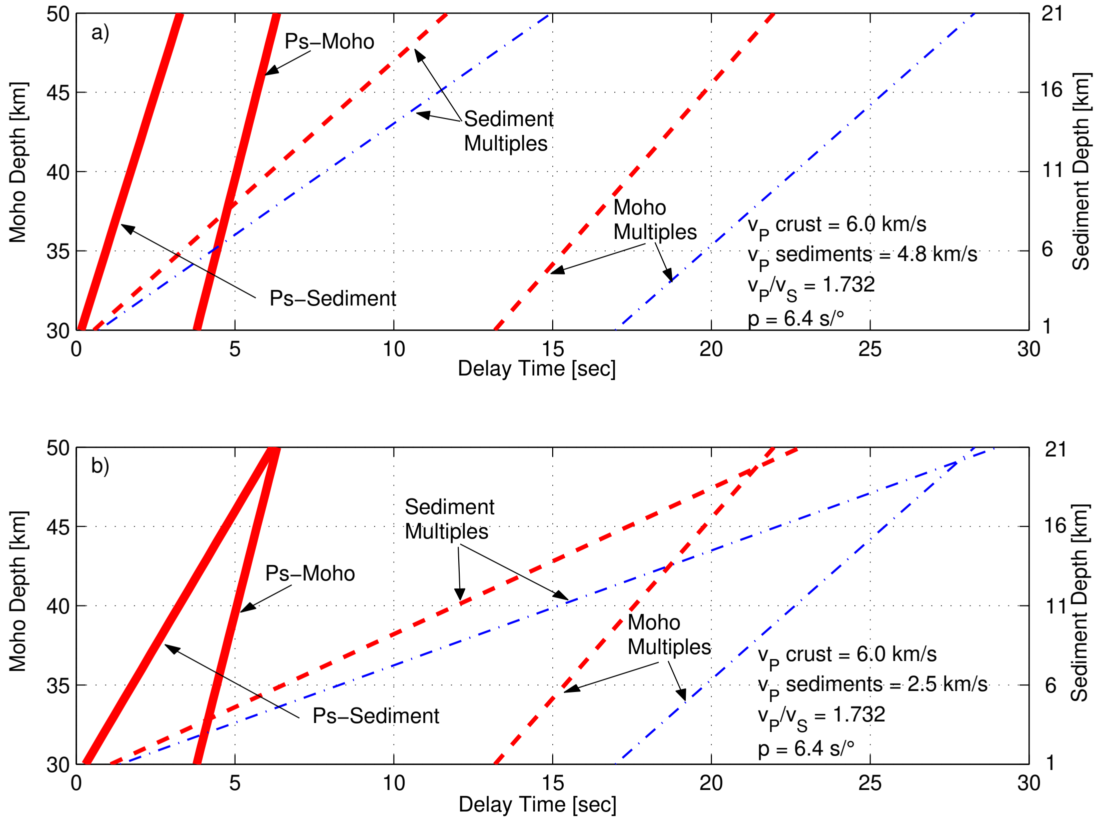

Abbildung 3.19: Synthetische Laufzeitdifferenzen $T_s - T_P$ für Konversion an der Moho und dem Sediment. Die Moho variiert von 30 bis 50 km Tiefe, die Sedimente von 1 bis 20 km. **a)** Verwendete mittleren P-Wellengeschwindigkeiten: 6.0 und 4.8 km/s für Kristallin und Sediment. **b)** Verwendete mittleren P-Wellengeschwindigkeiten: 6.0 und 2.5 km/s. Die direkten Ps-Phasen sind durchgezogen, die ersten Multiplen gestrichelt und die zweiten Multiplen (negative Amplituden) gepunktet dargestellt. Die verwendeten Strichdicken sollen die unterschiedlichen Amplitudenverhältnisse andeuten.
Überschneidungsbereiche in **a)**: Mohotiefen ca. 34-39 km und Sedimentiefen ca. 6-8 km.
Überschneidungsbereiche in **b)**: Mohotiefen ca. 31-34 km und Sedimentiefen ca. 2-5 km.

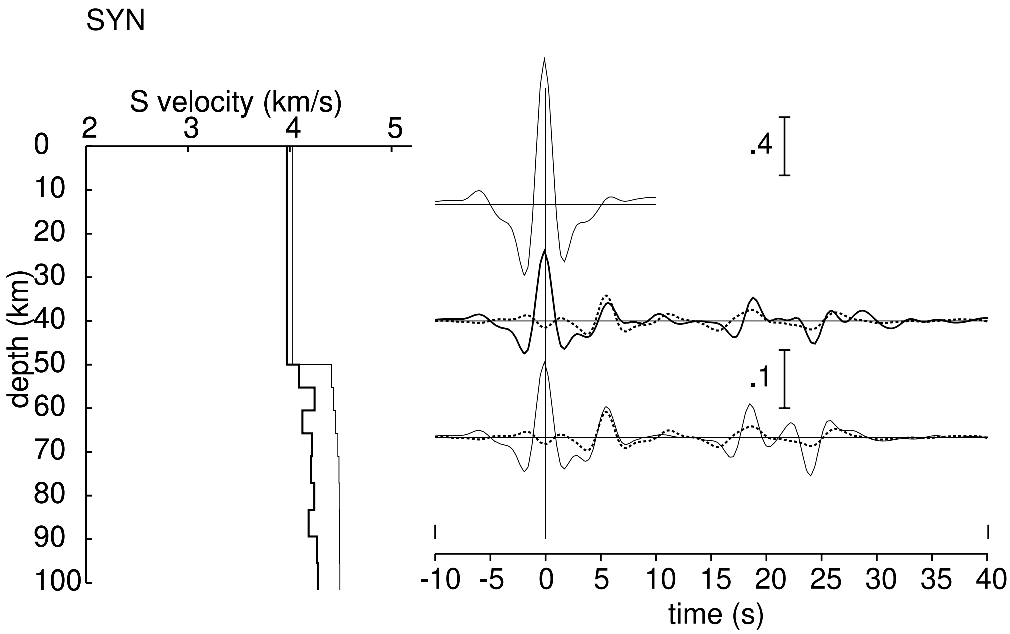

Abbildung 3.20: S-Wellen Geschwindigkeits-Inversion für synthetische "Reflektivitäts-Daten" entsprechend Abbildung 3.16. Die "Reflektivitäts-Daten" werden als gemessene Daten behandelt. Als Startmodell (Schaubild links, dünne Linie) wird die Geschwindigkeits-Tiefenfunktion entsprechend Abbildung 3.15 verwendet, wobei unterhalb der Moho das *IASPEI91* Modell verwendet wird. Das mit dem Startmodell erzeugte Seismogramm (Schaubild rechts unten, dünne Linie) ist dem "Reflektivitäts"-Seismogramm (Schaubild rechts unten, gestrichelte Linie) schon recht ähnlich. Abgesehen von der Phase bei 0 s stimmen die Hauptphasen zwischen "Reflektivität" und "Haskell" überein. Die Phase bei 0 s resultiert aus dem unnatürlich starken Kontrast an der freien Oberfläche. Die Inversion (Schaubild links, dicke Linie, Schaubild rechts Mitte, dicke Linie) liefert daher unbefriedigende Resultate. Rechts oben ist zusätzlich die L-Summenspur abgebildet. Die normierten Amplituden sind durch die senkrechten Balken markiert. Im Idealfall sollte das Inversionergebnis dem Startmodell entsprechen.

3.7.3 Migration

Die Migration stellt die Transformation der Seismogramme vom Zeit- in den Tiefenbereich dar. Für diesen Schritt muß man notwendigerweise ein Modell der seismischen Geschwindigkeiten verwenden. Dazu verfolgt man den Strahl beginnend vom bekannten Einfallswinkel i und Backazimuth α zurück durch das angenommene Geschwindigkeitsmodell. Nun wandelt man die Zeitreihe jeder RF in ein 3D-Wertegitter von einzelnen Konversi-

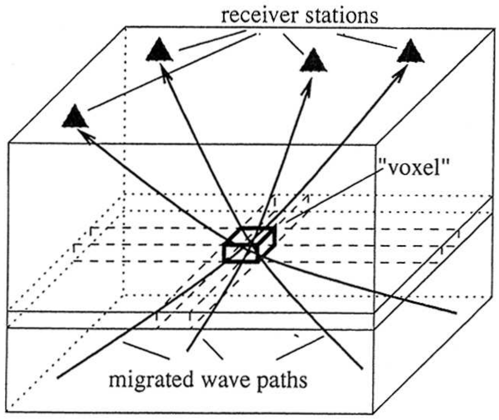

Abbildung 3.21: 3D-Migration von RF: Die einzelnen RF-Zeitreihen werden entlang ihres Strahlwegs in den Raum projeziert und in Volumenelemente (Voxels) diskretisiert. Anschließend wird über den Beitrag von allen Strahlen zum jeweiligen Volumenelement summiert. Damit können sowohl vertikale, als auch horizontale Schnitte erstellt werden (aus Grunewald et al. (2001)).

onsamplituden um. Damit werden die RF Zeitreihen in den Raum projiziert und dabei entsprechend Abbildung 3.21 in diskrete Volumenelemente (Voxels) unterteilt. Anschließend wird über die Beiträge von allen Strahlen zum jeweiligen Volumenelement summiert. Mit diesem Verfahren können sowohl horizontale (z.B. Gossler et al. (1999), Yuan et al. (2000) und Grunewald et al. (2001)), als auch vertikale (z.B. Li et al. (2000), Grunewald et al. (2001) und Budweg (2002)) Profile erstellt werden.

Kapitel 4

Datenakquisition und Aufbereitung

Die folgenden Abschnitte widmen sich der Datenakquisition und der zur RF-Analyse notwendigen Datenaufbereitung. Der erste Teil beschreibt die Stationsverteilung des *CALIXTO'99*-Experiments und die Auswahl der Erdbeben für die RF-Analyse. Im dritten Abschnitt werden dann die einzelnen Prozessingschritte mit zugehörigen Beispielen erläutert.

4.1 Stationsinformationen

Das *CALIXTO'99*-Experiment wurde von Mai bis November 1999 im Südosten Rumäniens durchgeführt. Insgesamt waren in diesem Zeitraum 129 Stationen mit unterschiedlichen Geschwindigkeitsaufnehmern aufgebaut (Martin et al. 2001, Stäbler 2002). Abbildung 4.1 zeigt die Verteilung der Stationen während des *CALIXTO'99*-Experiments. Dargestellt sind die mobilen breitbandigen (BB) und kurzperiodischen (SP) Stationen, sowie die permanente Station Muntele Roşu (MLR) des Potsdamer *GEOFON* Netzes. Zur besseren Übersicht sind lediglich RefTek, PDAS, MiniTitan und Güralp Datenrekorder abgebildet. Eine komplette Liste der Stationen findet man in Tabelle 4.1. Darüber hinaus findet man eine vollstängige Liste der für die RF-Analyse verwendeten Stationen mit Bezeichnung, geographischen Koordinaten usw. im Anhang A.1. Mit Ausnahme der K2-Beschleunigungs-Messstationen, wurden in dieser Arbeit alle verfügbaren Stationen mit 3-Komponentenaufzeichnungen verwendet.
Der durchschnittliche Stationsabstand in der Vrancea-Region betrug ca. 20 km, in den Randbereichen des Netzwerkes ca. 30 km.

4.2 Verteilung und Auswahl der Beben

Abbildung 4.2 zeigt die Epizentralverteilung aller teleseismischen Beben mit P-Phasen und einer Magnitude > 5.0 während des *Calixto'99*-Experiments. Für die RF-Analyse wurden die Beben ausgewählt, die im Entfernungsbereich von 30° bis 95° liegen. Bei Stationen, die

a.) Mobile Stationen		
Rekorder	*Sensor (Periode)*	*Anzahl*
RefTek 72A	Mark L4C 3D (1s)	36
RefTek 72A	Güralp CMG 3T (100s)	8
RefTek 72A	Güralp CMG 40T (30s)	3
RefTek 72A	STS-2 (120s)	3
PDAS-100	Mark L4C 3D (1s)	28
Lennartz Mars 88	Mark L4C 3D (1s)	8
Lennartz Mars 88	Lennartz LE 3D (5s)	9
Güralp SAM	Güralp CMG ESP (30s)	8
(Mini-)Titan	STS-2 (120s)	2
(Mini-)Titan	Lennartz LE 3D (20s)	3
(Mini-)Titan	Lennartz LE 3D (1s)	1
(Mini-)Titan	Lennartz LE 1D (1s)	1
b.) Permanente Stationen		
GEOFON-Station MLR	STS-2 (120s)	1
Rumänisches Telemetrienetz	S13	18
Starkbeben-Beschleunigungsnetz (K2)	2gFBA	31

Tabelle 4.1: Übersicht der unterschiedlichen temporären und permanenten Stationstypen mit Sensor (Sensorperiode) und Anzahl, deren Daten aus der Zeit des Feldexperimentes zur Verfügung standen.

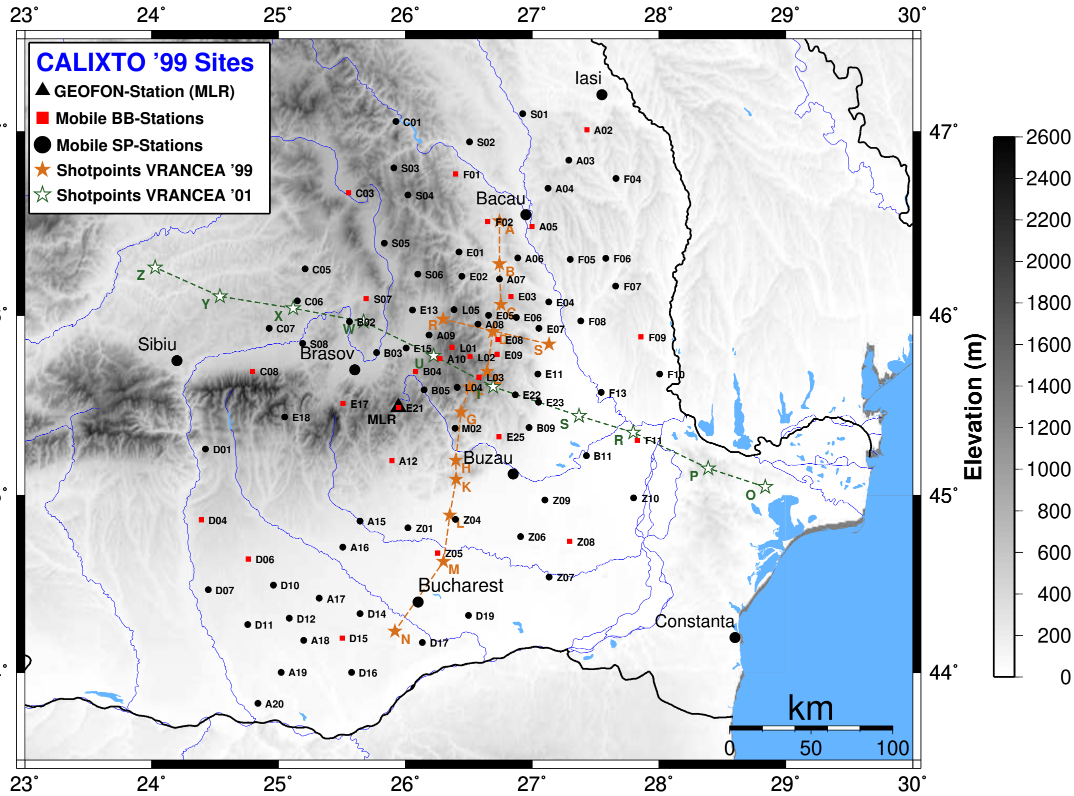

Abbildung 4.1: Stationsverteilung des *CALIXTO'99*-Experiments. Die mobilen Breitbandstationen sind als Quadrate, die mobilen kurzperiodischen Stationen als runde Punkte dargestellt. Zusätzlich wurden die Schusspunkte der *VRANCEA'99* und *VRANCEA'01* Refraktionsprofile (Sterne) und die Lage der permanenten *GEOFON*-Station MLR (Dreieck) eingezeichnet.

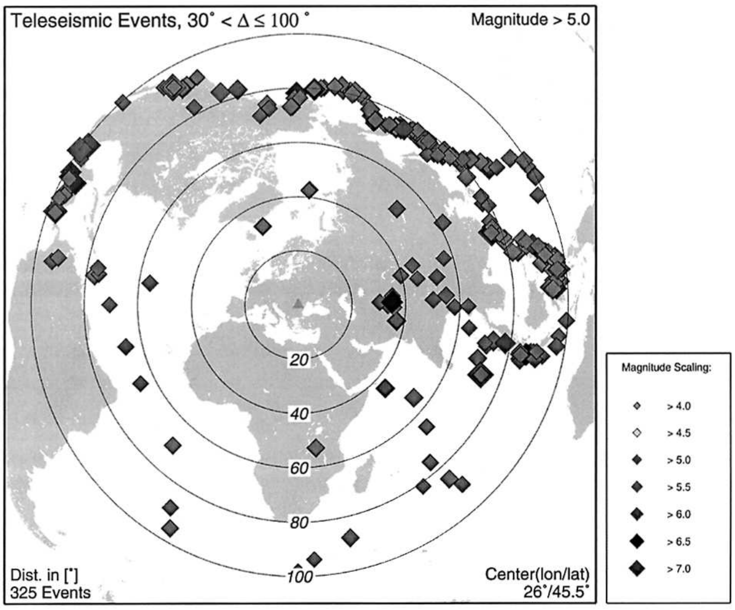

Abbildung 4.2: Epizentralverteilung der teleseismischen Fernbeben mit P-Phasen und einer Magnitude > 5.0 während des *Calixto'99*-Experiments (Meßzeitraum Mai-November 1999)

eine geringe Datenanzahl aufweisen, wurden in Ausnahmefällen auch Epizentraldistanzen bis 25° berücksichtigt. Allerdings muß in diesen Fällen die Wellenform überprüft werden, da in den Entfernungsbereichen < 30° die P-Phasen durch die Mantelübergangszone gestört sein können.
Zunächst wurden die so ausgewählten Beben unabhängig von ihrer Magnitude stationsweise geordnet. Anschließend berechnet man das Signal-Rausch-Verhältnis (Signal to Noise Ratio (SNR)) für jedes Beben. Dieses wurde aus dem Quotient zwischen der maximalen Amplitude vor dem P-Einsatz und der maximalen Amplitude des P-Einsatzes ermittelt. Im weiteren Verlauf wurden nur Beben mit SNR > 3 berücksichtigt. Am Ende erfolgt eine letzte optische Auswahl der fertigen Receiver Funktionen. Danach bleiben pro Station zwischen 20 und 0 Spuren übrig. Stationen mit weniger als 5 Receiver Funktionen bleiben für weitere Analysen unberücksichtigt. Diese Auswahlkriterien bewirkten, daß von den ursprünglich 129 Stationen am Ende 66 in die RF-Analyse eingingen. Eine Liste der verwendeten Erdbeben findet man im Anhang A.3.

4.3 Datenprozessing

Abbildung 4.3 zeigt die zur RF-Analyse notwendigen Schritte der Datenaufbereitung. Diese sollen anhand von Datenbeispielen in den folgenden Abschnitten kurz erläutert werden. Das Datenprozessing orientiert sich weitgehend an der Arbeit von Yuan et al. (1997).

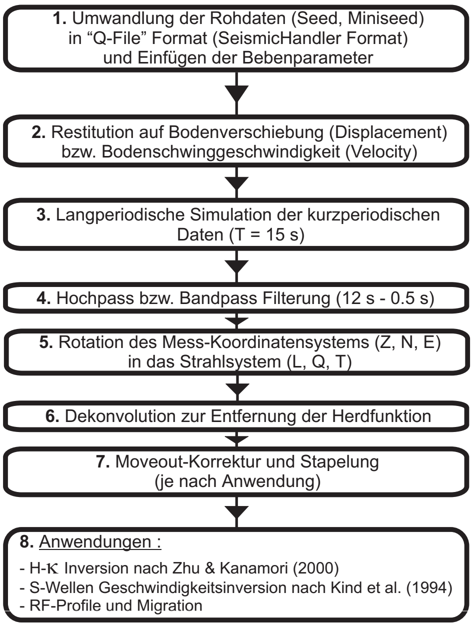

Abbildung 4.3: Flußdiagramm zur Datenaufbereitung der Receiver Funktionen in dieser Arbeit.

4.3.1 Aufbereitung der Rohdaten

Der Einsatz unterschiedlichster Stationstypen macht zunächst die Umwandlung der Rohdaten in ein einheitliches Dateiformat (MiniSeed-Format) notwendig. Anschließend folgt die Erstellung sogenannter "Q-Files", die das Standarddateiformat für das Programm "*SeismicHandler*" (SH) darstellen (Stammler (1993)). Sie enthalten schließlich, neben den eigentlichen Zeitreihen, Informationen wie z.B. Herdkoordinaten, Stationskoordinaten, Azimut, Entfernung des Bebens usw. Dies ermöglicht im weiteren Verlauf eine einfache Verarbeitung großer Datenmengen mit Hilfe des SH-Programms. Abbildung 4.4 zeigt die Aufzeichnung eines Bebens unter Nord-Sumatra vom 21. Juli 1999. Es handelt sich in diesem Beispiel um die Rohdaten, vor den Prozessingschritten. Dargestellt sind die Aufzeichnungen der permanenten BB-Station MLR, der mobilen BB-Station E21 (direkt neben MLR), der mobilen BB-Station E03 und der mobilen SP-Station A07 (in der Nähe von E03). Anhand dieser Beispiele soll im weiteren Verlauf die Datenaufbereitung erklärt werden.

4.3.2 Restitution der Seismogramme

Die Restitution stellt die Entfernung der Übertragungsfunktion der Registriereinheit (Seismometer+Datenrekorder) vom aufgezeichneten Seismogramm dar (z.B. Scherbaum (2001)). Abbildung 4.5a zeigt dies schematisch. Das Spektrum des aufgezeichnten Seismogramms entsteht aus der Faltung des ursprünglichen Quellspektrums mit der Übertra-

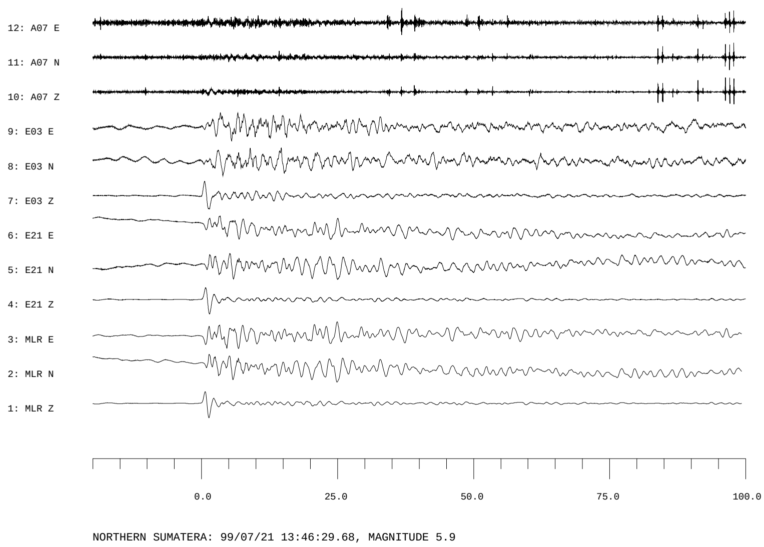

Abbildung 4.4: Aufzeichnung eines Bebens unter Nord-Sumatra vom 21. Juli 1999. Dargestellt sind die Rohdaten für verschiedene Stationen. MLR: permanente BB-Station, E21: Mobile BB-Station neben MLR, E03: Mobile BB-Station, A07: Mobile SP-Station in der Nähe von E03. Z: Vertikalkomponente, N: N-S-Komponente, E: O-W-Komponente.

gungsfunktion der Registriereinheit. Um diesen Effekt rückgängig zu machen, muss man das Seismogramm mit dem inversen Filter der Übertragungsfunktion des Instruments entsprechend Abbildung 4.5b falten.
Zur Bestimmung der Übertragungsfunktion betrachtet man zunächst die Laplacetransformierte der Seismometergleichung. Löst man diese nach der relativen Auslenkung (Auslenkung der trägen Masse relativ zum Rahmen des Seismometers) $X_r(s)$ auf und bildet das Verhältnis zur anregenden Funktion $U_g(s)$ (Bodenverschiebung), dann ergibt sich daraus die Übertragungsfunktion $T(s) = X_r(s)/U_g(s)$. Für ein elektromagnetisches Seismometer erhält man folgende inverse Übertragungsfunktion der Bodenverschiebung (Displacement) (Scherbaum (2001)):

$$T^{-1}(s) = \frac{1}{G} \cdot \frac{s^2 + 2h\omega_0 s + \omega_0^2}{s^3}, \tag{4.1}$$

mit ω_0 Eigenfrequenz des Seismometers
h Dämpfungskonstante des Seismometers
G Generatorkonstante (Verstärkung des Eingangssignals)
s Komplexe Variable der Laplace Transformation: $s = \sigma + i\omega$

Sind die Konstanten h, G und ω_0 für ein Seismometer bekannt, dann ergibt sich nach Scherbaum (2001) aus (4.1) der Restitutionsfilter. Dabei ist zu beachten, dass die Anzahl der Polstellen die Art der Restitution bestimmt. Restituiert man auf die “wahre” Bodenverschiebung, so hat (4.1) drei Polstellen (s^3), lediglich zwei (s^2) bei Restitution auf Bodenschwinggeschwindigkeit (Velocity). Das restituierte Seismogramm ergibt sich

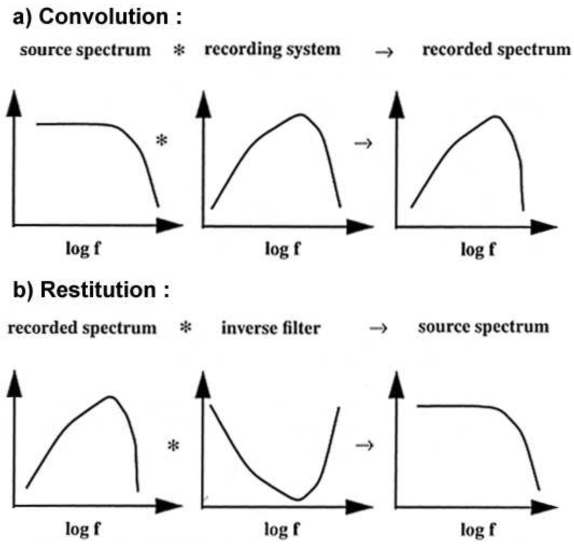

Abbildung 4.5: **a)** Spektrum der Bodenverschiebung eines idealisierten Erdbebens. Das aufgezeichnete Spekrum resultiert aus der Faltung (Konvolution) des ursprünglichen Quellspektrums mit der Übertragungsfunktion der Registriereinheit (Seismometer+Datenrekorder). **b)** Wiederherstellung des ursprünglichen Quellspektrums durch inverse Filterung im rauschfreien Fall (nach Scherbaum (2001)).

schließlich aus:

$$U_g(s) = T^{-1}(s) \cdot X_r(s). \tag{4.2}$$

Tritt an den Rändern des Quellspektrums Rauschen auf, so äußert sich dies in einem extrem langperiodischen Anteil des restituierten Seismogramms. Durch Hochpassfilterung wird dieser Effekt entfernt. Abbildung 4.9a zeigt das Resultat der Restitution der Datenbeispiele aus Abbildung 4.4. Mit Ausnahme der Permanentstation MLR, erfolgte die Restitution auf Bodenschwinggeschwindigkeit. Das langperiodische Rauschen wurde durch Hochpassfilterung (40 s) entfernt. Allerdings ist auch nach der Filterung noch ein tieffrequentes Signal erkennbar, welches schon in den Rohdaten vorhanden ist (siehe Abbildung 4.4).

Zur RF-Analyse wird die Restitution auf Bodenverschiebung verwendet. Da für die *Calixto'99*-Stationen aber bereits getestete Geschwindigkeitsfilter vorhanden waren, wurden die Daten der mobilen Stationen zunächst auf die Bodenschwinggeschwindigkeit restituiert und anschließend integriert. Dass diese Methode für vergleichbare SNR legitim ist, zeigt ein Vergleich zwischen den auf Bodenverschiebung restituierten Daten der Station MLR und der benachbarten mobilen Station E21 (auf Geschwindigkeit restituiert und anschließend integriert) in Abbildung 4.9b. Zwischen den Spuren der Station MLR und der Station E21 ist kein signifikanter Unterschied ersichtlich.

4.3.3 Langperiodische Simulation

Betrachtet man die Daten in Abbildung 4.4, dann stellt man einen deutlichen Unterschied zwischen breitbandiger (z.B. Station E03) und kurzperiodischer (Station A07) Aufzeichnung fest. Um die Ergebnisse von breitbandigen und kurzperiodischen Registrierungen vergleichbar zu machen, verwendet man die Methode der Simulation. Dabei führt man eine langperiodische Simulation der kurzperiodischen Registrierungen durch. Das Verfahren ist dem der Restitution sehr ähnlich. Die zur Simulation notwendigen Schritte sind in Abbildung 4.6 gezeigt. In diesem Beispiel sind Restitution und Simulation zusammengefaßt. Den Simulationsfilter oder synthetischen Filter eines bestimmten Registriersystem erhält

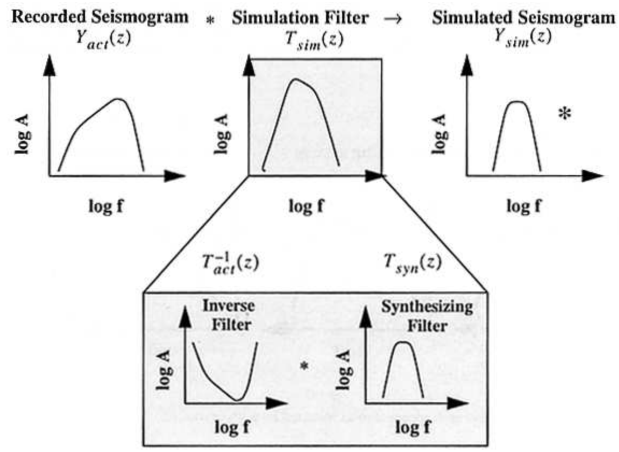

Abbildung 4.6: Das Prinzip der Simulation digitaler Seismogramme. In dieser Darstellung umfaßt die Simulation die Restitution (inverser Filter) und die instrumentale Simulation (synthetischer Filter). Die instrumentale Simulation stellt die Simulation eines bestimmten Aufzeichnungssystem (Seismometer+Datenrekorder) dar. Damit ist es möglich, kurzperiodische Daten langperiodisch zu simulieren. (aus Scherbaum (2001)).

man prinzipiell ebenfalls aus (4.1). Sollen die Daten beispielsweise auf ein Seismometer der Eigenperiode T_0=15 s und einer kritischen Dämpfung von h=0.707 simuliert werden, so ergeben sich aus (4.1) die drei Polstellen für s=0 und die Nullstellen zu s=-0.296 + i 0.296 und s=-0.296 - i 0.296. Durch Vertauschen der Pol- und Nullstellen erhält man den gewünschten Simulationsfilter (Scherbaum (2001)).
Diese Methode wurde bereits von Stäbler (2002) erfolgreich auf die *Calixto'99*-Daten angewandt. Im weiteren Verlauf der Arbeit werden die Aufzeichnungen der SP-Stationen auf eine Eigenperiode von 15 s simuliert. Abbildung 4.9b zeigt das Ergebnis der Simulation für Station A07. Im Idealfall sollte die Wellenform fast identisch mit der einer benachbarten BB-Station (z.B. E03) sein. Die Hauptphasen zwischen A07 und E03 stimmen in diesem Beispiel näherungsweise überein, allerdings sind in den Horizontalkomponenten auch Abweichungen erkennbar, die zum einen aus der unterschiedlichen Aufzeichnungsqualität und zum anderen aus lateralen Inhomogenitäten des Untergrunds herrühren.

4.3.4 Bandpass Filterung

Aus Abbildung 4.9a ist ersichtlich, dass eine 40 s Hochpassfilterung alleine noch nicht ausreicht, um das Rauschen aus den Daten vollständig zu entfernen. Im tieffrequenten Bereich des Spektrums ist vor allem die Meeresmikroseismik eine Quelle unerwünschter Signale. Das Ergebnis der Receiver Funktionen hängt zudem sehr stark vom gewählten Frequenzbereich ab. Der verwendete Frequenzbereich sollte den bestmöglichsten Kompromiss zwischen Auflösungsvermögen (kurzperiodischer Anteil) und Rauschunterdrückung (sowohl im langperiodischen als auch im kurzperiodischen Bereich) bieten. Die besten Ergebnisse wurden in verschiedenen Tests mit einem Butterworth Bandpassfilter vierter Ordnung im Periodenbereich von 0.5-12 s erreicht. Abbildung 4.7 zeigt den Verlauf der Filterfunktion. Dieses Filter wurde im weiteren Verlauf auf alle Daten angewandt.
In Abbildung 4.8a ist zudem das Frequenzspektrum des Nord-Sumatra Bebens, aufgezeichnet an Station E21, dargestellt. Verwendet wurde die Z-Komponente, da sie für teleseismische Beben den Hauptanteil der P-Welle enthält. Die Daten wurden zuvor lediglich

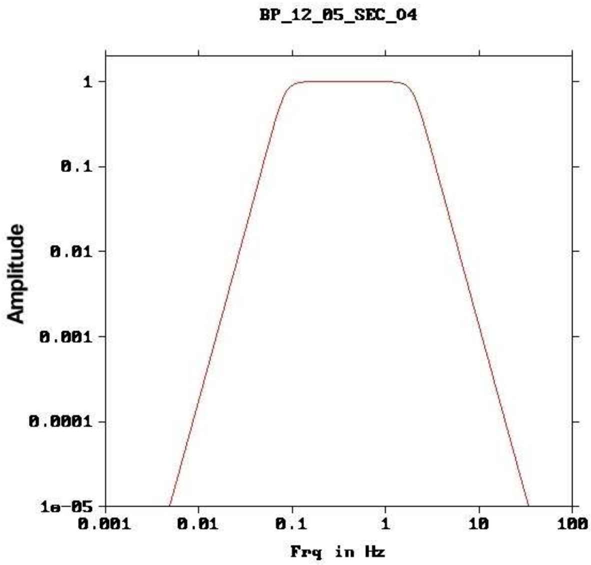

Abbildung 4.7: Butterworth Bandpassfilter vierter Ordnung. Frequenzbereich 0.083-2 Hz (0.5-12 s).

30 s hochpassgefiltert, um ein möglichst breites Frequenzspektrum zu zeigen. Zur Orientierung sind zusätzlich die Eckfrequenzen für die Perioden 30 und 12 s markiert. Man erkennt, dass der Hauptteil des Spektrums um 0.5 Hz liegt und für Freqenzen > 1 Hz fast kein Signal mehr vorhanden ist. Der Bandpassfilter 0.5-12 s deckt somit den Hauptteil des Frequenzinhaltes ab. Abbildung 4.8b zeigt den Vergleich zwischen 0.5-12 s Bandpassfilter (Spur 1) und 20 s Hochpassfilter (Spur 2) für die fertigen radialen Receiver Funktionen. Zunächst ist kein signifikanter Unterschied der Phasen sichtbar. Allerdings ergibt das 0.5-12 s Bandpassfilter den deutlicheren Einsatz um die Zeit 0 s der RF und liefert für alle

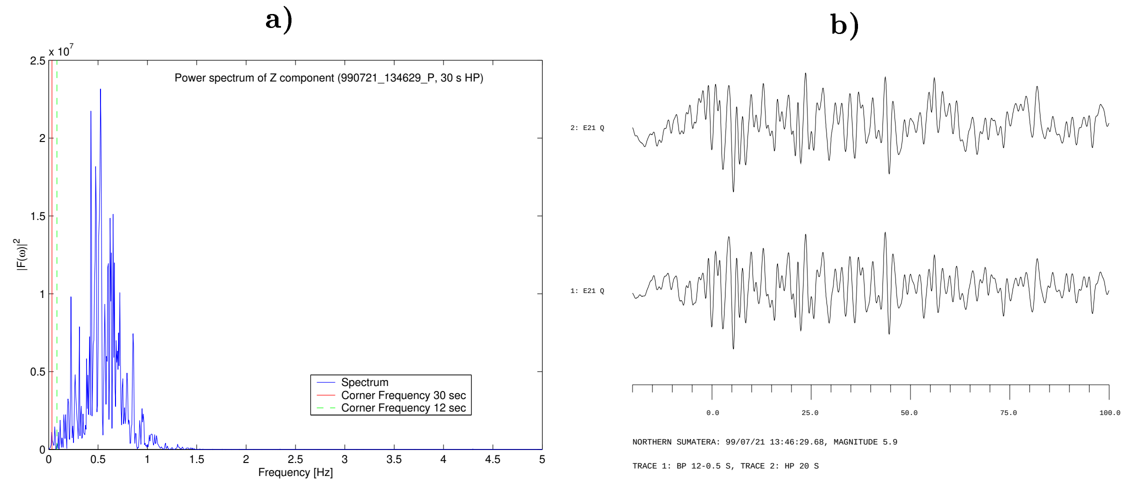

Abbildung 4.8: **a)** Leistungsspektrum der Z-Komponente von Station E21. Verwendet wurde das 30 s hochpassgefilterte Nord-Sumatra Beben. Zusätzlich sind die Eckfrequenzen 0.033 und 0.083 Hz (30 bzw. 12 s) markiert. **b)** Vergleich der Filterergebnisse des selben Bebens. Spur 1: Radiale RF, 12-0.5 s bandpassgefiltert. Spur 2: Radiale RF, 20 s hochpassgefiltert. Das Ergebnis ist nahezu identisch, allerdings zeigt Spur 1 den deutlicheren Einsatz um 0 s.

Stationen insgesamt das beste Ergebnis.

4.3.5 Rotation in das Strahlkoordinatensystem

In Abschnitt 3.3.2 wurden die Grundlagen der Rotation bereits behandelt. Zur Bestimmung des Backazimuths α und des Auftauchwinkels i wurden in dieser Arbeit theoretische Werte verwendet. Anhand von Stationskoordinaten, Epizentralkoordinaten und Tiefe des Bebens können α und i mit Hilfe des *IASPEI91* Modells berechnet werden.
Alternativ kann man α und i auch aus einer Polarisationsanalyse des P-Wellen Einsatzes ermitteln. Diese beruht auf der Maximierung der Eigenwerte der Kovarianz-Matrix (Kind et al. (1995)). Die Bestimmung der Rotationswinkel aus der Polarisationsanalyse ist allerdings erst für Beben mit Magnitude $m_b > 5.8$ sinnvoll (Budweg (2002)). Für kleinere Magnituden und verrauschte Daten liefert die theoretische Methode bessere Ergebnisse (siehe auch Gossler (1999)).
Fehler in der Bestimmung der Rotationswinkel wirken sich in den RF aus. Allerdings zeigt Li (2000), dass Abweichungen des Backazimuths vom theoretischen Werte im Bereich von -30° bis +30° keine signifikanten Auswirkungen auf die Q-Komponente haben. Zudem haben falsche Einfallswinkel keinen Einfluß auf die T-Komponente. Eine Rotation mit fehlerbehafteten Winkeln verursacht in den RF Daten eine negative Amplitude um oder kurz vor dem Ersteinsatz. Abbildung 4.9c zeigt das Ergebnis der Rotation unserer Beispieldaten nach theoretischen Rotationswinkeln.

4.3.6 Dekonvolution

Die Dekonvolution stellt den letzten Schritt der eigentlichen RF-Datenaufbereitung dar. Mit ihr ist die Berechnung der RF abgeschlossen. Die Dekonvolution der Daten erfolgt analog zu Abschnitt 3.4.4. Das Dekonvolutionsfilter wird aus dem inversen Wavelet des P-Einsatzes ermittelt (L-Komponente). Das Zeitfenster der Dekonvolution umfaßt dabei ungefähr 100 s (ca. 10 s vor dem P-Einsatz bis ca. 90 s nach dem P-Einsatz). Nach der Dekonvolution sollte die Q-Komponente idealerweise nur die direkten konvertierten Phasen und deren Multiplen enthalten und die T-Komponente sollte für ein isotropes, eben geschichtetes und homogenes Medium verschwinden. Die Q- und T-Komponenten werden anschließend auf die maximale Amplitude des Spikes der L-Komponente normiert, um so die absolute Amplitude des Konversionsverhältnisses zu behalten.
Abbildungen 4.9d-f zeigen die Ergebnisse der Dekonvolution: d) alle drei dekonvolvierten Komponenten (L, Q, T) der Station MLR, e) Q-Komponente (radiale RF) aller vier Stationen, f) T-Komponenten (transversale RF) aller vier Stationen. Dabei sind die Spuren auf die maximale Amplitude innerhalb der jeweiligen Abbildung normiert.
Man erkennt deutlich die Übereinstimmung der Ergebnisse zwischen MLR und der benachbarten Station E21. Andererseits fällt die nicht verschwindende T-Komponente bei allen Stationen auf. Der Untergrund ist also keineswegs als isotrop, eben geschichtet und homogen zu betrachten.

4.3.7 Moveout Korrektur

Da die seismischen Wellen in unterschiedlichen Epizentralentfernungen angeregt werden, tauchen sie unter verschiedenen Winkeln an der Station auf. Dadurch weisen auch die Laufzeitdifferenzen zwischen den Phasen (z.B. $Ps - Pp$) unterschiedliche Werte auf (siehe Abbildung 3.7). Um die einzelnen RF korrekt zu stapeln, müssen die Spuren einer Laufzeitkorrektur unterzogen werden. Das Vorgehen wurde bereits in Abschnitt 3.6 beschrieben und orientiert sich ebenfalls an Yuan et al. (1997). Die Spuren werden alle auf eine Referenzentfernung oder auch Referenzslowness korrigiert. In dieser Arbeit wird eine Referenzentfernung von 67° benutzt, was im *IASP91* Modell einer Referenzslowness von 6.4 s/° entspricht.
Die Korrektur kann sowohl für die direkte Ps-Konvertierte, als auch für die ersten beiden multiplen Phasen verwendet werden. Meist wird im weiteren Verlauf nur die Korrektur der Ps-Phase eingesetzt. Wichtig ist in diesen Darstellungen, dass die Zeitachse nach der Korrektur nur noch für die Referenzentfernung gültig ist.
Die Laufzeitkorrektur kann auch zur Identifikation der Phasen benutzt werden. Korrigiert man beispielsweise auf die direkte Ps-Konvertierte und sortiert die RF nach ihrer Entfernung bzw. Slowness, so verlaufen "wahre" Konversionsstrukturen parallel zu den Ps-Phasen, die multiplen Phasen dagegen schräg zu ihnen.

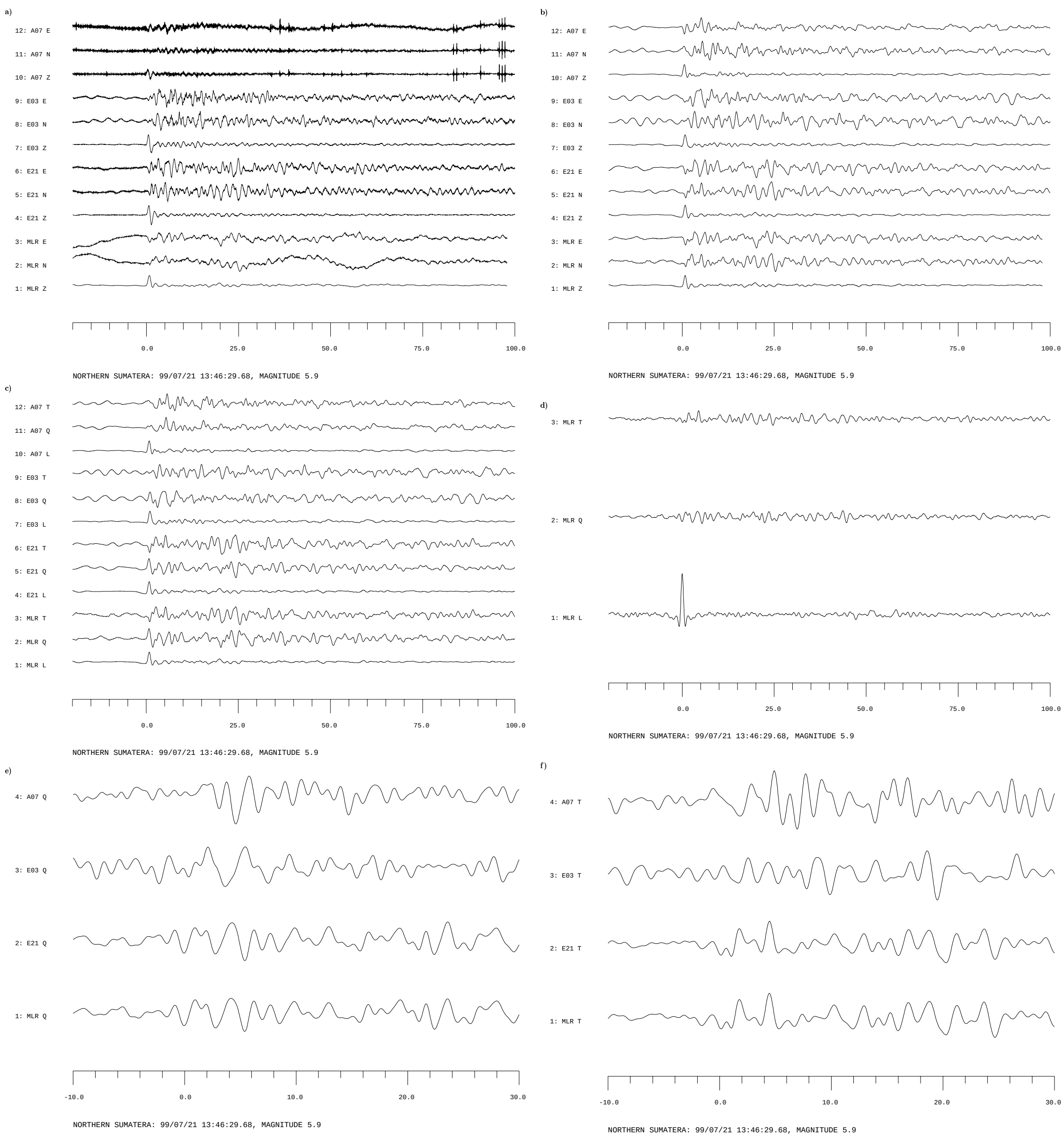

Abbildung 4.9: Datenbeispiele zu den einzelnen Prozessingschritten des Bebens aus Abbildung 4.4, aufgezeichnet an verschiedenen Stationen. MLR: permanente BB-Station, E21: mobile BB-Station neben MLR, E03: mobile BB-Station, A07: mobile SP-Station in der Nähe von E03. **a)** Restituierte Daten, 40 s hochpassgefiltert, spurnormiert. MLR: restituiert auf Bodenverschiebung, E21, E03, A07: restituiert auf Geschwindigkeit. S **b)** Gefilterte, integrierte und simulierte Daten, spurnormiert. MLR: nur Bandpassgefiltert (12-0.5 s), E21, E03: zusätzlich integriert. A07: zusätzlich simuliert (15 s). **c)** Rotierte Spuren, spurnormiert. **d)** Dekonvolvierte L-, Q- und T-Komponente der Station MLR, Normierung auf maximale Amplitude (L-Komp.). **e)** Dekonvolvierte Q-Komponenten (radiale RF) aller Stationen, Normierung auf maximale Amplitude. **f)** Dekonvolvierte T-Komponenten (transversale RF) aller Stationen, Normierung auf maximale Amplitude.

Kapitel 5

Auswertung der Permanent-Station Muntele Roşu (MLR)

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den Ergebnissen der Permanent-Station des *GEOFON*-Netzes Muntele Roşu (MLR). Dabei wurden zunächst die Registrierungen während dem *CALIXTO'99*-Experiment analysiert. Anschließend soll überprüft werden, wie repräsentativ und stabil diese Ergebnisse gegenüber einem längeren Registrierzeitraum sind. Zu diesem Zweck wurden zusätzliche Daten dieser Station im Zeitraum von 1996 bis 2002 untersucht.

5.1 Calixto'99 Datensatz

Abbildung 5.1 stellt die epizentrale Verteilung der Erdbeben dar, die zur RF-Analyse verwendet werden konnten. Es zeigt sich, dass die Qualität der RF stark von der Magnitude des betrachteten Bebens abhängt. Im Zeitraum des *CALIXTO'99*-Experiments konnten an der Station MLR für 20 Beben qualitativ befriedigende RF bestimmt werden. Die azimutale Abdeckung ist zudem sehr gering, wobei die Beben in einem Backazimuth-Bereich von ca. 0° bis 135° konzentriert sind.
Abbildung 5.2 zeigt die laufzeitkorrigierten RF für diese Beben. Der Zeitursprung entspricht dem P-Wellen Einsatz. Die Werte für Backazimuth und Herdentfernung der einzelnen RF ergeben sich aus den Diagrammen rechts von der RF-Sektion. Die RF sind nach aufsteigendem Backazimuth angeordnet, um so eventuell vorhandene azimutale Effekte sichtbar zu machen.
Man erkennt in Abbildung 5.2 zunächst eine konvertierte Phase mit einer Laufzeitdifferenz von ca. 1 s zur P-Phase. Diese Phase entsteht beim Übergang in die Sedimentschichten. Eine weitere Phase ist bei ca. 6 s sichtbar. Diese *Ps*-Phase ist der Konversion an der Moho zuzuordnen. Darüber hinaus erkennt man vereinzelt multiple Phasen dieser Konversion bei ca. 20 und 25 s. Die Interpretation der Phase bei ca. 10 s fällt schwieriger. Es könnte sich um eine Multiple der Conrad-Diskontinuität oder aber um eine konvertierte Phase aus

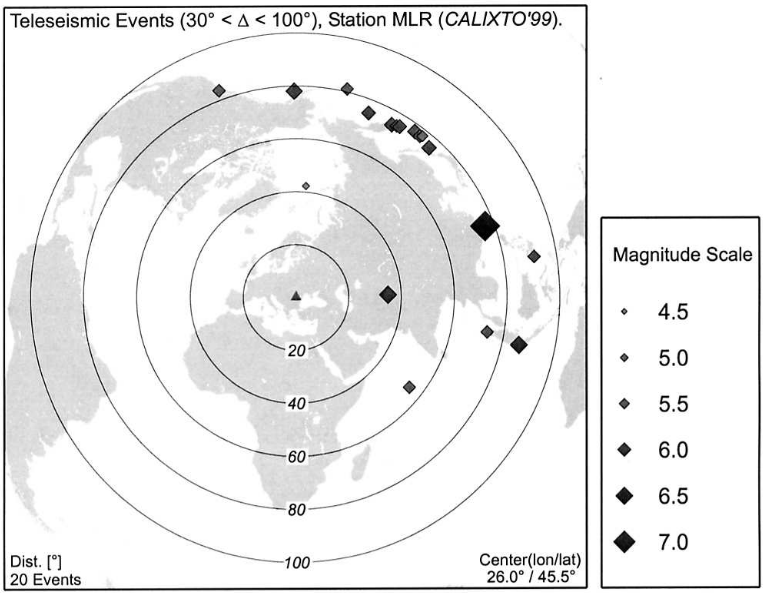

Abbildung 5.1: Epizentralverteilung der teleseismischen Erdbeben. Dargestellt sind die Beben, die zur RF-Analyse an der Station MLR verwendet werden konnten (20 Beben). Der Registrierzeitraum entspricht dem des *CALIXTO'99*-Experiments.

dem oberen Mantel handeln. Zudem zeichnet sich in Abbildung 5.2 ein schwach sichtbarer azimutaler Effekt ab. Die Mohophase (6 s) scheint ab einem Backazimuth von ca. 70° um 1-2 s verschoben und ist in diesem Bereich schon bei ca. 4 s erkennbar. Allerdings ist die Anzahl an Beben zu gering, um eine sichere Aussage zu treffen. Erst die Betrachtung des Gesamtdatensatzes in Abschnitt 5.2 wird diesen Effekt eindeutig bestätigen.
Mit den in Abschnitt 3.7 eingeführten Analysemethoden sollen die RF der Station MLR in den nun folgenden Abschnitten genauer untersucht werden.

5.1.1 Ergebnisse der H-κ-Inversion für MLR

Abbildung 5.3 zeigt das Ergebnis der H-κ-Inversion nach Zhu und Kanamori (2000) für die Station MLR. Verwendet wurde zunächst eine Stapelgeschwindigkeit von 6.2 km/s nach dem mittleren $v(z)$-Modell von Răileanu et al. (1998). Für den Datensatz von 20 Spuren ergibt sich das Maximum der Stapelfunktion $s(H, \kappa)$ für eine Mohotiefe H=45.5 km und das v_P/v_S-Verhältnis κ=1.76 (schwarzes Rechteck in Abbildung 5.3). In Abschnitt 3.7.1 wurden bereits die Fehlerquellen der Inversion angesprochen. Um den Fehler quantitativ zu bestimmen, wurde das ebenfalls schon erwähnte Bootstrapping-Verfahren eingesetzt. Angewandt auf den vorliegenden Datensatz der Station MLR, ergibt sich der Fehler mit der Bootstrapping-Methode folgendermaßen:

- Der Gesamtdatensatz für die Inversion umfasse 20 Beben.

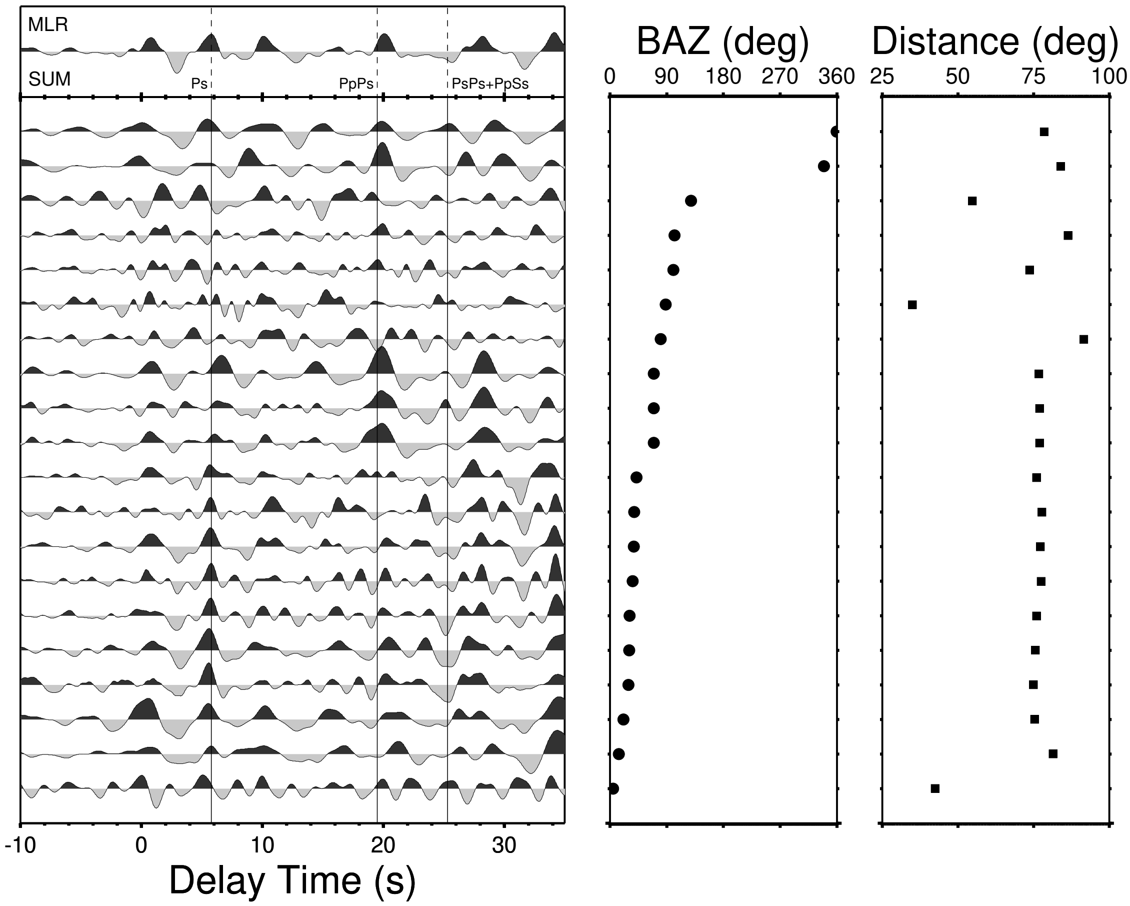

Abbildung 5.2: Moveout korrigierte RF der Station MLR für Beben während des *CALIXTO'99*-Experiments. Die Diagramme rechts von der RF-Sektion geben jeweils den Wert des Backazimuths bzw. der Herdentfernung des entsprechenden Bebens an. Die Spuren sind nach aufsteigendem Backazimuth geordnet. Die gestapelte Spur ist oben links dargestellt. Die eingezeichneten Ankunftszeiten für die Phasen Ps, $PpPs$ und $PpSs{+}PsPs$ entsprechen den theoretischen Werten für die H und κ Werte aus der Inversion (Abbildung 5.3). Sie zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Phasen in den RF.

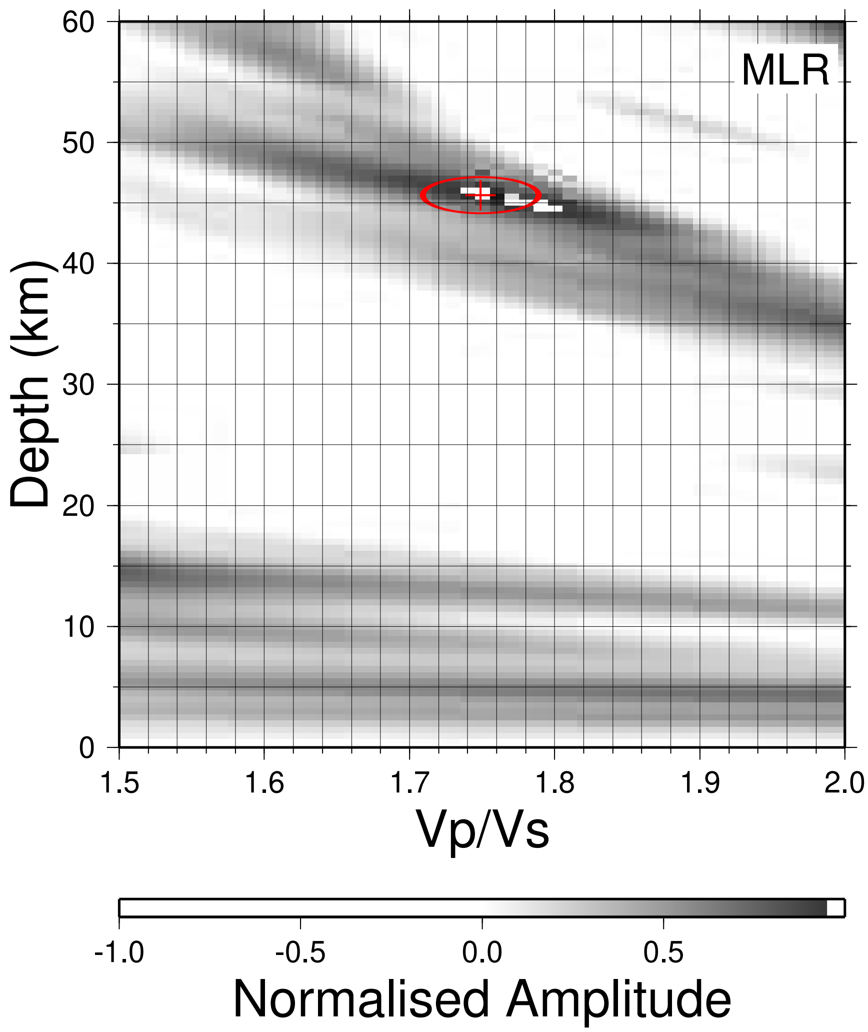

Abbildung 5.3: Ergebnis der H-κ-Inversion. Verwendete mittlere P-Wellen-Geschwindigkeit innerhalb der Kruste (Stapelgeschwindigkeit): $< v_P >$=6.2 km/s. Das Schwarze Rechteck kennzeichnet das Maximum der Stapelfunktion $s(H, \kappa)$. Der weiße Bereich um das Maximum enthält diejenigen Werte von $s(H, \kappa)$, die 95 % des Maximalwerts besitzen. Der 1σ Bereich wird durch die Ellipse um den Mittelwert des Bootstrappings (Kreuz) angenähert. Als Ergebnis erhält man: H=45.7 ± 1.5 km und κ=1.79 ± 0.04.

- Man wähle aus diesem Gesamtdatensatz eine gewisse Anzahl (z.B. 75% des Gesamtdatensatzes) von Daten (Beben) zufällig aus. In unserem Fall bedeutet das: Wähle von 20 Spuren 15 zufällig aus. Beim Bootstrapping-Verfahren kann die selbe Spur auch mehrfach ausgewählt werden. Diese Auswahl wird auch als Ensemble bezeichnet. Zur Automatisierung des Verfahrens erzeugt man die Auswahl mit Hilfe eines Zufallszahlengenerators.
- Man erzeugt sich nicht nur ein Ensemble, sondern wiederholt diesen Vorgang für n Ensembles (z.B. 100). Damit garantiert man die zufällige Verteilung der Daten.
- Man führt nun jeweils die Inversion für die n Ensembles durch und berechnet sich den Mittelwert, die Varianz der und die Standardabweichungen σ_κ und σ_H der Inversionsergebnisse. Damit ergibt sich der Fehler der Stapelung.
- Die Unsicherheit der Stapelgeschwindigkeit kann dadurch berücksichtigt werden, dass man diese Schritte für verschiedene Stapelgeschwindigkeiten wiederholt. Nimmt man eine Stapelgeschwindigkeit von 6.2 ± 0.2 km/s an und wiederholt das Bootstrapping für dieses Geschwindigkeitsintervall, so ergibt sich eine größere Streuung der Inversionsergebnisse.

Abbildung 5.4 zeigt das Ergebnis der Bootstrapping-Analyse für Station MLR. Die Ensembles enthalten jeweils 75% der ursprünglichen Anzahl von Spuren. Die Stapelgeschwindigkeit wurde von 6.0 bis 6.4 km/s variiert. Pro Stapelgeschwindigkeit wurden 100 Zufallsensembles generiert. Die jeweiligen Ergebnisse der Inversion wurden in die H-κ-Ebene entsprechend Abbildung 5.4 eingezeichnet. Der 1σ-Bereich sollte streng genommen der Kontur der Verteilung folgen. Da sich die Berechnung des "wahren" Vertrauensbereichs sehr aufwendig gestaltet, wird der 1σ-Vertrauensbereich im weiteren Verlauf durch eine Ellipse um den Mittelwert des Bootstrappings (Kreuz) angenähert. Die Halbachsen dieser Ellipse ergeben sich aus σ_κ und σ_H.
Dieses Verfahren wird für alle weiteren Stationen in gleicher Weise durchgeführt. Für H und κ wird jeweils das Ergebnis des Bootstrappings angegeben (Mittelwert und Standardabweichung). Das Ergebnis für Station MLR hat schließlich folgende Form: H=45.7 ± 1.5 km und κ=1.79 ± 0.04.

5.1.2 Modellierung der Krustenstruktur unter MLR

Nachdem nun erste Kenntnise über die Mohotiefe und das mittlere v_P/v_S-Verhältnis vorliegen, widmen wir uns im nächsten Schritt der Modellierung von RF-Wellenformen. Zunächst werden anhand des Krustenmodells für die Station MLR nach Răileanu et al. (1998) synthetische Reflektivitäts-Seismogramme berechnet. Anschließend soll durch Vergleich von synthetischen und beobachteten Daten dieses Startmodell angepaßt werden.
Das verwendete Krustenmodell nach Răileanu et al. (1998) ist sowohl in Tabelle 5.1 als auch in Abbildung 5.5 dargestellt. Die Moho befindet sich in diesem Modell in einer Tiefe von 50 km, die Conrad-Diskontinuität bei 24 km. Es resultiert eine mittlere P-Wellengeschwindigkeit innerhalb der Kruste von ca. 6.2 km/s. Zur Berechnung der Reflektivitäts-Seismogramme wurde unterhalb von 55.0 km das *IASPEI91*-Modell nach Kennett

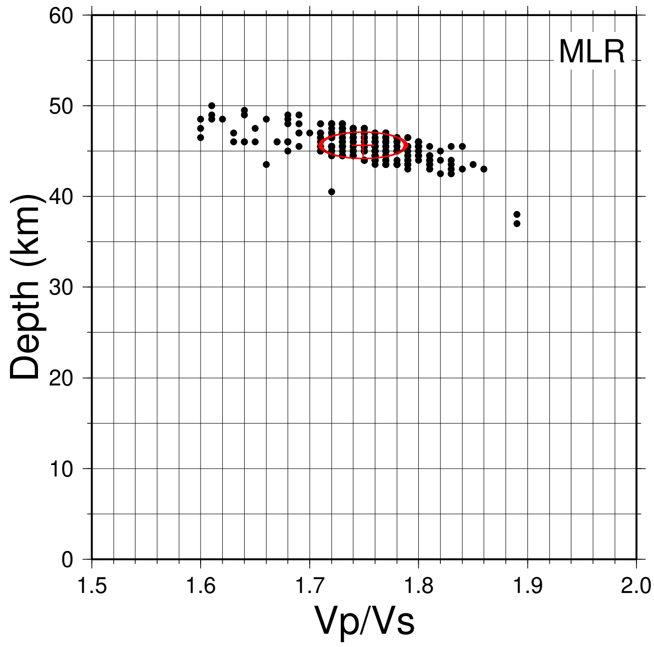

Abbildung 5.4: Ergebnis der Bootstrapping-Analyse für Station MLR. Die Punkte im Schaubild geben die Inversionsergebnisse für zufällig ausgewählte Ensembles von Daten (Spuren) wieder. Die Verteilung der Ergebnisse zeigt die Konturen der Stapelfunktion aus Abbildung 5.3. Der 1σ Bereich wird durch die Ellipse um den Mittelwert des Bootstrappings (Kreuz) angenähert.

Schicht	Tiefe [km]	v_P [km/s]	v_S [km/s]	Dichte [g/cm^3]	Mächtigkeit [km]
1	2.0	3.20	1.60	2.30	2.0
2	2.5	3.50	1.84	2.35	0.5
3	8.0	5.00	2.65	2.50	5.5
4	10.0	5.40	3.00	2.55	2.0
5	24.0	6.30	3.61	2.67	14.0
6	50.0	6.80	3.96	2.87	26.0
7	55.0	7.80	4.40	3.25	5.0

Tabelle 5.1: Krustenmodell für Station MLR nach Răileanu et al. (1998). Das kristalline Grundgebirge wird bei etwa 8 km Tiefe erreicht, Conrad- und Mohodiskontinuität bei jeweils 24 und 50 km Tiefe.

(1995) verwendet.
Abbildung 5.6 zeigt die synthetischen Reflektivitäts-Seismogramme. Deutlich erkennbar

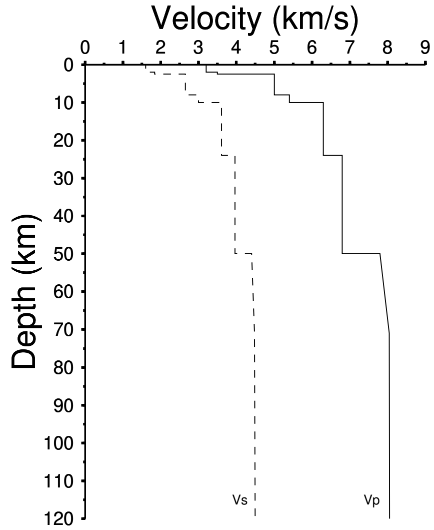

Abbildung 5.5: Modell der seismischen Geschwindigkeiten innerhalb der Kruste unter Station MLR nach Răileanu et al. (1998). Die Moho befindet sich in diesem Modell in einer Tiefe von 50 km. Unterhalb 55.0 km wurde das *IASPEI91*-Modell verwendet.

sind wiederum die starken Sedimenteffekte innerhalb der erste 5 s. Nach ca. 6 s kommt eine weitere Phase an, die der *Ps*-Konvertierten der Moho zuzuordnen ist. Allerdings ist nicht ersichtlich wie sehr diese Phase von multiplen Sedimentphasen gestört ist. Um 12 s ist die multiple Phase der Conrad-Diskontinuität erkennbar, und im Bereich von 20 s erscheint die erste Moho-Multiple. Die zweite Moho-Multiple ist dagegen fast gar nicht erkennbar.
Nun soll überprüft werden, wie gut die Tiefe der Moho in diesem Modell durch die Inversion bestimmt werden kann. Abbildung 5.7 zeigt das Ergebnis der Inversion. Es ergibt sich eine deutliche Diskrepanz zwischen Modell (H_{Moho}=50.0 km) und Inversionsergebnis (H_{Moho}=52.4 km). Die Mohotiefe wird zwar durch die Inversion näherungsweise gut bestimmt, aber die Standardabweichung ist für die synthetischen Daten geringer ($\sigma_H = 0.4$ km, $\sigma_\kappa = 0.01$) als die 3 km Diskrepanz zwischen Modell und Inversionsergebnis. Bleibt also die Frage, wie man sich diese große Abweichung erklären kann. Denkbar ist beispielsweise der starke Einfluss der Sedimentphasen auf die Mohophasen, welcher eine exakte Bestimmung der Mohotiefe in diesem Modell verhindert. Eine andere Erklärung könnten numerische Fehler bei der Berechnung der synthetischen Daten sein.
Der nächste Schritt soll die Anpassung des Startmodells an die beobachtete Wellenform sein. Abbildung 5.8a zeigt das Vorgehen anhand der MLR Daten. Spur 1 stellt zunächst noch einmal die Stapelspur der MLR-*CALIXTO'99* Daten dar. Der Vergleich mit dem synthetischen Reflectivity-Seismogramm (Spur 2) zeigt noch deutliche Unterschiede. Zur Anpassung des Modells an die Daten wurde das Inversionsverfahren entsprechend Abschnitt

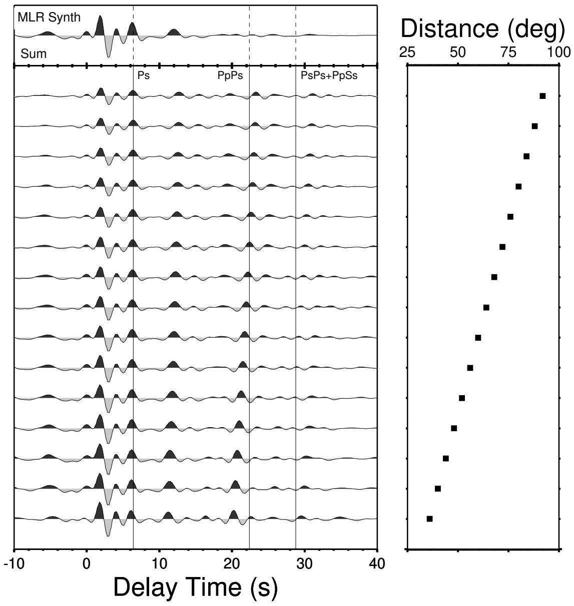

Abbildung 5.6: Auf die *Ps*-Phase laufzeitkorrigierte, synthetische RF berechnet aus der Geschwindigkeits-Tiefenfunktion entsprechend Abbildung 5.5. Eingetragen sind die Ankunftszeiten der Mohophasen, die sich aus dem Ergebnis der Inversion ergeben.

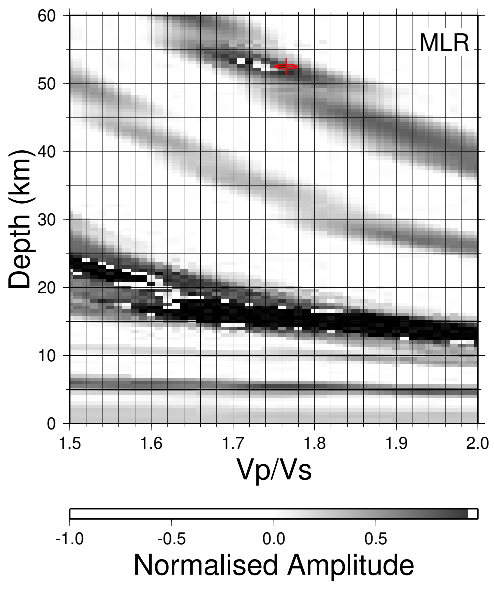

Abbildung 5.7: Ergebnis der Inversion der synthetischen Daten entsprechend Abbildung 5.6. Verwendete Stapelgeschwindigkeit: $< v_P >$=6.2 km/s. Bootstrapping-Analyse ergibt H_{Moho}=52.4 ± 0.4 km und κ=1.77 ± 0.01.

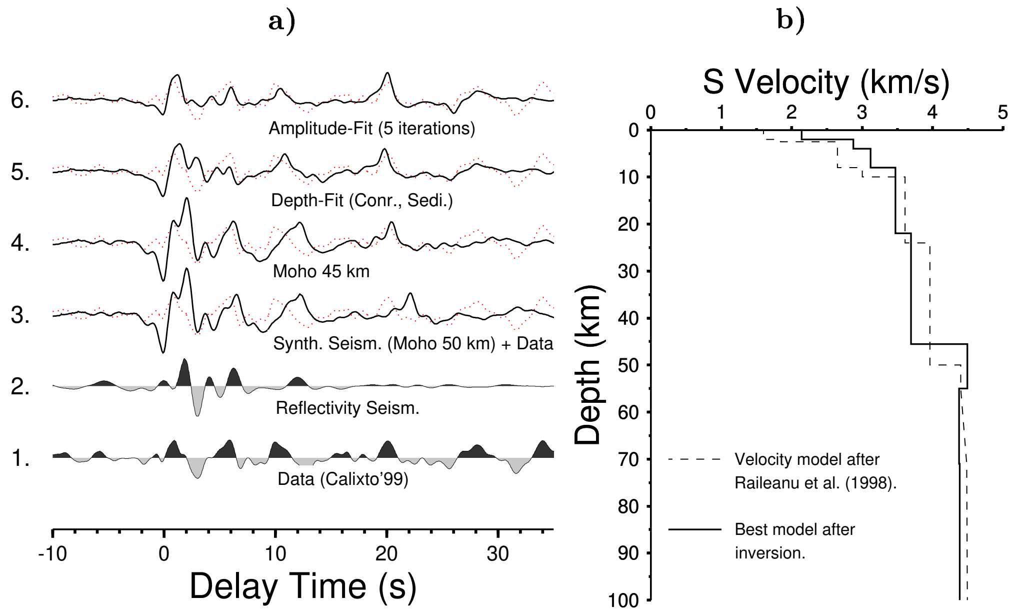

Abbildung 5.8: Anpassung des Geschwindigkeitsmodells durch Modellieren der Wellenform. Ausgegangen wird von dem Geschwindigkeitsmodell von Răileanu et al. (1998), welches durch Vergleich zwischen synthetischen und beobachteten Daten sukzessiv verbessert wird. **a)** Spur 1: Stapelspur der gemessenen RF (MLR, *CALIXTO'99*). Spur 2: Stapelspur der synthetischen Reflektivitäts-Daten entsprechend Abbildung 5.6. Spur 3: Vergleich zwischen Daten (gepunktete Linie) und synthetischem Seismogramm (durchgezogene Linie, berechnet mit Haskell-Verfahren). Spur 4: Nun wird das Startmodell (Răileanu et al. (1998)) modifiziert (Moho von 50 auf 45 km). Spur 5: Anpassung der Tiefen von Conrad-Diskontinuität und Sedimenten. Spur 6: Anpassung der Amplituden durch Inversionsmethode entsprechend Abschnitt 3.7.2 ergibt bestmögliches Modell. **b)** Gestrichelte Linie: Startmodell nach Răileanu et al. (1998). Durchgezogene Linie: Bestes Modell nach der Inversion.

3.7.2 verwendet. Im ersten Schritt wurde für das Startmodell nach Răileanu et al. (1998) mit dem Haskell-Verfahren eine synthetische RF berechnet (Spur 3, durchgezogene Linie). Die beobachteten Daten sind zum Vergleich gepunktet im Hintergrund abgebildet (Spur 3, gepunktete Linie). Anschließend wurde die Mohotiefe von 50 km auf 45.0 km verschoben, was nährungsweise dem Ergebnis der H-κ-Inversion entspricht (Spur 4). Dies ergibt bereits ein bessere Übereinstimmung zwischen synthetischen und beobachteten Daten. Im nächsten Schritt werden zusätzlich die Tiefen von Sedimenten und Conrad-Diskontinuität verschoben, bis man die bestmöglichste Übereinstimmung der Phasen erreicht (Spur 5). Dieses verbesserte Modell dient nun als Startmodell für die Inversion nach Kind et al. (1995). In diesem Schritt erfolgt die iterative Anpassung der Amplituden der RF (bzw. des Geschwindigkeitskontrastes des Modells) an die Daten. Nach der Inversion erhält man die bestmögliche Übereinstimmung zwischen synthetischen und beobachteten Daten (Spur 6) und damit auch das bestmögliche Geschwindigkeitsmodell (Abbildung 5.8b, durchgezogene Linie).
Der Vergleich zwischen dem Startmodell nach Răileanu et al. (1998) und dem Ergebnis der Wellenform-Modellierung in Abbildung 5.8b zeigt neben einer flacheren Moho auch schwächere Geschwindigkeitskontraste für Conrad und Sedimentstrukturen.

5.2 Datensatz 1996 - 2002

Die Verlässlichkeit der Ergebnisse aus Abschnitt 5.1 sollen nun mit Hilfe einer breiteren Datenbasis überprüft werden. Dabei liegt der Schwerpunkt auf der Frage, ob der Aufzeichnungszeitraum des *CALIXTO'99*-Experiments ausreichend für ein stabiles Resultat ist. Abbildung 5.9 zeigt die epizentrale Verteilung der hierfür verwendeten Erdbeben. Insgesamt wurden für 198 Beben im Zeitraum von 1996 bis 2002 RF berechnet. Erkenn-

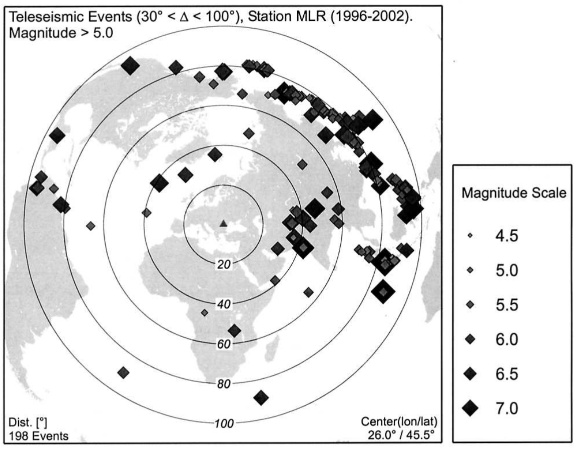

Abbildung 5.9: Epizentralverteilung der teleseismischen Beben aufgezeichnet an der Station MLR im Zeitraum von 1996 bis 2002 mit Magnitude > 5.0. Abgebildet sind 198 Beben für die RF berechnet werden konnten.

bar ist eine größere azimutale Abdeckung, allerdings sind die Beben auch in diesem Fall hauptsächlich im Backazimuth Bereich von ca. 0° bis 135° konzentriert.
Die radialen RF für diese Beben sind in Abbildung 5.10 dargestellt. Man beobachtet deutlich den in Abschnitt 5.1 bereits angesprochenen azimutalen Effekt. Im Bereich von ca. 70° Backazimuth, ist ein relativ scharfer Wechsel der Wellenformen zu erkennen. Die RF

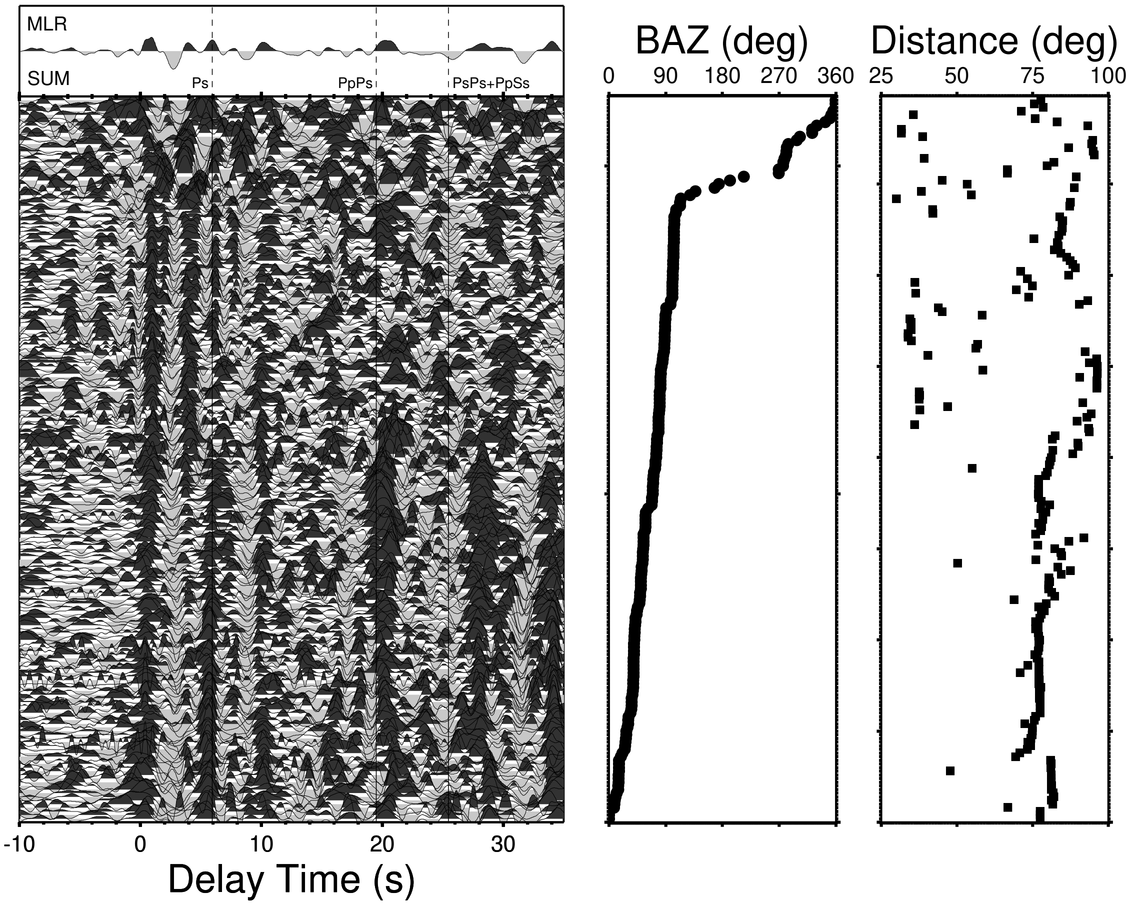

Abbildung 5.10: Moveout korrigierte RF der Station MLR für den Gesamtdatensatz (1996-2002). Erkennbar sind deutliche azimutale Effekte um ca. 70°.

zeigen für BAZ >70° gegenüber der vermeindlichen *Ps*-Konvertierten der Moho (6 s), eine um ca. 2 s nach vorne verschobene Phase. Zudem ist das Fehlen der starken multiplen Phasen in diesem Bereich auffällig. Der Backazimuth-Bereich von ca. 315° bis 70° zeigt hingegen Wellenformen, die vergleichbar mit denen der Abbildung 5.2 sind. Zudem verläuft die Phase um 10 s einheitlich über den gesamten Backazimuth-Bereich.
Dieser Zeitversatz der Phasen um ca. 70° Backazimuth kann auf verschiedene Art und Weise interpretiert werden. Denkbar sind zum einen strukturelle Effekte von Moho, Conrad-Diskontinuität oder tiefen Sedimentbecken, zum anderen könnten auch Anisotropie oder

multiple Phasen flacher Sedimente eine Rolle spielen. Allerdings scheint die Zeitdifferenz von ca. 2 s zwischen den Phasen für Anisotropieeffekte innerhalb der Kruste unrealistisch hoch. Der Einfluss multipler Phasen flacher Sedimente kann dagegen nicht ausgeschlossen werden, zumal sich die Station MLR im Bereich einer Beckenstruktur befindet. Daher können beispielsweise auch einfallende Schichtgrenzen die RF-Wellenformen beeinflussen. Dieser azimutale Effekt soll im weiteren Verlauf dieses Abschnittes näher untersucht werden. Zunächst werden die verschiedenen Backazimuth-Bereiche gesondert betrachtet, wobei folgende Unterteilung in Anlehnung an Abbildung 5.10 festgelegt wurde:

- BAZ-Bereich 315° bis 70°.
- BAZ-Bereich 70° bis 180°.
- BAZ-Bereich 180° bis 315°.

Abbildung 5.11a-c zeigt die Ergebnisse der H-κ-Inversion für die einzelnen Bereiche. Das Resultat für den gesamten BAZ-Bereich (0°-360°) ist in Abbildung 5.11d dargestellt. Die verwendete Stapelgeschwindigkeit beträgt für alle Bereiche $< v_P >$=6.2 km/s. Ein sinnvolles Inversionsergebnis ergibt sich lediglich für den Bereich von 315° bis 70°, nämlich eine Mohotiefe von H=46.6 ± 1.2 km und ein mittleres v_P/v_S-Verhältnis κ=1.73 ± 0.01. Für die Bereiche von 70° bis 180° bzw. 180° bis 315° ergeben sich keine Maxima. Dies ist auf das Fehlen der multiplen Phasen in diesen Bereichen zurückzuführen. Allerdings zeigt die Inversion die ungefähre Tiefe dieser Struktur an. Geht man von einem mittleren v_P/v_S-Verhältnis zwischen 1.7 und 1.8 aus, so würde man die Konversionsschicht in einer Tiefe von ca. 30 km vermuten. Wenn es sich also um einen strukturellen Effekt handelt, dann müsste sich diese Diskontinuität in dieser Tiefe befinden.
Das Ergebnis für den gesamten BAZ-Bereich lautet H=45.1 ± 1.4 km und κ=1.78 ± 0.01. In Tabelle 5.2 sind die Ergebnisse der H-κ-Inversion für die verschiedenen Datensätze und die verschiedenen Backazimuth Bereiche noch einmal zusammengefaßt. Ein Vergleich der

Datensatz	CALIXTO'99	Gesamtdatensatz		
Zeitraum	ca. 1/2 Jahr	6 Jahre		
BAZ-Bereich	0°-360°	315°-70°	70°-315°	0°-360°
Anzahl der Beben	20	104	94	198
Mohotiefe H [km]	45.7 ± 1.5	46.6 ± 1.2	—	45.1 ± 1.4
v_P/v_S-Verhältnis κ	1.79 ± 0.04	1.73 ± 0.01	—	1.78 ± 0.01

Tabelle 5.2: Ergebnisse der H-κ-Inversion für die verschiedenen Datensätze und die verschiedenen Backazimuth Bereiche der Station MLR.

Resultate zeigt, dass der Gesamtdatensatz das Ergebnis des *CALIXTO'99*-Datensatzes verifiziert. Der Registrierzeitraum eines halben Jahres scheint ausreichend für ein stabiles Inversionsergebnis zu sein.
Wenden wir uns noch einmal der Frage zu, wodurch der Zeitversatz der konvertierten Phasen verursacht werden könnte. Dazu wurden zunächst die Durchstosspunkte (Piercing

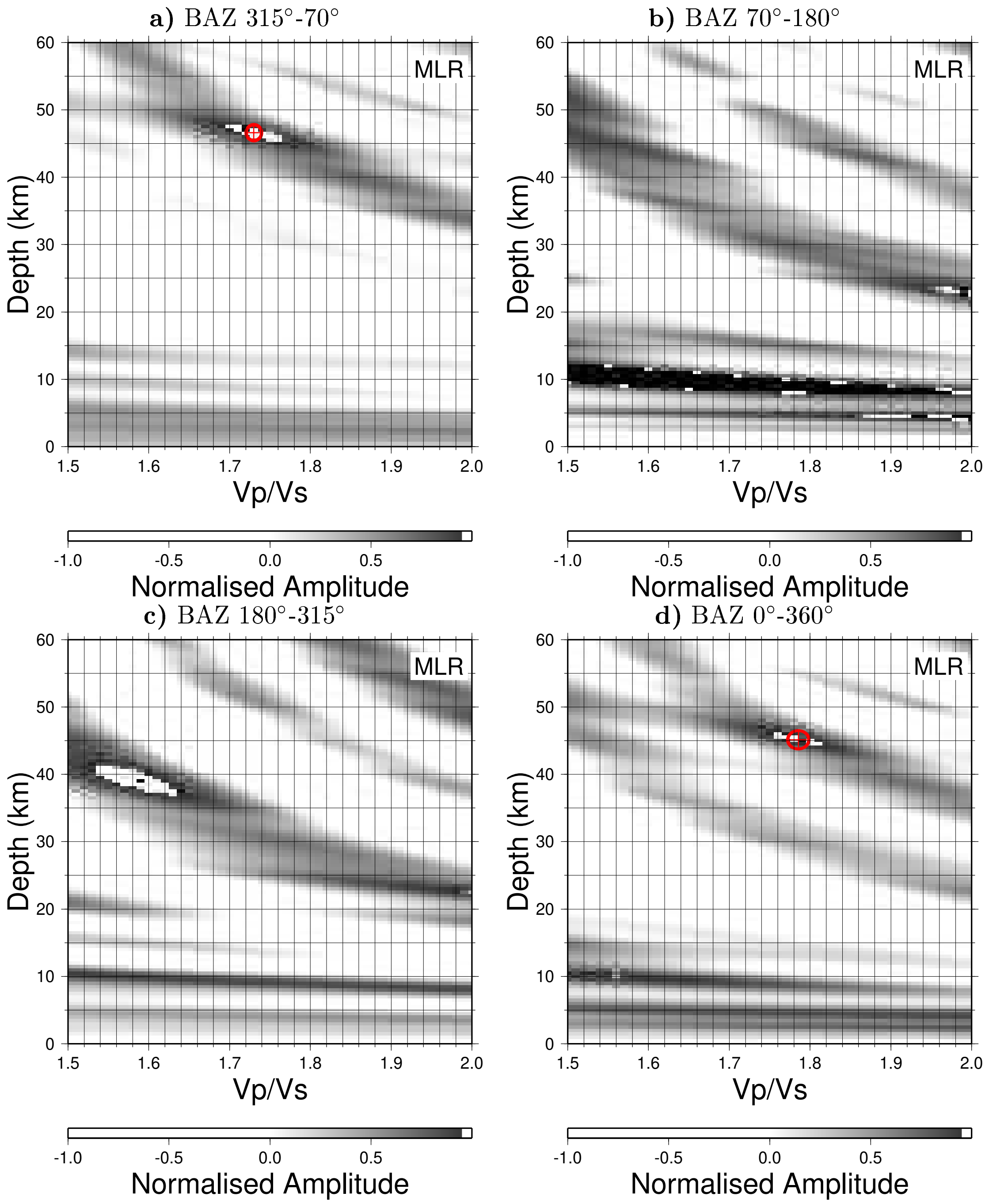

Abbildung 5.11: Ergebnisse der azimutabhängigen Inversion. **a)** Backazimuth-Bereich: 315°-70°. Maximum für H=46.6 ± 1.2 km und κ=1.73 ± 0.01. **b)** Backazimuth-Bereich: 70°-180°. Kein sinnvolles Maximum für Moho erkennbar. **c)** Backazimuth-Bereich: 180°-315°. Kein sinnvolles Maximum für Moho erkennbar. **d)** Gesamter Backazimuth-Bereich: 0°-360°. Maximum für H=45.1 ± 1.4 km und κ=1.78 ± 0.01.

Points) der 198 Strahlen an der Moho auf eine Karte projiziert. Die Lage dieser Durchstosspunkte gibt einen Hinweis darauf, in welcher Region die Konversion stattgefunden hat. Abbildung 5.12 zeigt die Lage der Durchstosspunkte (Kreuze). Berechnet wurden diese Punkte mit 1D Raytracing im *IASPEI91*-Modell. Die Farbe der Kreuze symbolisiert die jeweiligen Backazimuth-Bereiche, welche durch die durchgezogenen Linien definiert werden. Die Kreise kennzeichnen die erste Fresnelzone für einfallende Wellen der Periodendauer 1 s (Radius ca. 18 km) bzw. 2 s (Radius ca. 27 km) an der Moho. Die Fresnelzone umfasst dabei das mögliche Einflussgebiet der jeweiligen Welle. Die Sedimentmächtigkeiten in Abbildung 5.12 sind der Arbeit von Polonic (1999) entnommen.
Da das dominate Signal der RF im Bereich von 1 s und größer liegt, kann davon ausgegangen werden, dass alle Durchstosspunkte innerhalb der Fresnelzone liegen. Die Durchstosspunkte des Backazimuth-Bereichs 70°-180° liegen in Abbildung 5.12 allerdings deutlich in der Übergangszone zur südlichen Beckenstruktur. In diesem Bereich ist die Bedingung

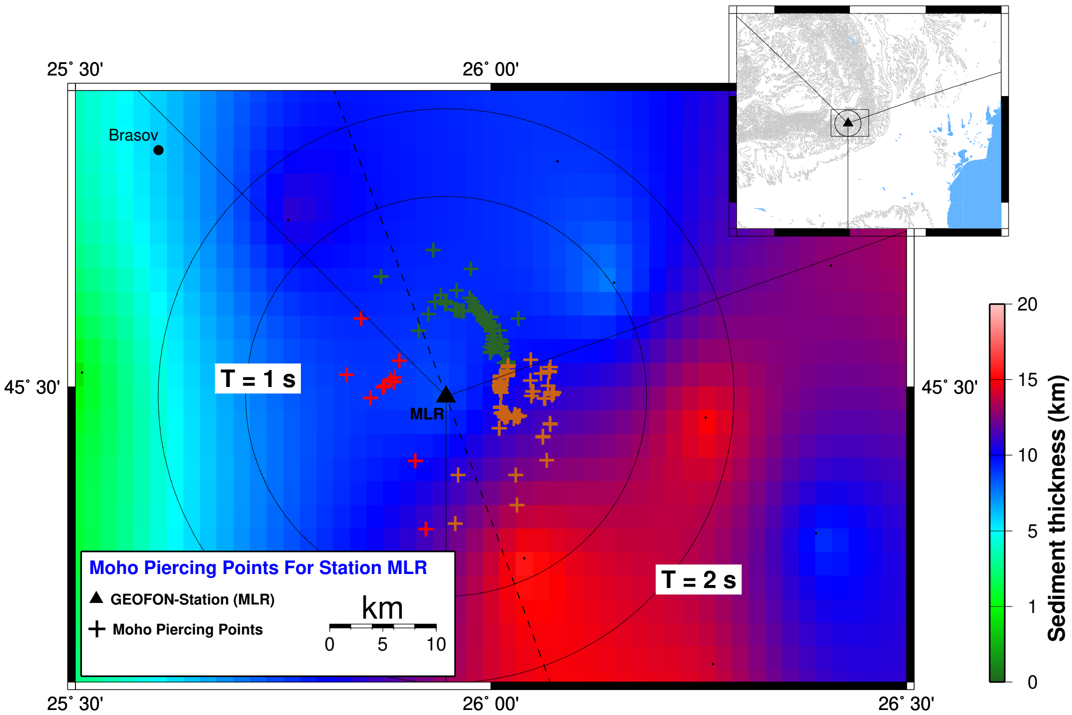

Abbildung 5.12: Dargestellt sind die Durchstosspunkte (Piercing Points) der Strahlen an der Moho für verschiedene Backazimuth-Bereiche, welche durch die durchgezogenen Linien definiert werden (315°-70°, 70°-180°, 180°-315°). Die Kreise kennzeichnen die erste Fresnelzone für einfallende Wellen der Periodendauer 1 s bzw. 2 s an der Moho. Die gestrichelte Linie steht senkrecht zur 70°-Richtung. Die Lage des Kartenausschnitts ist in der Übersichtskarte oben rechts eingezeichnet (Rechteck). Zusätzlich sind die Sedimentmächtigkeiten nach Polonic (1999) aufgetragen. Die Station MLR befindet sich im Übergangsbereich zur südlichen Beckenstruktur (rot).

einer ebenen Schichtung mit großer Wahrscheinlichkeit verletzt. Folglich kann die H-κ-Inversion in diesem Bereich auch keine sinnvollen Ergebnisse liefern.
Im nächsten Schritt wurde versucht, ein vertikales Profil senkrecht zur 70° Richtung (gestrichelte Linie in Abbildung 5.12) mit Hilfe der Tiefenmigration zu erstellen. Der eventuelle Strukturwechsel sollte damit deutlich sichtbar werden. In Abbildung 5.13 ist das benutzte Migrationsprofil senkrecht zum 70° Backazimuth dargestellt. Zur Migration wurde ein gemitteltes 1D-Modell nach Hauser et al. (2001) verwendet. Die Migration wurde

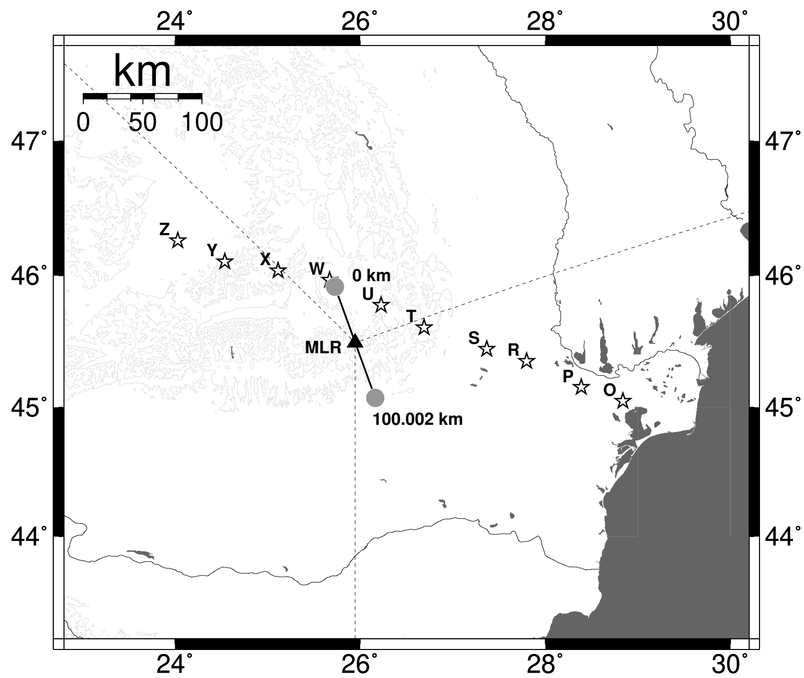

Abbildung 5.13: Profil der Migration senkrecht zur 70°-Richtung. Das Profil beginnt im Norden (0 km) und endet im Süden (ca. 100 km). Die Sterne kennzeichnen die Schusspunkte des *VRANCEA01*-Experiments.

entsprechend Abschnitt 3.7.3 durchgeführt. Man verfolgt den Strahlweg durch das Geschwindigkeitsmodell zurück und summiert die Konversionsamplituden in den Zellen der Modellparametrisierung ("Voxels") auf. Anschließend werden diese auf das Profil projiziert. Abbildung 5.14 zeigt das Ergebnis dieses Verfahrens. Zur Orientierung wurden zusätzlich die Ergebnisse des *VRANCEA01*-Experiments auf das Profil projiziert. Man erkennt deutlich die Lage der zwei unterschiedlichen konvertierten Phasen. Die Tiefere scheint identisch mit der Moho zu sein, die flachere Phase liegt im Bereich der Conrad-Diskontinuität. Der Backazimuth-Bereich 315°-70° (in Abbildung 5.14 links) ist dominiert von der tiefen Phase, wohingegen die flache Phase eher im Backazimuth-Bereich von 70°-180° zu beobachten ist. Aufgrund der geringen Strahlüberdeckung läßt sich wenig über den weiteren Verlauf dieser Strukturen aussagen. Für die tiefe Phase deutet sich ein Einfallen in Richtung Süden an.

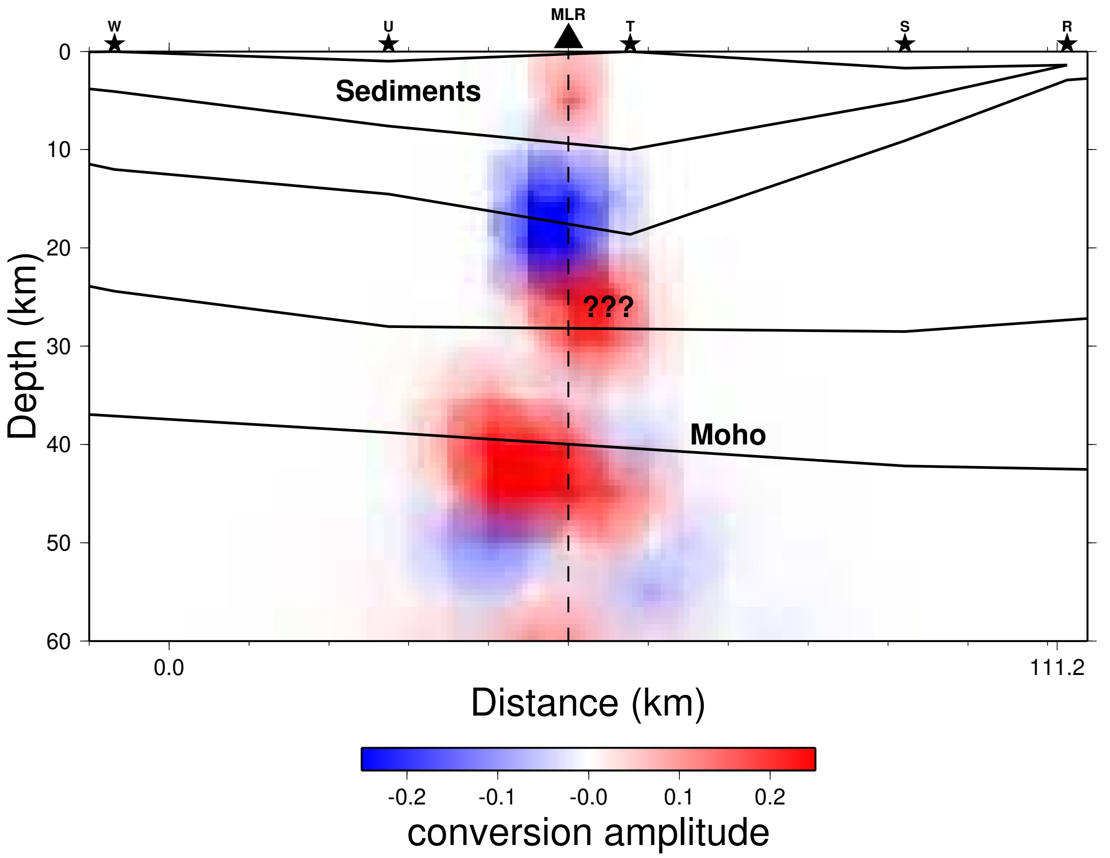

Abbildung 5.14: Migrierte RF entlang des Profils entsprechend Abbildung 5.13. Zur Migration wurde ein gemitteltes Geschwindigkeitsprofil nach Hauser et al. (2001) verwendet. Eingezeichnet sind zusätzlich die Schusspunkte von *VRANCEA01* und der vereinfachte Verlauf des Krustenmodells nach Hauser et al. (2003). Schusspunkte und Struktur wurden auf das Migrationsprofil projiziert. Konversion beim Übergang vom schnellen zum langsamen Medium entspricht einer Amplitude > 0 (rot), im umgekehrten Fall ergibt sich eine Amplitude < 0 (blau). Erkennbar ist ein Sprung der konvertierten Phasen, der als Strukturwechsel entlang der 70°-Richtung interpretiert werden kann.

Gut sichtbar sind in Abbildung 5.14 zudem die Sedimenteffekte in den obersten 10 km. Die konvertierte Phase stimmt mit dem Ergebnis der refraktionsseismischen Messung sehr gut überein.
Geht man weiterhin von einem strukturellen Effekt unter der Station MLR aus, so bleiben eigentlich nur drei Modelle übrig:

- Sprung der Moho von ca. 45 km im BAZ-Bereich 315°-70° auf ca. 30 km im BAZ-Bereich 70°-180°.
- Lateral unterschiedliche Geschwindigkeitskontraste von Moho bzw. Conrad-Diskontinuität. Im BAZ-Bereich 315°-70° sieht man demnach einen scharfen Moho-Kontrast, wohingegen der BAZ-Bereich von 70°-180° von einer starken Conrad-Diskontinuität dominiert wird.
- Die Konvertierte Phase im BAZ-Bereich 315°-70° wird weder an Moho noch an Conrad-Diskontinuität erzeugt, sondern stammt vom Übergang in ein sehr tiefes Sedimentbecken. In diesem Fall könnte das Focsani Becken oder die Vortiefe Ursache dieser Phase sein (vgl. Abbildung 5.12). Ersteres liegt etwa zwischen Schusspunkt T und S (vgl. Abbildung 2.8) und erreicht eine Tiefe von ca. 20 km. Die Tiefe der Konversionsschicht (ca. 28 km) in Abbildung 5.14 wäre somit falsch, da das verwendete 1D-Geschwindigkeitsmodell die tiefen Sedimentschichten im Bereich des Focsani Beckens nicht berücksichtigt. Allerdings könnten zudem auch multiple Phasen flacher Sedimente oder die einfallenden Schichtgrenzen im Übergangsbereich für diesen Effekt verantwortlich sein.

Um diese Frage endgültig zu klären, wurde schließlich noch eine Modellierung der Wellenform im Backazimuth-Bereich von 70°-180° durchgeführt. Dafür vergleicht man die beobachtete mit der synthetischen Wellenform des jeweiligen Modells. Abbildung 5.15a-c zeigt die Ergebnisse dieser Modellierungen. In Abbildung 5.15a wurde als Startmodell zunächst eine Conrad-Diskontinuität in einer Tiefe von ca. 30 km vorgegeben. Daraus ergibt sich eine relativ schlechte Übereinstimmung zwischen beobachteten und synthetischen Daten (**a)**, rechts, unterste Spur). Das Ergebnis der Inversion ergibt keine erhebliche Verbesserung in der Anpassung der Daten (**a)**, rechts, mittlere Spur), dafür weicht das Endmodell (dicke Linie in **a)**, links) in der Unterkruste stark vom Startmodell (dünne Linie in **a)**, links) ab.
In Abbildung 5.15b wurde dagegen eine Moho in einer Tiefe von ca. 30 km als Startmodell postuliert. Das Ergebnis ist auch in diesem Fall nicht eindeutig. Das Startmodell liefert eine schlechte Anpassung an die Daten, dafür ist die Abweichung zwischen Startmodell und Endmodell geringer als in a).
Auch die Berücksichtigung eines tiefen Sedimentbeckens (z.B. Focsani Becken) in Abbildung 5.15c ergibt keine vollkommene Anpassung an die Daten. Die Abweichung zwischen Startmodell und Endmodell ist ebenfalls sehr groß.

Die Modellierung liefert also keine endgültige Aussage darüber, ob die konvertierte Phase bei 4 s im Backazimuth-Bereich von 70°-180° einer flacheren Moho, einer dominanten Conrad-Diskontinuität oder aber den tiefen Sedimenten eines Beckens zuzuordnen ist.

Möglicherweise ist die Klasse der verwendeten Modelle schlicht unzureichend. Denkbar sind beispielsweise Effekte einfallender Schichtgrenzen im Bereich der Beckenstruktur, welche durch die 1D-Startmodelle nicht berücksichtigt werden können. In Kapitel 6 und in der anschließenden Diskussion werden wir auf diese Frage zurückkommen, da die *CALIXTO'99*-Station E25 (südöstlich von MLR) ähnliche Effekte zeigt.

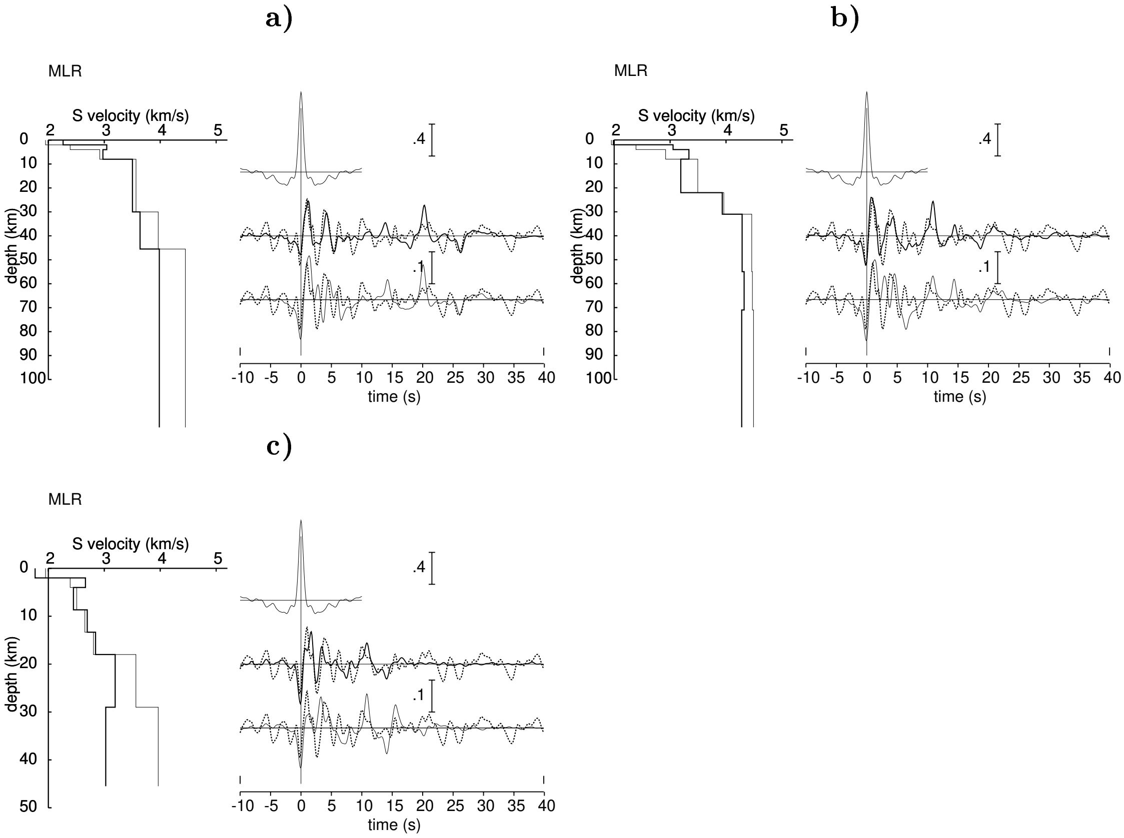

Abbildung 5.15: Modellierung der Wellenform im BAZ-Bereich 70°-180° für Station MLR. **a)** Startmodell mit Conrad-Diskontinuität in ca. 30 km Tiefe. **b)** Startmodell mit Moho in ca. 30 km Tiefe. **c)** Startmodell berücksichtigt Sedimente eines Beckens in einer Tiefe von ca. 20 km.

Kapitel 6

Auswertung der Calixto'99 Mobil-Stationen

Anhand der permanenten *GEOFON*-Station MLR wurden in Kapitel 5 die verschiedenen RF-Analysemethoden vorgestellt. Zudem wurde gezeigt, dass der Registrierzeitraum von ca. 6 Monaten für ein stabiles Resultat ausreichend ist. Die Auswertung der *CALIXTO'99*-Stationen erfolgt im Wesentlichen auf die gleiche Art und Weise. Im ersten Abschnitt werden zunächst Datenbeispiele ausgewählter *CALIXTO'99*-Stationen gezeigt, welche u.a. das Spektrum der unterschiedlichen Datenqualität widerspiegeln. Anschließend folgt eine Zusammenstellung der H-κ-Inversionsergebnisse für die *CALIXTO'99*-Stationen. Für einzelne *CALIXTO'99*-Stationen wurde im nächsten Schritt eine Wellenformmodellierung durchgeführt, womit u.a. die Inversionsergebnisse überprüft werden können. Der letzte Abschnitt des Kapitels zeigt zwei RF-Profile sowohl im Zeit als auch im Tiefenbereich.

6.1 Datenbeispiele ausgewählter Calixto'99-Stationen

In diesem Abschnitt wenden wir uns nun einigen ausgewählten Datenbeispielen der *CALIXTO'99*-Stationen zu. Qualitativ befriedigende RF konnten für 65 der *CALIXTO'99*-Stationen bestimmt werden. Abbildung 6.1 zeigt die Verteilung der verwendbaren Stationen. Die Qualität der RF variiert stark innerhalb des Netzwerks. Vor allem im Südosten ergab die RF-Analyse nur für vereinzelte Stationen befriedigende Ergebnisse (vgl. Abbildung 6.1). Die H-κ-Inversion ergab lediglich für 29 Stationen sinnvolle Ergebnisse.
In Abbildung 6.2-6.5 sind die Resulte der Stationen E21 (direkt neben MLR), E25 (südöstlich von MLR), E03, A02, C03, F01, C07 und Z05 dargestellt. Die Lage der Stationen entnimmt man Abbildung 6.1. Neben den laufzeitkorrigierten RF-Sektionen (Abbildung 6.2 und 6.3) sind zusätzlich die Ergebnisse der H-κ-Inversion für die jeweilige Station abgebildet (Abbildung 6.4 und 6.5).
Erkennbar sind zum einen signifikante Unterschiede der RF-Wellenformen zwischen den einzelnen Stationen, andererseits sind bei fast allen Stationen starke Konversionen an den Sedimentschichten sichtbar (Phase um 1 bis 2 s).
Die RF-Wellenformen, die an der Station E21 registriert wurden, zeigen eine gute Über-

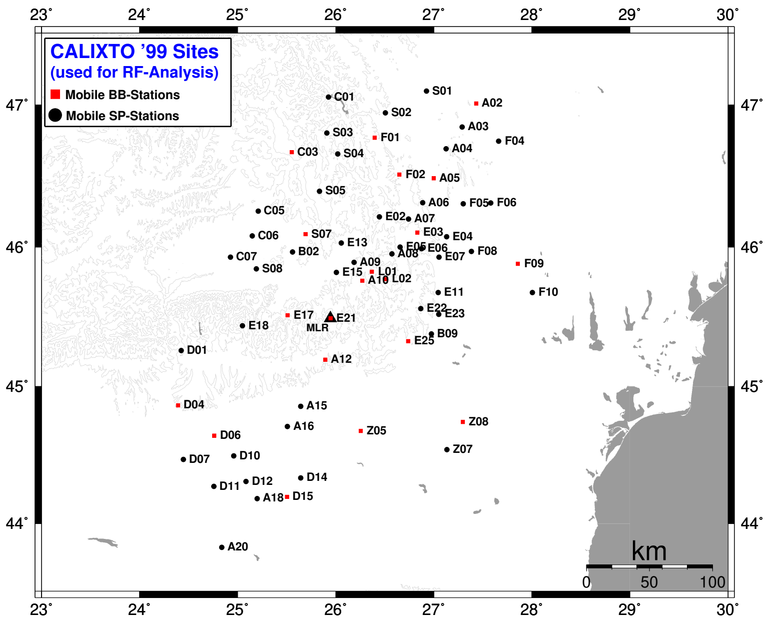

Abbildung 6.1: Verteilung der *CALIXTO'99*-Stationen für die RF-Analyse.

einstimmung mit dem Resultat der Station MLR (vgl. Abbildung 6.2a und 5.2). Darüber hinaus ergeben sich aus der H-κ-Inversion für beide Stationen nahezu identische Werte für Mohotiefe und v_P/v_S-Verhältnis (vgl. Tabelle 6.1). Diese Übereinstimmung ist ein weiterer Beleg für die Stabilität der Methode.

Station E25 (vgl. Abbildung 6.2b und 6.4b) enthält nahezu keine Sedimentphasen, zeigt allerdings eine Phase bei ca. 4 s. Diese würde einer Moho von ca. 30 km Tiefe entsprechen und ist damit korrelierbar mit dem Ergebnis der Station MLR im Backazimuth-Bereich von 70° bis 180°.

Die RF-Wellenformen an der Station E03 (vgl. Abbildung 6.2c) zeigen wiederum starke Sedimentkonversionen und die H-κ-Inversion liefert zudem einen sehr großen Wert für κ. Die übrigen Beispiele geben das Spektrum der unterschiedlichen Daten und deren Ergebnisse wieder. Dabei variiert die Datenqualität erheblich, was sich beispielsweise durch große Fehler in der H-κ-Inversion bemerkbar macht (vrgl. A02, F01 und C07). Meist ist dies auf gestörte oder schwache multiple Phasen der Moho-Konvertierten zurückzuführen, da in diesen Fällen die Bestimmung beider Parameter (H und κ) nur schwer möglich ist. Im Extremfall beobachtet man überhaupt keine konvertierten Phasen der Moho mehr (Station Z05, Abbildung 6.3d) sondern lediglich Sedimentphasen. Diese sind außerdem in der H-κ-Inversion erkennbar (vgl. Abbildung 6.5d). Die RF-Wellenform der Station Z05 ist zudem ein typisches Beispiel für die Resultate und die Datenqualität in dieser Region. An der Moho erzeugte, konvertierte Phasen wurden bei keiner Station im Südosten beobachtet. Allerdings scheint es sich dabei nicht um ein Problem des Signal-Rauschverhältnises zu handeln, sondern vielmehr liefert die Rotation und die anschließende Dekonvolution für einige dieser Stationen keine kohärenten Wellenformen.

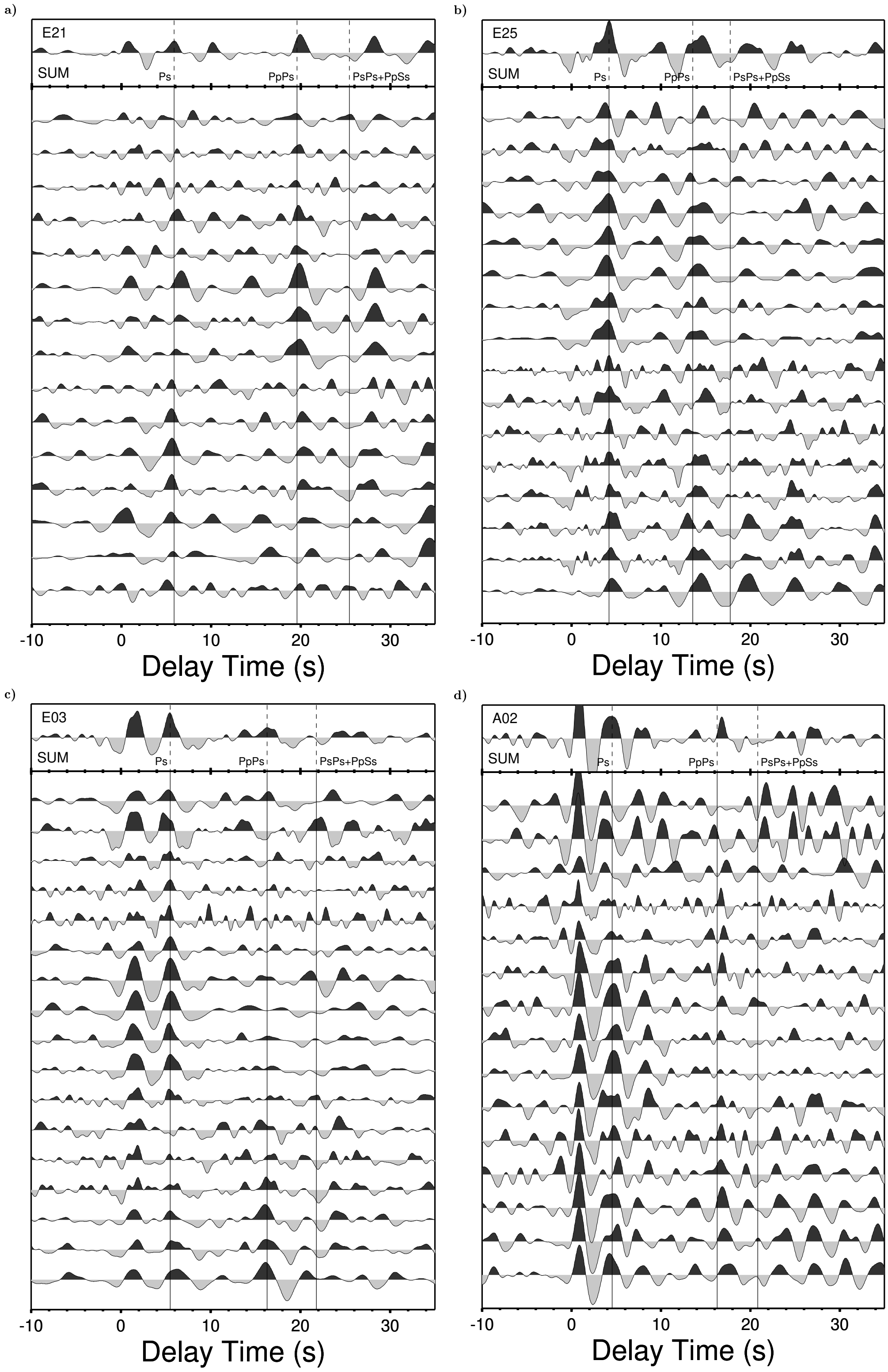

Abbildung 6.2: RF-Datenbeispiele ausgewählter Calixto'99-Stationen (Teil I): **a)** Station E21 (neben MLR), **b)** Station E25 (südöstlich von MLR), **c)** Station E03, **d)** Station A02. Die theoretischen Ankunftszeiten (vertikale Linien) entsprechen den Ergebnissen der H-κ-Inversion (vgl. Abbildung 6.4).

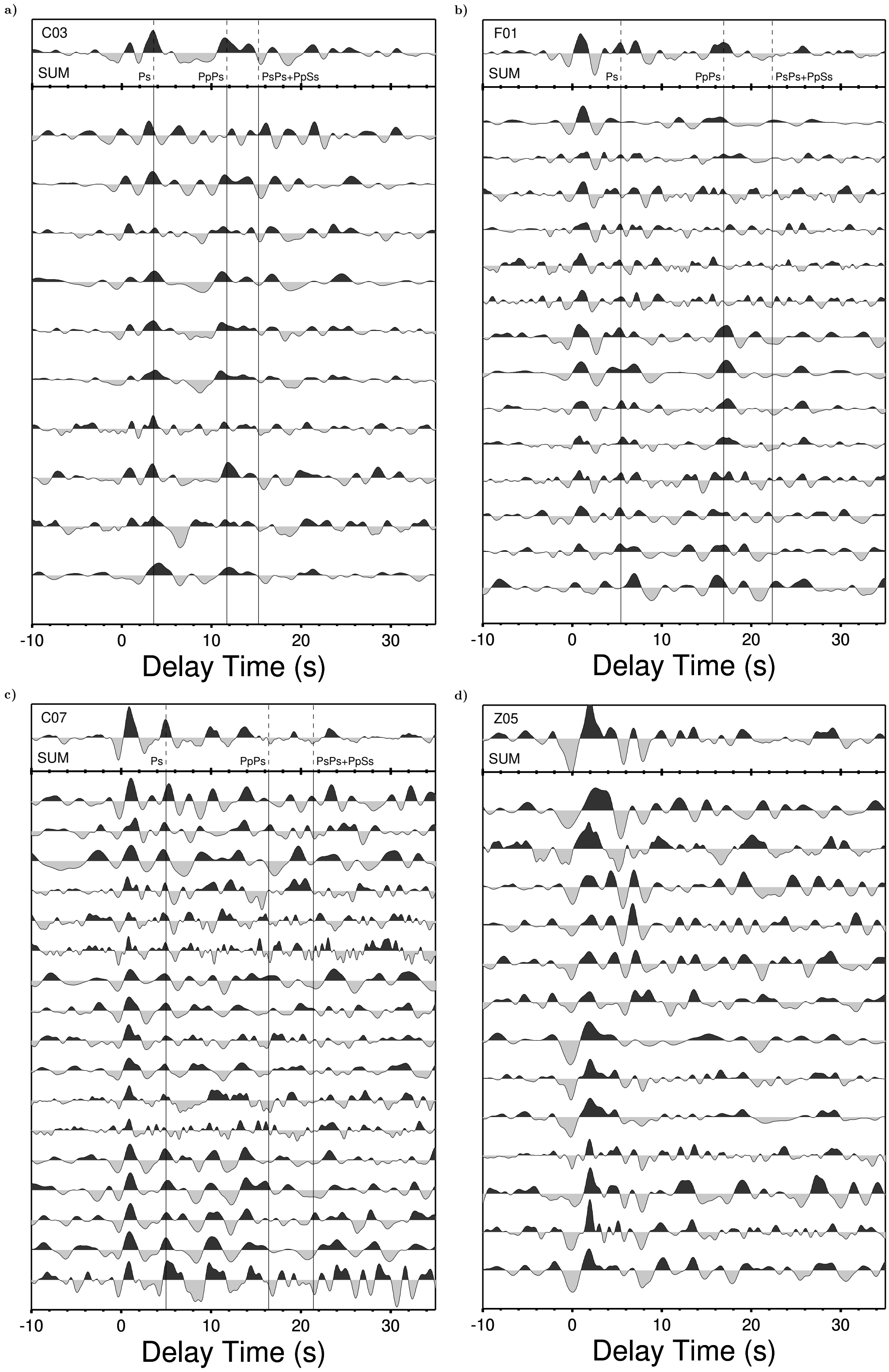

Abbildung 6.3: RF-Datenbeispiele ausgewählter Calixto'99-Stationen (Teil II): **a)** Station C03, **b)** Station F01, **c)** Station C07, **d)** Station Z05. Die theoretischen Ankunftszeiten (vertikale Linien) entsprechen den Ergebnissen der H-κ-Inversion (vgl. Abbildung 6.5).

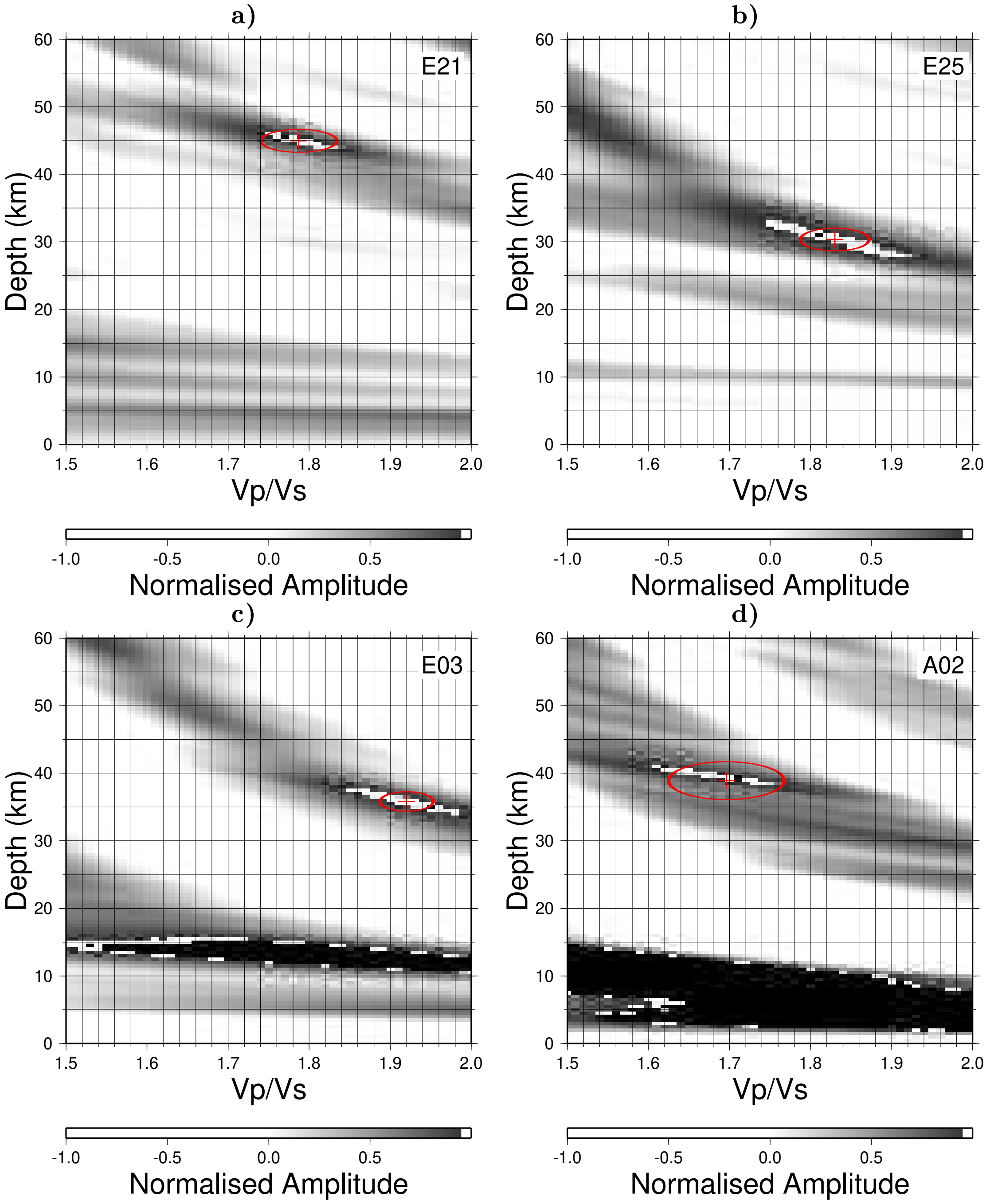

Abbildung 6.4: H-κ-Ergebnisse ausgewählter Calixto'99-Stationen (Teil I). Die Ellipse um den Mittelwert der Bootstrapping-Analyse (Kreuz) deutet den 1σ Bereich an. **a)** Station E21, **b)** Station E25, **c)** Station E03, **d)** Station A02 (zugehörige RF siehe Abbildung 6.2).

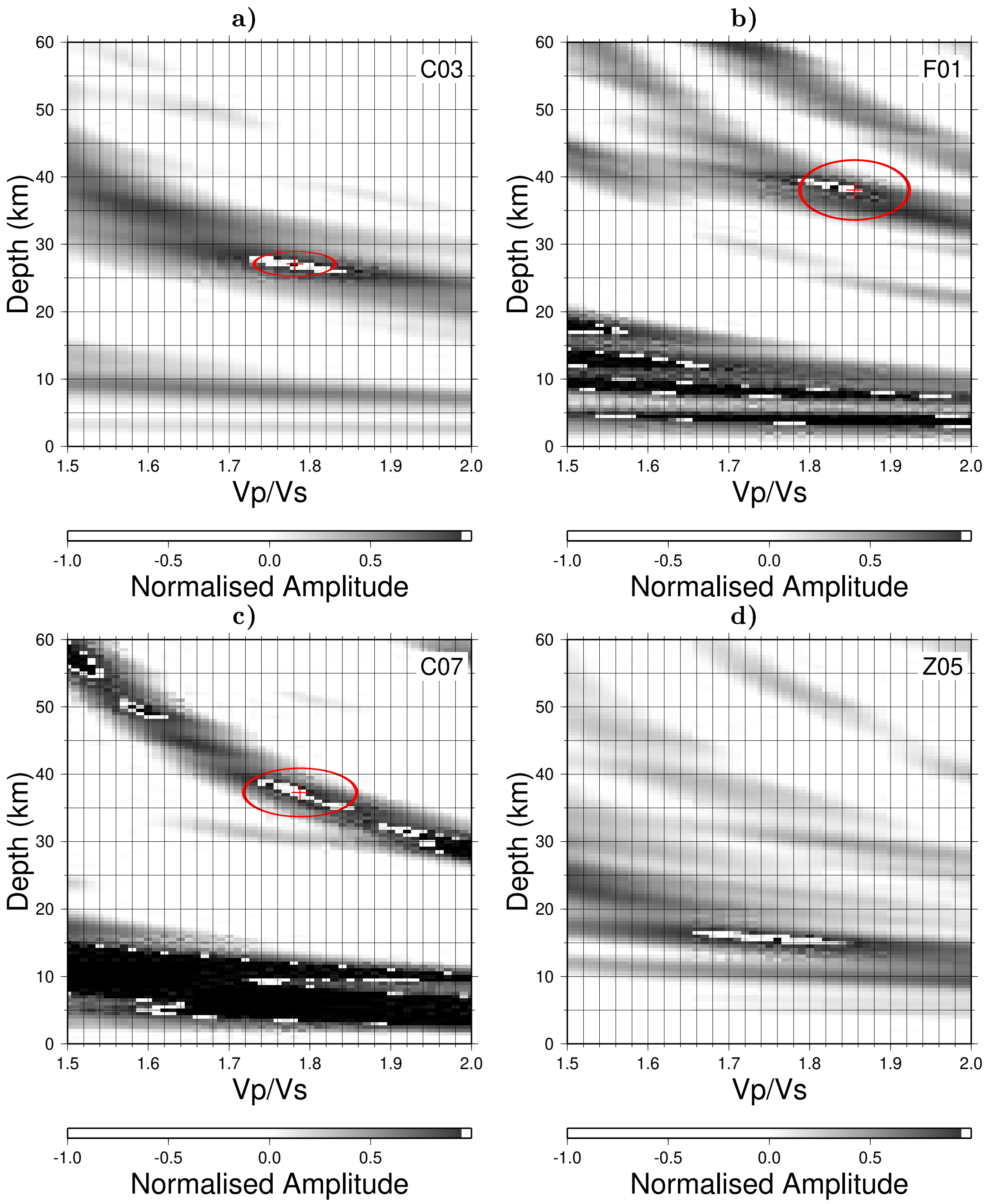

Abbildung 6.5: H-κ-Ergebnisse ausgewählter Calixto'99-Stationen (Teil II). Die Ellipse um den Mittelwert der Bootstrapping-Analyse (Kreuz) deutet den 1σ Bereich an. **a)** Station C03, **b)** Station F01, **c)** Station C07, **d)** Station Z05 (zugehörige RF siehe Abbildung 6.3).

6.2 Ergebnisse der H-κ-Inversion

Die Inversion nach Zhu und Kanamori (2000) wurde für sämtliche *CALIXTO'99*-Stationen durchgeführt. Um die regional variierende mittlere P-Wellengeschwindigkeit innerhalb der Kruste zu berücksichtigen, wurden die entsprechenden Werte aus der Arbeit von Enescu et al. (1992) entnommen. Zur Abschätzung der Fehler wurde das Bootstrapping-Verfahren nach Abschnitt 5.1.1 für jede Station durchgeführt. Insgesamt ergab dieses Verfahren für 29 *CALIXTO'99*-Stationen und die *GEOFON*-Station MLR ein sinnvolles Ergebnis. Abbildung 6.6 zeigt die Resultate für die Mohotiefe.Darin kennzeichnen die Kreise das Ergebnis für die jeweilige Station. Die Farbe entspricht der Mohotiefe unter der Station und der

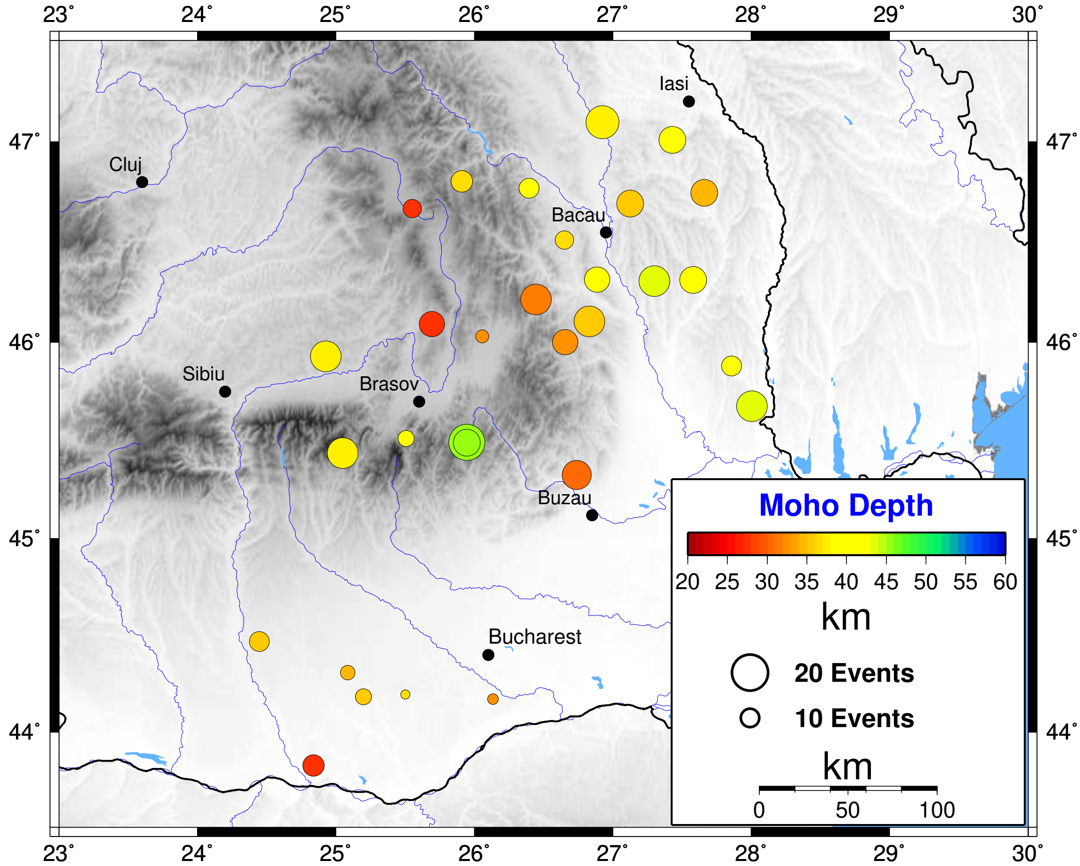

Abbildung 6.6: Mohotiefenvariation aus der H-κ-Inversion nach Zhu und Kanamori (2000) für die *CALIXTO'99*-Stationen entsprechend Tabelle 6.1 und die *GEOFON*-Station MLR. Jeder der Kreise kennzeichnet das Ergebnis für die jeweilige Station. Der Durchmesser ist proportional zur Anzahl der verwendeten Erdbeben und die Farbe entspricht der Mohotiefe unter der Station. Dabei ist zu beachten, dass die Konversionsschichten in einigen Fällen nicht eindeutig der Moho zuzuordnen sind (siehe auch Abschnitt 6.3 und Kapitel 7).

Durchmesser ist proportional zur Anzahl der verwendeten Erdbeben. Allerdings gilt zu

beachten, dass die Konversionsschichten in einigen Fällen nicht eindeutig der Moho zuzuordnen sind (siehe auch Abschnitt 6.3 und Kapitel 7).
Abbildung 6.7 zeigt analog dazu die Resultate für das v_P/v_S-Verhältnis κ. Die Diskussion

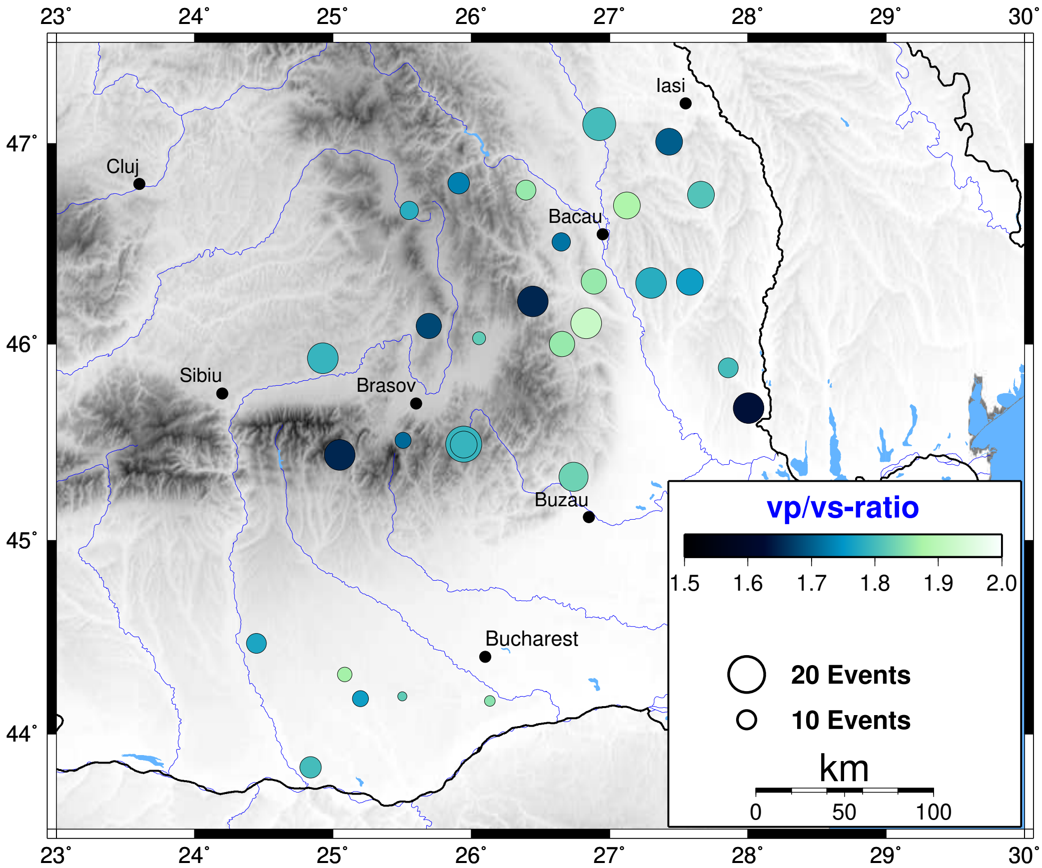

Abbildung 6.7: Variation des v_P/v_S-Verhältnisses κ aus der H-κ-Inversion für die *CALIXTO'99*-Stationen entsprechend Tabelle 6.1 und die *GEOFON*-Station MLR. Jeder der Kreise kennzeichnet das Ergebnis für die jeweilige Station. Der Durchmesser ist proportional zur Anzahl der verwendeten Erdbeben und die Farbe entspricht dem mittleren v_P/v_S-Verhältnis unter der Station.

dieser Ergebnisse folgt im Kapitel 7. Die Resultate der einzelnen Stationen sind zudem in Tabelle 6.1 zusammengestellt. Die teilweise sehr großen Fehler von H und κ resultieren dabei aus den schwachen oder fast nicht vorhandenen multiplen Moho-Phasen an einigen Stationen.

Station	Länge [°]	Breite [°]	Spuren	Mohotiefe H [km]	κ
A02	27.430	47.0108	15	38.9 ± 2.8	1.70 ± 0.07
A04	27.125	46.6938	15	35.4 ± 3.1	1.88 ± 0.05
A06	26.887	46.3148	14	38.7 ± 5.7	1.86 ± 0.11
A18	25.198	44.1840	9	35.5 ± 3.1	1.76 ± 0.07
A20	24.838	43.8250	12	27.7 ± 1.7	1.80 ± 0.03
C03	25.551	46.6685	10	27.1 ± 1.8	1.78 ± 0.05
C07	24.926	45.9288	17	37.3 ± 3.6	1.79 ± 0.07
D07	24.445	44.4700	11	35.6 ± 7.8	1.77 ± 0.15
D12	25.086	44.3080	8	34.9 ± 3.0	1.87 ± 0.07
D15	25.501	44.1960	5	36.7 ± 5.0	1.82 ± 0.09
D17	26.135	44.1707	6	32.8 ± 1.2	1.85 ± 0.03
E02	26.446	46.2132	17	31.2 ± 1.8	1.65 ± 0.04
E03	26.831	46.1033	17	35.8 ± 1.4	1.92 ± 0.03
E05	26.656	46.0002	14	32.6 ± 3.7	1.86 ± 0.07
E13	26.055	46.0297	7	32.0 ± 5.2	1.82 ± 0.14
E17	25.508	45.5122	9	38.0 ± 4.5	1.71 ± 0.12
E18	25.049	45.4370	17	37.9 ± 5.8	1.65 ± 0.09
MLR	25.946	45.4920	20	45.7 ± 1.5	1.79 ± 0.04
E21	25.945	45.4910	15	45.0 ± 1.7	1.79 ± 0.05
E25	26.738	45.3272	16	30.3 ± 1.7	1.83 ± 0.04
F01	26.395	46.7698	11	38.1 ± 4.4	1.86 ± 0.07
F02	26.649	46.5117	10	36.8 ± 6.0	1.72 ± 0.11
F04	27.660	46.7468	15	34.2 ± 2.3	1.81 ± 0.06
F05	27.299	46.3073	17	43.5 ± 4.6	1.78 ± 0.08
F06	27.579	46.3122	15	42.2 ± 7.2	1.76 ± 0.12
F09	27.857	45.8803	11	42.6 ± 7.6	1.80 ± 0.12
F10	28.004	45.6760	17	43.0 ± 3.9	1.63 ± 0.08
S01	26.926	47.0972	18	37.0 ± 6.0	1.80 ± 0.10
S03	25.909	46.8045	12	36.3 ± 5.2	1.73 ± 0.10
S07	25.692	46.0903	14	27.6 ± 1.8	1.68 ± 0.04

Tabelle 6.1: Ergebnisse der H-κ-Inversion nach Zhu und Kanamori (2000) für 29 der *CALIXTO'99*-Stationen und die *GEOFON*-Station MLR. Dabei ist zu beachten, dass die Konversionsschichten in einigen Fällen nicht eindeutig der Moho zuzuordnen sind (siehe auch Abschnitt 6.3 und Kapitel 7).

6.3 Modellierung der Wellenformen einzelner Stationen

Die Modellierung der Wellenform erfolgt nach dem in Abschnitt 3.7.2 und 5.1.2 beschriebenen Verfahren. Die a priori Informationen für das jeweilige Startmodell wurde den Ergebnissen der H-κ-Inversion und den refraktionsseismischen Profilen *VRANCEA99* und *VRANCEA01* entnommen. Dabei wurde darauf geachtet, die Startmodelle möglichst einfach zu halten (Moho, Conrad-Diskontinuität und eine bis zwei Sedimentschichten). Zunächst sollte man die synthetische RF des zugehörigen Startmodells mit den beobachteten Daten vergleichen. Danach versucht man die Parameter des ursprünglichen Startmodells durch Vorwärtsmodellierung so gut wie möglich an die Daten anzupassen. Gerade bei komplizierten Wellenformen ist dieses Verfahren sehr aufwendig und führt in vielen Fällen zu unbefriedigenden Ergebnissen.
Anschließend führt man die Inversion nach Kind et al. (1995) durch. Da das Inversionsproblem nicht eindeutig lösbar ist, sollte man den Inversionsergebnissen nicht zuviel Bedeutung beimessen. Teilweise reagiert dieses Verfahren sehr sensibel auf das verwendete Startmodell und liefert in vielen Fällen keine stabilen Ergebnisse.
In diesem Abschnitt wird das Verfahren auf die bereits gezeigten Datenbeispiele angewandt.

- Station E25: Die H-κ-Inversion ergibt für diese Station eine Mohotiefe von ca. 30 km. Dies entpricht dem Ergebnis der Station MLR im Backazimuth Bereich von 70°-180°. Zur Überprüfung des Ergebnisses wurde die Wellenform-Modellierung entsprechend Abbildung 6.8 durchgeführt. Die verwendeten Startmodelle orientieren sich dabei an denen von Abschnitt 5.2. Auch hier liefert die Modellierung keine eindeutige Aussage, ob es sich bei der beobachteten Konversionschicht um eine flache Moho, eine scharfe Conrad-Diskontinuität oder um die tiefen Sedimente des Focsani-Beckens handelt. Denkbar sind wiederum alle drei Möglichkeiten.

- Station C03: Für diese Station ergibt die H-κ-Inversion ebenfalls eine für die Region sehr flache Moho in ca. 27 km Tiefe. Abbildung 6.9 zeigt, dass auch eine Moho in ca. 37 km Tiefe eine akzeptable Anpassung an die Daten ermöglicht.

- Station E03: Bereits das Startmodell (Mohotiefe ca. 35 km) liefert eine gut Übereinstimmung zwischen beobachteten und synthetischen Daten (vgl. Abbildung 6.10a). Die Modellierung bestätigt weitgehend das Ergebnis der H-κ-Inversion.

- Station F01: Das Startmodell erklärt größtenteils die Phasen (Abbildung 6.10b). Darüber hinaus treten in den beobachteten Daten zusätzliche Phasen auf, die mit dem verwendeten Modell nicht erklärbar sind.

- Station C07: Das Modell liefert wiederum eine schlechte Anpassung an die beobachteten Daten. Es ist keine eindeutige Bestätigung der H-κ-Inversion (vgl. Abbildung 6.10c) möglich. Zudem ergibt die Inversion ein unrealistisches S-Wellen-Geschwindigkeitsmodell.

- Station A02: Es herrscht eine Dominanz der konvertierten Sediment-Phase. Die Hauptphasen stimmen überein, jedoch ist die komplexe Wellenform auch in diesem Fall nicht vollständig modellierbar (vgl. Abbildung 6.10d).

Die gezeigten Beispiele machen deutlich, wie schwierig die Modellierung komplizierter Wellenformen ist. Erst durch die Einführung zusätzlicher Schichten in die Startmodelle kann eine bessere Anpassung erzielt werden. Allerdings ergeben sich damit meist keine eindeutigen Lösungen mehr. Die weitere Diskussion folgt in Kapitel 7.

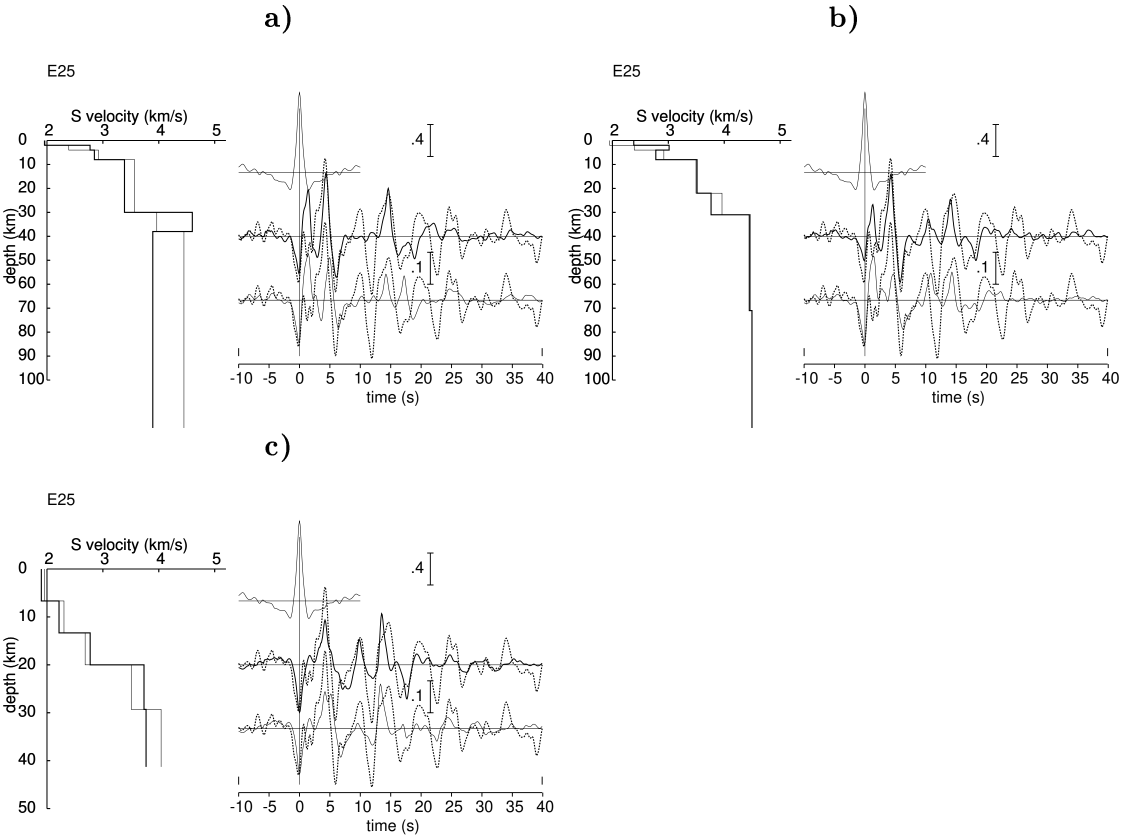

Abbildung 6.8: Modellierung der Wellenform für Station E25. Wellenformen: gepunktet: gemessene Daten; durchgezogene: modellierte Wellenformen; unten: Startmodell; Mitte: Endmodell. **a)** Startmodell mit Conrad-Diskontinuität in ca. 30 km Tiefe. **b)** Startmodell mit Moho in ca. 30 km Tiefe. **c)** Startmodell berücksichtigt Sedimente des Focsani-Beckens in einer Tiefe von ca. 20 km.

6.4 RF Profile im Zeit- und Tiefenbereich

Im letzten Abschnitt dieses Kapitels widmen wir uns der Erstellung von RF-Profilen im Zeit- und Tiefenbereich. Die RF-Profile im Zeitbereich erhält man durch Projektion der Stapelspur einer Station auf ein vorgegebenes Profil. Das vertikale Tiefenprofil gewinnt

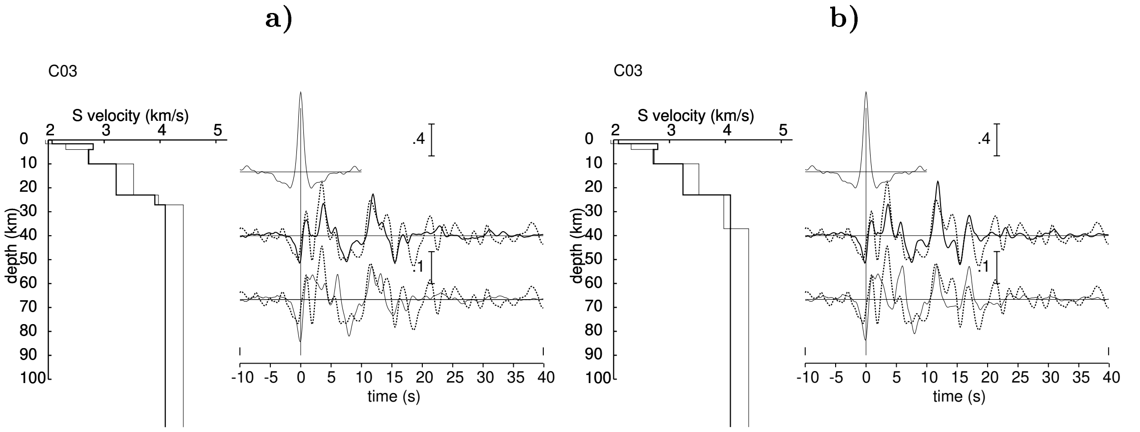

Abbildung 6.9: Modellierung der Wellenform für Station C03. **a)** Startmodell mit Moho in 27 km Tiefe. **b)** Startmodell mit Moho in 37 km Tiefe.

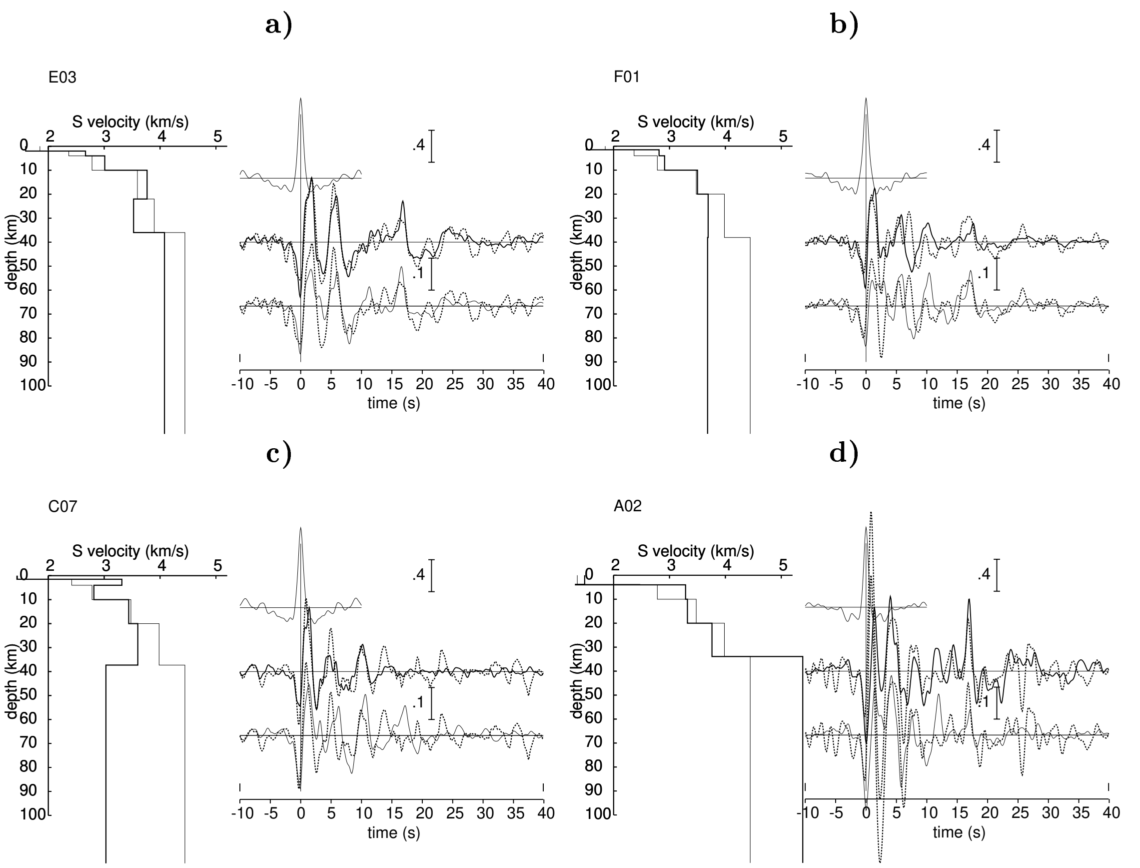

Abbildung 6.10: Modellierung der Wellenform einzelner *CALIXTO'99*-Stationen. Wellenformen: gepunktet: gemessene Daten; durchgezogene: modellierte Wellenformen; unten: Startmodell; Mitte: Endmodell. **a)** Station E03, **b)** Station F01, **c)** Station C07 (Inversion ergibt ein unrealistisches S-Wellen-Geschwindigkeitsmodell), **d)** Station A02.

man aus der Migration vom Zeit- in den Tiefenbereich mit der Hilfe eines vorhandenen Geschwindigkeitsmodells (vgl. Abschnitt 3.7.3 und 5.2). Es wurde versucht, die Profile entlang der beiden refraktionsseismischen Messungen (*VRANCEA99*, *VRANCEA01*) zu orientieren. Damit wird ein Vergleich der Ergebnisse möglich. Die Auswahl der Profile erfolgte nach folgenden Kriterien: Das RF-Profil sollte parallel zur refraktionsseismischen Messung verlaufen, möglichst viele Stationen beinhalten, deren senkrechte Abstände zum Profil wiederum gering sein sollen.

6.4.1 Profil entlang VRANCEA99

Abbildung 6.11 zeigt den Verlauf des gewählten Profils. Dieses stellt den bestmöglichsten Kompromis an die oben genannten Kriterien dar. Das Profil beginnt im Nordosten (0 km) und endet im Südwesten (517 km). Die Kreuze markieren die verwendeten Stationen, und

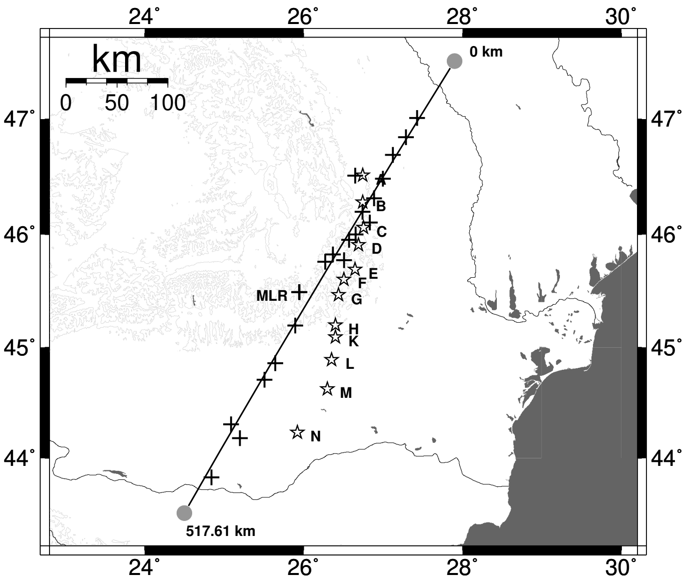

Abbildung 6.11: RF Profil entlang den Schusspunkten des *VRANCEA99*-Experiments. Die Kreuze markieren die verwendeten Stationen (*CALIXTO'99*-Stationen und MLR), die Sterne kennzeichnen die Schusspunkte. Das Profil beginnt im Nordosten (0 km) und endet im Südwesten (517 km).

die Sterne kennzeichnen die Schusspunkte des *VRANCEA99*-Experiments.
Das RF-Profil im Zeitbereich ist in Abbildung 6.12 dargestellt. Erkennbar sind zunächst die starken konvertierten Phasen der Sedimente im Bereich von 1 bis 2 s entlang des ganzen Profils. Außerdem ist größtenteils eine Ähnlichkeit benachbarter Spuren ersichtlich. Allerdings sind keine klaren Strukturverläufe über das Profil beobachtbar. Im Norden und Süden deutet sich eine Moho an, unter Vrancea ist wiederum keine eindeutige Moho erkennbar.
Zur anschließenden Migration wurde ein gemitteltes Geschwindigkeitsprofil nach Hauser

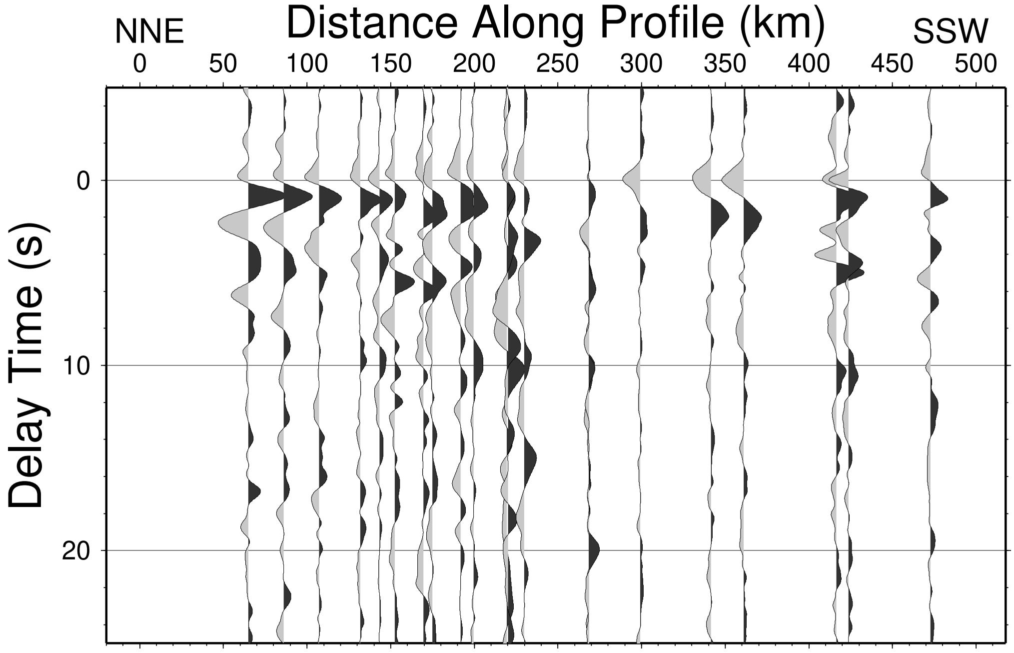

Abbildung 6.12: RF-Sektion des Profils '99 im Zeitbereich. Die Stapelspuren der verwendeten Stationen wurden auf das Profil entsprechend Abbildung 6.11 projiziert.

et al. (2001) verwendet. Abbildung 6.13 zeigt das Ergebnis der Migration entlang dem Profil entsprechend Abbildung 6.11. Zur Orientierung wurde der vereinfachte Verlauf des Krustenmodells nach Hauser et al. (2001) in das Profil projiziert. Das Migrationsergebnis gibt im wesentlichen das Ergebnis der RF im Zeitbereich wieder. Andeutungen einer Struktur im Norden und Süden, uregelmäßige Strukturen unterhalb des Karpatenbogens. Die weitere Diskussion folgt in Kapitel 7.

6.4.2 Profil entlang VRANCEA01

Zusätzlich zum N-S-Profil aus Abschnitt 6.4.1 wurde ein W-O-Profil entlang des *VRANCEA01*-Experiments erstellt. Das Vorgehen entspricht dem von Abschnitt 6.4.1. Abbildung 6.14 zeigt den Verlauf dieses Profils und die verwendeten Stationen (Kreuze). Das RF-Profil im Zeitbereich ist in Abbildung 6.15 dargestellt, die tiefenmigrierte Sektion in 6.16. Benachbarte Spuren zeigen ebenfalls vergleichbare Wellenformen (vgl. 6.15), allerdings sind in diesem Profil starke laterale Variationen erkennbar. Besonders unter den Karpaten (Kilometer 200-250) sind schräg verlaufende Konversionen bei 4-8 s sichtbar. Die Sedimentschichten im Bereich des Focsani Beckens zeichnen sich im RF-Profil deutlich ab. Dies ist besonders gut in der migrierten Sektion zu erkennen. Die weitere Diskussion erfolgt in Kapitel 7.

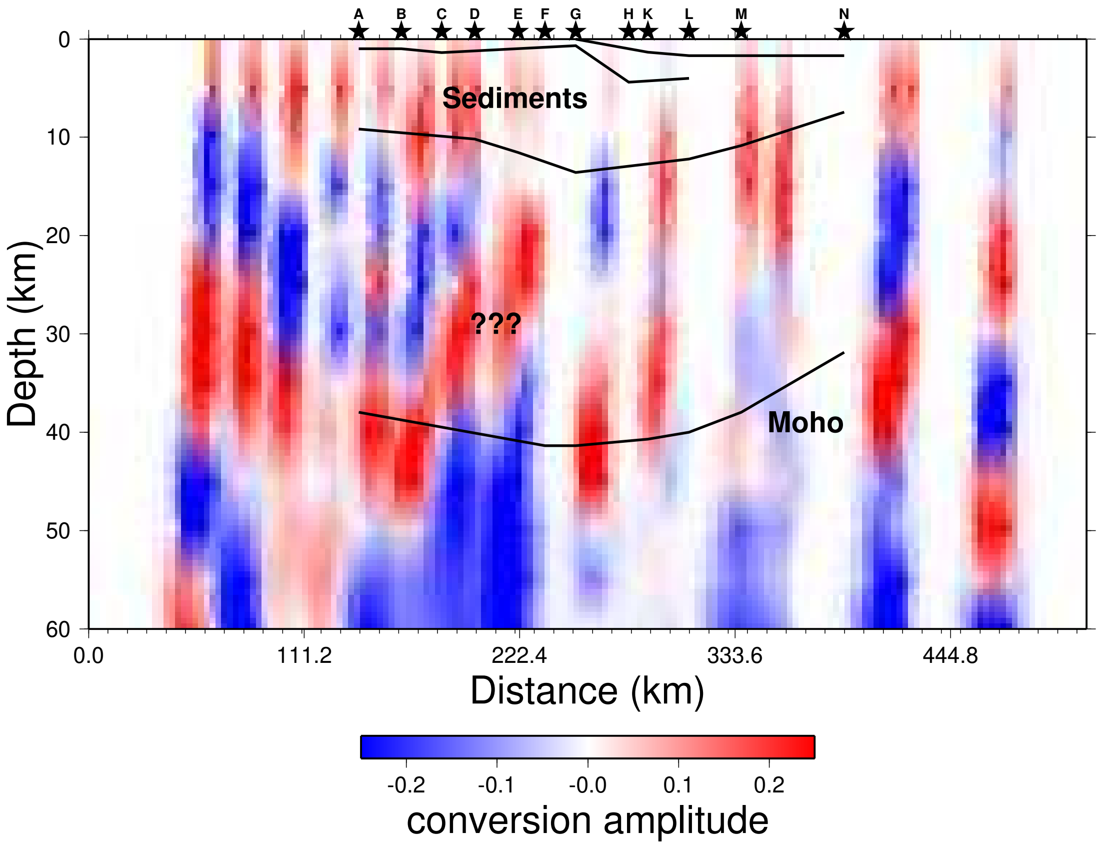

Abbildung 6.13: Migrierte RF entlang des Profils ’99. Verwendet wurde ein gemitteltes Geschwindigkeitsprofil nach Hauser et al. (2001). Eingezeichnet sind zusätzlich die Schusspunkte von *VRANCEA99* und der vereinfachte Verlauf des Krustenmodells nach Hauser et al. (2001). Schusspunkte und Struktur wurden auf das Profil entsprechend Abbildung 6.11 projiziert. Konversion beim Übergang vom schnellen zum langsamen Medium entspricht einer Amplitude > 0 (rot), im umgekehrten Fall ergibt sich eine Amplitude < 0 (blau). Die Stationen MLR und E21 befinden sich zwischen Schusspunkt G und H.

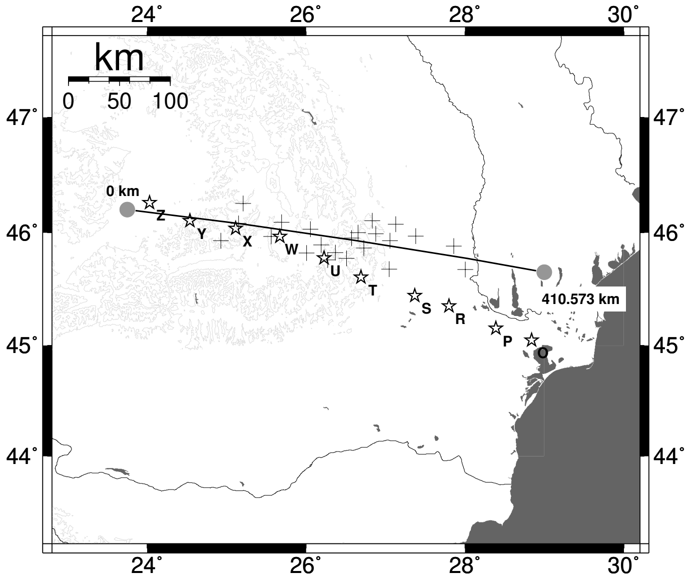

Abbildung 6.14: RF Profil entlang den Schusspunkten des *VRANCEA01*-Experiments. Die Kreuze markieren die verwendeten Stationen (*CALIXTO'99*-Stationen), die Sterne kennzeichnen die Schusspunkte. Das Profil beginnt im Westen (0 km) und endet im Osten (ca. 410 km).

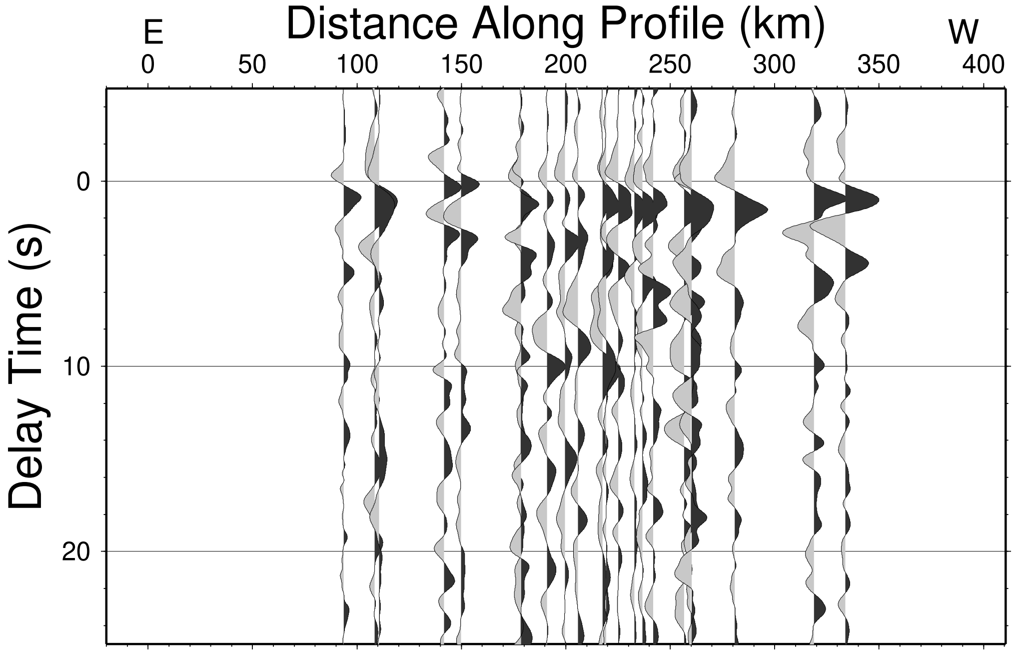

Abbildung 6.15: RF-Sektion des Profils '01 im Zeitbereich. Die Stapelspuren der verwendeten Stationen wurden auf das Profil entsprechend Abbildung 6.14 projiziert.

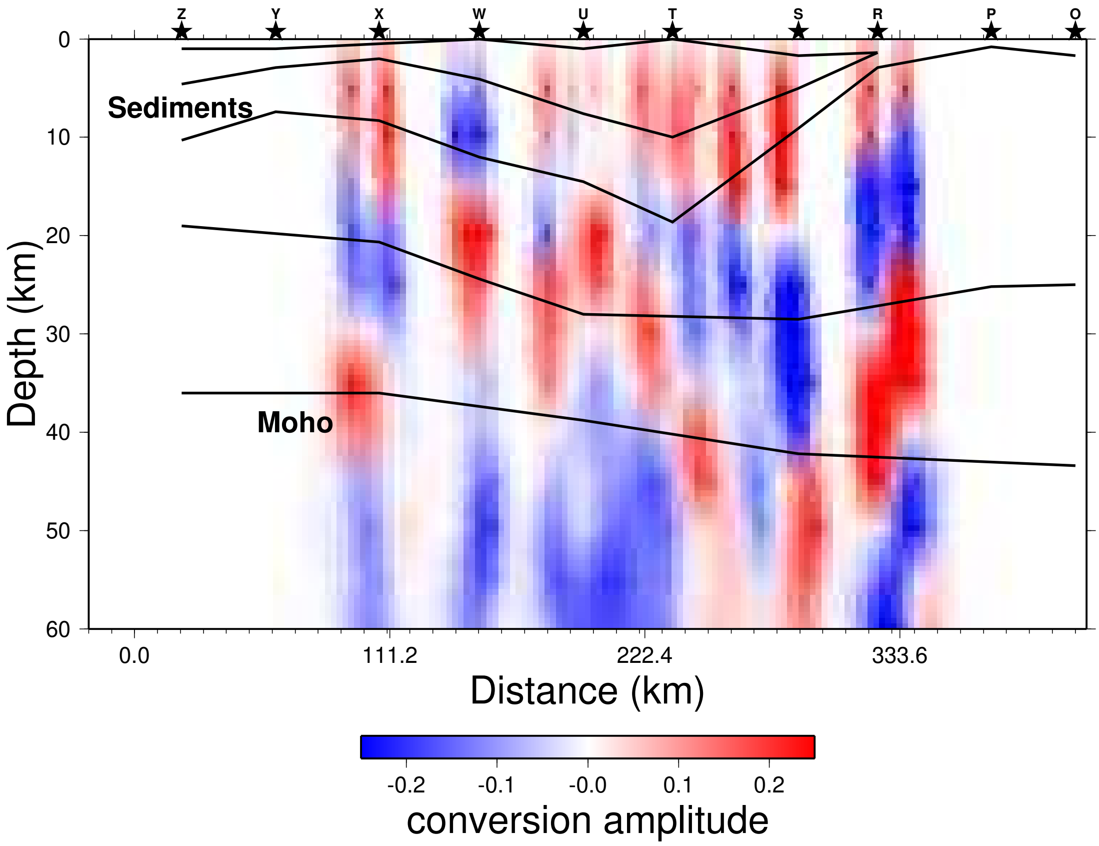

Abbildung 6.16: Migrierte RF entlang des Profils '01. Verwendet wurde ein gemitteltes Geschwindigkeitsprofil nach Hauser et al. (2001). Eingezeichnet sind zusätzlich die Schusspunkte von *VRANCEA01* und der vereinfachte Verlauf des Krustenmodells nach Hauser et al. (2003). Schusspunkte und Struktur wurden auf das Profil entsprechend Abbildung 6.14 projiziert. Konversion beim Übergang vom schnellen zum langsamen Medium entspricht einer Amplitude > 0 (rot), im umgekehrten Fall ergibt sich eine Amplitude < 0 (blau).

Kapitel 7

Diskussion und Interpretation

Zum Abschluß sollen die Ergebnisse aus Kapitel 5 und 6 nun diskutiert und interpretiert werden. Für die Ergebnisse der *GEOFON*-Station MLR wurden bereits in Kapitel 5 erste Modelle entwickelt. Diese werden in den folgenden Abschnitten mit den Resultaten aus Kapitel 6 verglichen. Im ersten Teil folgt zunächst eine kurze Wiederholung der Ergebnisse von Station MLR. Anschließend werden die Resultate der H-κ-Inversion, der Wellenformmodellierung und der RF-Profile aus der Analyse der *CALIXTO'99*-Stationen besprochen. Zudem werden die Ergebnisse der RF-Analyse in Abbildung 7.2 mit dem Moho-Modell nach Răileanu, Hauser, Martin und Ritter (pers. Mitteilung) verglichen.

Ergebnisse der Station MLR

Die H-κ-Inversion ergibt sowohl für den *CALIXTO'99*-Registrierzeitraum, als auch für Gesamtdatensatz eine Mohotiefe von ca. 45 bis 46 km unterhalb der Station MLR. Die Inversion liefert gleichzeitig ein mittleres v_P/v_S-Verhähltnis κ von ca. 1.79 innerhalb der Kruste. Die Tiefenlage der Moho wird durch die Modellierung der Wellenform bestätigt. Dabei zeigen beide Werte H und κ eine gute Übereinstimmung mit dem Modell von Răileanu et al. (1998). Allerdings scheint die Mohotiefe in der RF-Analyse etwas flacher zu liegen als in diesem Modell.
Im Vergleich mit den Modellen aus den refraktionsseismischen Experimenten *VRANCEA99* und *VRANCEA01* ergibt die RF-Analyse in diesem Bereich der Karpaten eine geringfügig tiefere Moho. Betrachtet man die Ergebnisse der *CALIXTO'99*-Stationen in Abbildung 6.6 bzw. 7.2, dann fällt auf, dass die Moho unterhalb MLR die größte Tiefe der Region erreicht. Dieses Ergebnis wird zudem von der *CALIXTO'99*-Station E21 bestätigt.
Die Auswertung des Datensatzes dieser Station von 1996 bis 2002 wirft hingegen einige Fragen auf. Bei der azimutalen Anordung der RF ist ein deutlicher Zeitversatz im Backazimuth-Bereich von ca. 70°-180° sichtbar (vgl. Abbildung 5.10). In Kapitel 5 wurden bereits mehrere Möglichkeiten zur Erklärung diskutiert. Ordnet man der Phase um ca. 6 s die Konversion an der Moho zu und geht zudem von einem strukturellen Effekt aus, dann sind für den Zeitversatz von 6 s auf 4 s u.a. drei Modelle denkbar:

Sprung der Moho von ca. 45 auf ca. 30 km Tiefe, im BAZ-Bereich $> 70°$ ist eine scharfe Conrad-Diskontinuität sichtbar, oder aber die Phase um 4 s wird beim Übergang in eine tiefe Sedimentstruktur (z.B. Focsani Becken) erzeugt. Es folgt nun eine Diskussion dieser Modelle.

Zunächst erkennt man in Abbildung 5.15b, dass ein Startmodell mit einer Moho in 30 km Tiefe keine eindeutige Anpassung an die RF-Wellenform ergibt. Zudem erklärt dieser postulierte Sprung der Mohotiefe nicht das Fehlen der multiplen Moho-konvertierten Phasen. Das *VRANCEA99*-Modell zeigt in dieser Region zwischen Schusspunkt E, G und H eine Moho in ca. 40 km Tiefe (vgl. Abbildung 2.7). Aus dem *VRANCEA01*-Modell entnimmt man sogar eine Zunahme der Mohotiefe in Richtung Osten. Das Modell eines Mohosprungs von 45 auf 30 km steht also im völligen Widerspruch zu den refraktionsseismischen Ergebnissen und ist deshalb zu verwerfen.

Das Modell einer scharfen Conrad-Diskontinuität kann durch die Modellierung der RF-Wellenform in Abbildung 5.15a ebenfalls weder eindeutig bestätigt noch ausgeschlossen werden. Das *VRANCEA99*-Modell zeigt zwischen Schusspunkt E, G und H durchaus die Conrad-Diskontinuität als einen v_P-Sprung von 6.7 auf 6.2 km/s in ca. 30 km Tiefe (vgl. Abbildung 2.7). Dieser Geschwindigkeitskontrast sollte demnach im Vergleich zur Moho geringere Konversionamplituden zur Folge haben. Allerdings erreicht die Phase um 4 s, mit der Moho-konvertierten Phase vergleichbare Amplituden (vgl. Abbildung 5.10). Außerdem läßt sich mit diesem Modell nicht das Fehlen der Mohophase und deren Multiplen erklären.

In Übereinstimmung mit den refraktionsseismischen Ergebnissen liefert das Modell der tiefen Sedimentstrukturen im Bereich des Focsani Beckens wohl die beste Erklärung für diesen azimutalen Effekt. Abbildung 7.1 zeigt die Sedimenmächtigkeiten der Region nach Polonic (1999) und die Standorte der Stationen MLR und E25. Zudem sind die jeweiligen Durchstosspunkte der einfallenden Strahlen und die verschiedenen Backazimuth-Bereiche entsprechend Abbildung 5.12 eingezeichnet. Deutlich erkennbar sind die Beckenstrukturen im Bereich der Vortiefe. Station MLR befindet sich am Rande der südlichen Struktur. Die Verteilung der unterschiedlichen Durchstosspunkte von Station MLR und deren Backazimuth-Bereiche folgen annähernd dieser Struktur. Für dieses Modell kann man die Ankunftszeiten der *Ps*-konvertierten Phase entsprechend Gleichung (3.44) berechnen. Nimmt man für den Bereich der Beckenstruktur eine mittlere P-Wellengeschwindigkeit von ca. 4.5 km/s, eine Mächtigkeit von ca. 20 km und ein etwas erhöhtes v_P/v_S-Verhähltnis an, dann ergeben sich durchaus Laufzeiteffekte zwischen 3.5 und 4 s (vgl. auch Abbildung 3.19). Das Fehlen der Moho-konvertierten Phase und deren Multiplen im BAZ-Bereich $>70°$ könnte in diesem Modell durch die stärkere Dämpfung aufgrund der Sedimente im Becken erklärt werden. Allerdings könnten auch Effekte multipler Phasen flacher Sedimente oder die einfallenden Schichtgrenzen der Beckenstruktur diesen Zeitversatz verursachen.

Zusammenfassend läßt sich sagen, dass der azimutale Effekt durch die Annahme einer tiefen Sedimentschicht im Bereich des Focsani Beckens in Übereinstimmung mit den refraktionsseismischen Ergebnissen erklärt werden kann. Anhand der reinen RF-Wellenform und deren Modellierung sind aber auch andere Modelle denkbar.

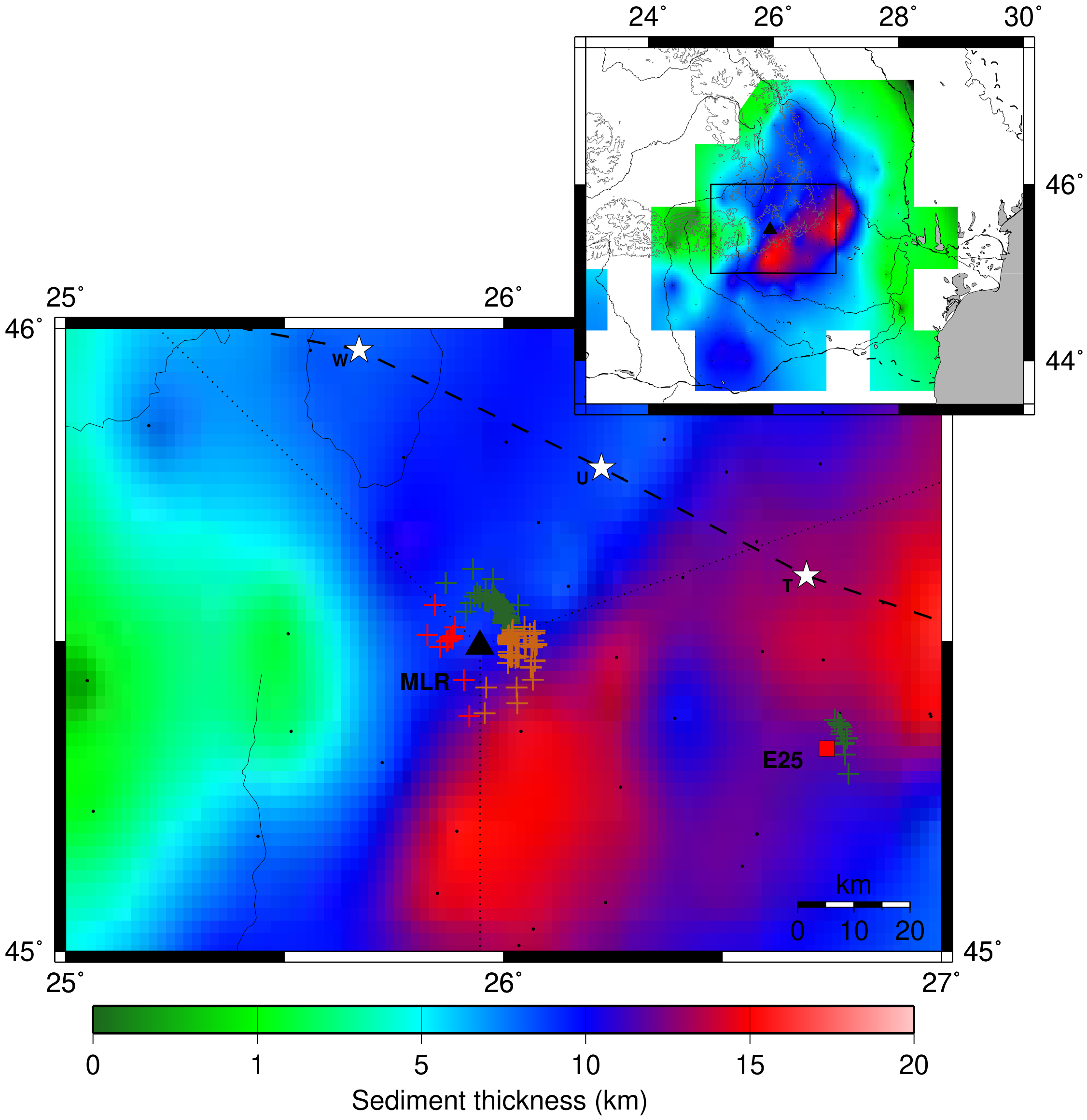

Abbildung 7.1: Abgebildet ist die Lage der Durchstosspunkte der Moho für die Stationen MLR und E25 analog zu Abbildung 5.12. Zusätzlich sind die Sedimentmächtigkeiten nach Polonic (1999) eingezeichnet. Abgebildet sind zudem die verschiedenen Backazimuth-Bereiche. Die Lage des Kartenausschnitts ist in der Übersichtskarte oben rechts eingezeichnet (Rechteck). Station MLR befindet sich am Rand der südlichen Beckenstruktur. Durchstosspunkte mit BAZ >70° liegen annähernd auf dem Becken. Station E25 befindet sich dagegen am Rand des Focsani Beckens.

Ergebnisse der CALIXTO'99-Stationen

Im Zusammenhang mit dem vorherigen Abschnitt sollten zunächst zwei Stationen besondere Aufmerksamkeit erhalten: Station E21 in unmittelbarer Nähe von MLR und die südöstlich von MLR gelegenen Station E25. E21 bestätigt die Ergebnisse der H-κ-Inversion an MLR. Man erhält für MLR und E21 nahezu identische Resultate (vgl. Tabelle 6.1). Station E25 zeigt ähnliche Effekte wie MLR im BAZ-Bereich >70°. Die H-κ-Inversion zeigt eine Konversionsschicht in einer Tiefe von rund 30 km (vgl. Abbildung 6.2b). Auch in diesem Fall stellt sich die Frage, wodurch diese konvertierte Phase erzeugt wird. Die mögli-

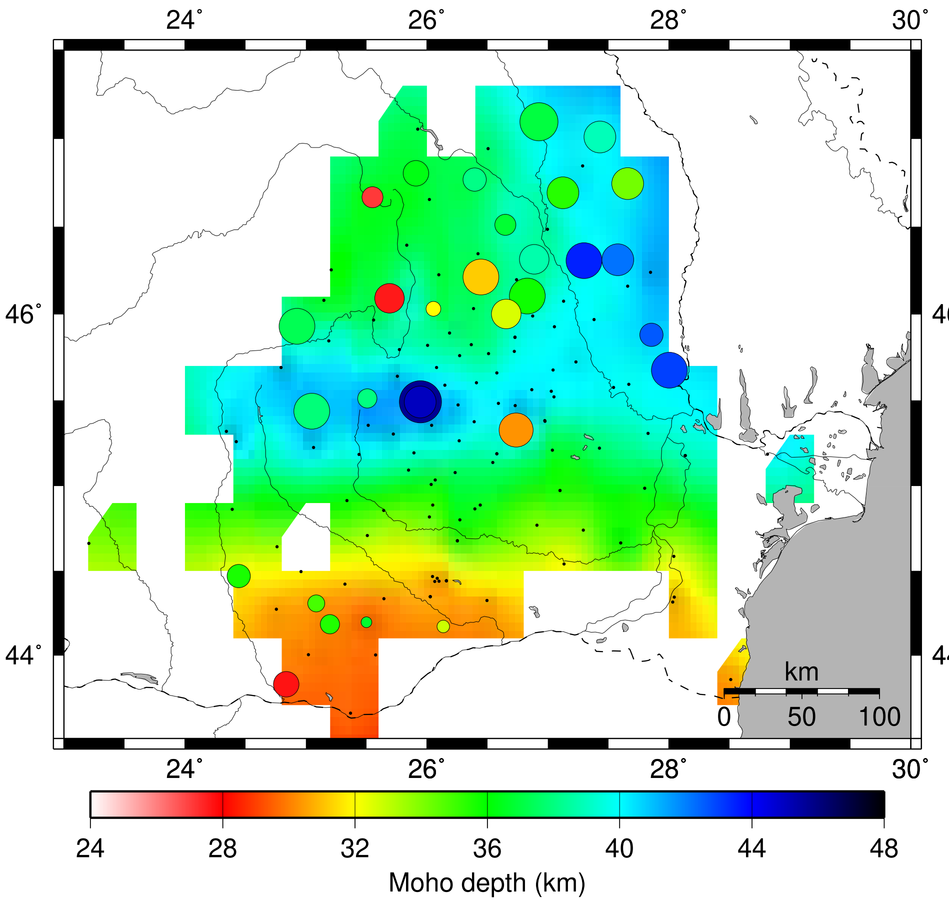

Abbildung 7.2: Vergleich der Ergebnisse aus der RF-Analyse mit bisherigen Modellen. Dargestellt sind die Mohotopograghie nach Răileanu, Hauser, Martin und Ritter (pers. Mitteilung) und die Ergebnisse der H-κ-Inversion entsprechend Abbildung 6.6 (Kreise). Für einen Teil der Stationen ergibt sich eine akzeptable Übereinstimmung. Andere zeigen deutliche Diskrepanzen zu den bisherigen Modellen.

chen Modelle sind identisch mit denen des vorherigen Abschnitts. Die Modellierung der RF ergab kein eindeutiges Ergebnis (siehe Abbildung 6.8). Aus Abbildung 7.1 entnimmt man die Lage der Station E25 in Bezug auf das refraktionsseismische Profil *VRANCEA01*. E25 befindet sich also ebenfalls im Bereich des Focsani Beckens. Die konvertierte Phase kann damit wiederum, statt einer flachen Moho, den tiefen Sedimenten in dieser Region zugeschrieben werden.

Die gezeigten Beispiele verdeutlichen, wie schwierig sich die Interpretation der Ergebnisse gestaltet. Die Resultate der H-κ-Inversion sind deshalb dahingehend zu verstehen, dass sie zunächst lediglich die ungefähre Lage der dominanten Konversionsschicht wiedergeben. Die Frage, ob es sich tatsächlich um die Moho handelt, kann nicht in jedem Fall eindeutig geklärt werden.

Es sollten daher alle Ergebnisse einer Überprüfung durch RF-Modellierung unterzogen werden. Allerdings ergeben die Beispiele in Abbildung 6.8, 6.9 und 6.10 nur teilweise eindeutige Aussagen. Generell stellt man fest, dass die Modellierung komplizierter RF-Wellenformen selten zu eindeutigen Ergebnissen führt (vgl. Abschnitt 6.3). Die Ergebnisse der H-κ-Inversion in Abbildung 6.6 und 6.7 sollten deshalb unter Vorbehalt betrachtet werden.

Abbildung 6.6 zeigt allerdings, dass die größte Mohotiefe unterhalb der Station MLR bzw. E21 zu finden ist. In dieser Region des Karpatenbogens besitzt die Kruste scheinbar die maximale Mächtigkeit. Neben E25 ergeben sich im Bereich des Karpatenbogens zudem für E13, C03, S07, E02 und E05 Konversionschichten um die 30 km Tiefe. Ob es sich in diesen Fällen um die Moho oder einen anderweitigen Geschwindigkeitskontrast handelt, konnte nicht eindeutig geklärt werden. Vergleicht man den Verlauf der Moho mit dem Ergebnis des *VRANCEA99*-Modells in Abbildung 2.7, dann ist übereinstimmend eine leichte Abnahme der Mohotiefe in Richtung Norden erkennbar. Im Bereich der Osteuropäischen Plattform werden hingegen Mohotiefen um ca. 40 km erreicht.

Im Südosten des Netzwerkes erbrachte die H-κ-Inversion nahezu keine Ergebnisse. Lediglich im südlichen Teil des Netzwerks konnten für 6 Stationen die Mohotiefe und κ bestimmt werden. In dieser Region deutet sich ebenfalls eine Abnahme der Mohotiefe an. Für die südlichste Station A20 ergibt sich eine Mohotiefe von ca. 27 km. Die schlechten Resultate im Bereich zwischen Buzau und Bukarest könnten durch das Einfallen der Moho in dieser Region (vgl. Abbildung 2.7) verursacht sein.

Der Vergleich der Mohotiefen aus den Ergebnissen der H-κ-Inversion mit bisherigen Modellen der Mohotopographie (nach Răileanu, Hauser, Martin und Ritter (pers. Mitteilung)) ist in Abbildung 7.2 gezeigt. Für einen Teil der Stationen ergibt sich eine akzeptable Übereinstimmung. Andere zeigen deutliche Diskrepanzen zu den bisherigen Modellen. Vor allem die geringen Mohotiefen der Stationen E25, E13, C03, S07, E02 und E05 deuten darauf hin, dass in diesen Fällen, die resultierenden Konversionsschichten nicht der Moho zuzuornen sind.

Aus dem v_p/v_s-Verhältnis erhält man u.a. Informationen über die Zusammensetzung der Kruste (z.B. Musacchio et al. (1997)). Allerdings streuen die Ergebnisse für die jeweiligen v_p/v_s-Verhältnisse in Abbildung 6.7 ebenfalls sehr stark. Ein einheitlicher Trend ist kaum erkennbar. Lediglich die erhöhten Werte der Stationen E25, E05, E03, A06 und A04 und F01 folgen annähernd dem Bereich der Vortiefe. Diesen erhöhten Wert kann man als Effekt der Sedimente interpretieren. Darüber hinaus könnten beispielsweise auch ein erhöhter Wassergehalt des Gesteins oder eine einfallende Moho in dieser Region für die großen κ-Werte verantwortlich sein. Im letzterem Fall ist die Voraussetztung einer ebenen Schichtung verletzt, und die Ergebnisse der H-κ-Inversion weichen vom "wahren" Wert ab.

Ergebnisse RF-Profile

Die RF-Profile in Abschnitt 6.4 sind vor allem durch die lateral sehr unterschiedlichen und komplizierten RF-Wellenformen gekennzeichnet. Die Unterscheidung zwischen "wahrer" Struktur und den multiplen Phasen ist nicht immer eindeutig möglich und deshalb ist die Interpretation der Profile sowohl im Zeit- als auch im Tiefenbereich sehr schwierig. Da beide Bereiche im wesentlichen die gleiche Struktur wiedergeben, beschränken wir uns in diesem Abschnitt auf die Diskussion der tiefenmigrierten Sektionen.
Das RF-Profil entlang den *VRANCEA99*-Schusspunkten in Abbildung 6.13 deutet im Norden eine einfallende Moho in Übereinstimmung mit dem refraktionsseismischen Modell an. Allerdings beobachtet man eine gleichzeitige Absenkung der Sedimente in den oberen 10 km. Nach Abbildung 3.19 ist es durchaus möglich, dass die eigentliche Moho von multiplen Phasen der Sedimente überlagert wird. Zwischen Schusspunkt C und G ist wiederum eine Konversionsschicht in ca. 20 bis 30 km Tiefe sichtbar. Dieser Effekt kann ebenfalls dem Focsani Becken zugeordnet werden. Im verwendeten, gemittelten Geschwindigkeits-Tiefenmodell sind die tiefen Sedimentstrukturen nicht berücksichtigt. Daher erscheint diese Konversionsschicht eventuell tiefer als sie ist. Eine Moho um 40 km Tiefe ist in diesem Bereich nicht sichtbar. Möglicherweise wird die entsprechende Phase durch die starken Sediment-Multiplen ausgelöscht. Die Ergebnisse der Stationen MLR und E21 zwischen Schusspunkt G und H zeigen dagegen ein gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen des refraktionsseismischen Modells. Richtung Süden ergeben sich aufgrund der größeren Stationsabstände einige Lücken. Die Stationen zwischen Schusspunkt M und N enthalten neben der Sedimentphase nur geringe Konversionsamplituden. Danach zeichnet sich eine erneute Verringerung der Mohotiefe ab. Im Gegensatz zur Moho zeigt die Sedimentstruktur der oberen 10 bis 15 km insgesamt eine bessere Übereinstimmung mit den *VRANCEA99*-Ergebnissen. Beachten sollte man, dass zur Migration lediglich ein gemitteltes 1D-Geschwindigkeits-Tiefenmodell verwendet werden konnte, die Region allerdings starke laterale Variationen aufweist.
Das zweite RF-Profil in Abbildung 6.16, welches entlang den *VRANCEA01*-Schusspunkten verläuft, ergibt ein ähnliches Ergebnis. Ein einheitlicher Trend der Mohotiefe ist nicht erkennbar, lediglich im Westen zeichnet sich eine Moho im Bereich von ca. 37 km ab. Der überwiegende Teil des Profils zeigt eine unregelmäßige Verteilung der Konversionsschichttiefen. Betrachtet man allerdings die oberen 20 km, dann erkennt man andeutungsweise die tiefen Sedimente des Focsani Beckens zwischen Schusspunkt S und U. Mit diesem Modell lassen sich beispielsweise die tiefen Strukturen unter Schusspunkt S bei ca. 50 km erklären. Ein Vergleich mit Abbildung 3.19 ergibt, dass diese Phasen wiederum als Multiple des tiefen Sedimentbeckens interpretiert werden können. Das Fehlen einer Moho in großen Teilen der beiden RF-Profile kann also durch den starken Einfluß der Sedimente und deren multiplen Phasen erklärt werden.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Zur Untersuchung der Krustenstruktur Südost-Rumäniens wurden in der vorliegenden Arbeit teleseismische Receiver Funktionen analysiert. Diese Methode beruht auf der Konversion zwischen P- und SV-Wellen an Geschwindigkeitskontrasten. Die Berechnung der RF besteht im Wesentlichen aus der Trennung der Wellenkomponenten (Rotation) und der Entfernung der Quellfunktion (Dekonvolution). Die RF können danach mit verschiedenen Verfahren analysiert werden. In dieser Arbeit wurde neben der simplen Stapelung der laufzeitkorrigierten (Moveout-Korrektur) RF die H-κ-Inversion nach Zhu und Kanamori (2000), die Modellierung der Wellenformen und die Tiefenmigration entlang vertikaler Profile durchgeführt.
Der hierfür verwendete Datensatz setzt sich aus den 110 *CALIXTO'99*-Stationen (ca. halbes Jahr Registrierzeitraum) und der permanenten *GEOFON*-Station MLR zusammen. Letztere Station wurde sowohl für den Registrierzeitraum des *CALIXTO'99*-Experiments, als auch für den Zeitraum von 1996 bis 2002 ausgewertet. Der Vergleich der Ergebnisse zeigt, dass die Aufzeichnungsdauer des *CALIXTO'99*-Experiments für stabile Resultate ausreichend ist.
Die Ergebnisse dieser Analysen ergaben eine Moho unterhalb der Karpaten bei Station MLR und E21 in 45.7 $\pm$ 1.5 km bzw. 45.0 $\pm$ 1.7 km Tiefe und ein mittleres v_P/v_S-Verhähltnis von 1.79 $\pm$ 0.04 bzw. 1.79 $\pm$ 0.05 innerhalb der Kruste.
Die Auswertung des Gesamtdatensatzes von Station MLR zeigt deutliche azimutale Effekte im BAZ-Bereich von ca. 70°. Diese sind durch verschiedene strukturelle Modelle erklärbar. In Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus den refraktionsseismischen Experimenten könnte dieser Effekt beispielsweise durch die tiefreichenden Sedimente im Bereich des Focsani Beckens verursacht sein.
Zudem scheint der Einfluss der Sedimente auf die RF-Wellenformen in der ganzen Region sehr stark zu sein. Beispiele einzelner *CALIXTO'99*-Stationen ergeben, dass die aus der H-κ-Inversion resultierenden Konversionsschichten nicht immer eindeutig der Moho zuzuordnen sind. Außerdem verhindern die komplizierten RF-Wellenformen, welche vermutlich in den Sedimenten erzeugt werden, in vielen Fällen eine Überprüfung durch die Wellenform-Modellierung.
Für 29 *CALIXTO'99*-Stationen und die *GEOFON*-Station MLR ergab die H-κ-Inversion

akzeptable Ergebnisse. Aufgrund der oben genannten Gründe, sollten diese aber unter gewissen Vorbehalten betrachtet werden.
Die Ergebnisse der RF-Profile sind ebenfalls nur bedingt aussagekräftig. Die Ursache hierfür ist erneut in den komplizierten RF-Wellenformen, verursacht durch starke Sedimenteinflüsse, zu suchen. Allerdings zeigt die Diskussion auch, dass der Großteil der konvertierten Phasen in den tiefenmigrierten Sektionen den jeweiligen Sedimentschichten und deren Multiplen zuzuordnen ist.

Literaturverzeichnis

[1] K. Aki and P. G. Richards. *Quantitative Seismology, Theory and Methods*, volume I. W. H. Freeman and Company, 1980.

[2] K.P. Bonjer, M. C. Oncescu, M. Rizescu, D. Enescu, L. Driad, M. Radulian, C. Ionescu, and T. Moldoveanu. Source- and site-parameters of the April 28, 1999 intermediate depth Vrancea earthquake: First results from the new K2 network in Romania. In *Book of Abstracts and Papers*, page 53, Lisbon, 2000. XXVII Gen. Ass. Europ. Seism. Comm.

[3] M. Budweg. *Der obere Mantel in der Eifel-Region untersucht mit der Receiver Function Methode*. PhD thesis, Universität Potsdam, 2002.

[4] K. G. Dueker and A. F. Sheehan. Mantle discontinuity structure from midpoint stacks of converted P to S waves across the Yellowstone hotspot track. *J. Geophys. Res.*, 102(B4):8313–8327, 1997.

[5] D. Enescu, D. Danchiv, and A. Bala. Lithosphere structure in Romania II. Thickness of the Earth crust. Depth-dependent propagation velocity curves for the P and S waves. *Stud. Cercet. Geol. Geofiz. Geogr.*, Geofiz. 30:3–19, 1992.

[6] G. Fan, T.C. Wallace, and D. Zhao. Tomographic imaging of deep velocity structure beneath the Eastern and Southern Carpathians, Romania: implications for continental collision. *J. Geophys. Res.*, 103(B2):2705–2723, 1998.

[7] V. Farra and L. Vinnik. Upper mantle stratification by P and S receiver functions. *Geophys. J. Int.*, 141:699–712, 2000.

[8] K. Fuchs, K.P. Bonjer, G. Bock, I. Cornea, C. Radu, D. Enescu, D. Jianu, A. Nourescu, G. Merkler, T. Moldoveanu, and G. Tudorache. The Romanian earthquake of March 4. 1977 II. Aftershocks and migration of seismic activity. *Tectonophysics*, 53:225–247, 1979.

[9] K. Fuchs and G. Müller. Computation of synthetic seismograms with the reflectivity method and comparison with observations. *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, 23:417–433, 1971.

[10] R. Girbacia and W. Frisch. Slab in the wrong place: Lower lithospheric mantle delamination in the last stage of the Eastern Carpathian subduction retreat. *Geology*, 1998. in press.

[11] J. Gossler, R. Kind, S. Sobolev, H. Kämpf, K. Wylegalla, M. Stiller, and TOR Working Group. Major crustal features between the Harz mountains and the Baltic Shield derived from receiver functions. *Tectonophysics*, 314:321–333, 1999.

[12] S. Grunewald, M. Weber, and R. Kind. The upper mantle under Central Europe: indications for the Eifel plume. *Geophys. J. Int.*, 147:590–601, 2001.

[13] N.A. Haskell. Crustal reflections of plane P and SV waves. *J. geophys. Res.*, 67:4751–4767, 1962.

[14] F. Hauser, V. Raileanu, W. Fielitz, A. Bala, C. Prodehl, G. Polonic, and A. Schulze. VRANCEA99 - The crustal structure beneath the southeastern Carpathians and the Moesian Platform from a seismic refraction profile in Romania. *Tectonophysics*, 340:233–256, 2001.

[15] F. Hauser, V. Raileanu, M. Landes, A. Bala, C. Prodehl, and W. Fielitz. Properties of the eastern Carpathian Lithosphere, derived from two seismic refraction surveys in Romania - Part 1. In *Geophysical Research Abstracts*, volume 5, 03359. European Geophysical Society, 2003.

[16] F. Horváth. Towards a mechanical model for the formation of the Pannonian basin. *Tectonophysics*, 226:333–357, 1993.

[17] R. Jiricek. Tectonic development of the Carpathian arc in the Oligocene and Neogene. In M. Mahel, editor, *Tectonic profiles through the Western Carpathians*, pages 205–214. Geol. Inst. Dionyz Stur, Bratislava, 1979.

[18] B. L. N. Kennett, editor. *IASPEI 1991 Seismological Tables.* Research School of Earth Sciences, Australian National University, 1991.

[19] R. Kind, G. L. Kosarev, and N. V. Petersen. Receiver functions at the stations of the German Regional Seismic Network (GRSN). *Geophys. J. Int.*, 121:191–202, 1995.

[20] R. Kind and L. Vinnik. The upper-mantel discontinuities underneath the GRF array from P-to-S converted phases. *J. Geophys. Res.*, 62:138–147, 1988.

[21] M. Koch. A numerical study on the determination of the 3-D structure of the lithosphere by linear and non-linear inversion of teleseismic travel times. *Geophys. J.R. astr. Soc.*, 80:73–93, 1985.

[22] C. Langston. Evidence for the Subducting Lithosphere Under Southern Vancouver Island and Western Oregon from Teleseismic P Wave Conversion. *J. Geophys. Res.*, 86(B5):3857–3866, 1981.

[23] T. Lay and T. C. Wallace. *Modern Global Seismology.* Academic Press Inc., 1995.

[24] X. Li. *A Receiver Function Study of the Northwest Pacific Subduction Zone and the Hawaiian Mantle Plume.* PhD thesis, Freie Universität Berlin, 2000.

[25] X. Li, S. V. Sobolev, R. Kind, X. Yuan, and Ch. Estabrook. A detailed receiver function image of the upper mantle discontinuities in the japan subduction zone. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 183:527–541, 2000.

[26] F.P. Lorenz, M. Martin, B. Sperner, F. Wenzel, and M. Popa. Teleseismic travel-time tomography of the compressional-wave velocity structure in the Vrancea zone, Romania. San Francisco, 1997. AGU Fall Meeting.

[27] M. Martin, U. Achauer, E. Kissling, V. Mocanu, G. Musacchio, M. Radulian, F. Wenzel, and CALIXTO Working Group. First Results from the tomographic experiment CALIXTO'99 in Romania. In *Geoph. Res. Abstr. Vol 3*, SE1.02. EGS, 2001.

[28] E. Márton and L. Fodor. Combination of paleomagnetic and stress data - a case study from Northern Hungary. *Tectonophysics*, 242:99–114, 1995.

[29] K. McCamy, R. Meyer, and T. J. Smith. Generally Applicable Solutions of Zoeppritz Amplitude Equations. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 52(4):923–955, 1962.

[30] G. Musacchio, W.D. Mooney, J.H. Luetgert, and N.I. Christensen. Composition of the crust in the Grenville and Appalachian Provinces of North America inferred from Vp/Vs ratios. *J. Geophys. Res.*, 102(B7):15225–15241, 1997.

[31] M.C. Oncescu and K.P. Bonjer. A note on the depth recurrence and strain release of large Vrancea earthquakes. *Tectonophysics*, 272:291–302, 1997.

[32] M.C. Oncescu, V. Bulacu, M. Anghel, and V. Smalbergher. Three-dimensional P-wave velocity image under the Carpathian Arc. *Tectonophysics*, 106:305–319, 1984.

[33] T. J. Owens, G. Zandt, and S. R. Taylor. Seismic Evidence for an Ancient Rift Beneath the Cumberland Plateau, Tennessee: A Detailed Analysis of Broadband Teleseismic P Waveforms. *J. Geophys. Res.*, 89(B9):7783–7795, 1984.

[34] A. Plešinger, M. Hellweg, and D. Seidl. Interactive high-resolution polarization analysis of broad-band seismograms. *J. Geophys.*, 59:129–139, 1986.

[35] G. Polonic. Structure of the crystalline basement in Romania. *Rev. Roum. Géophisique*, 40:57, 1996.

[36] G. Polonic. Geological structural conditions in the foreland area investigated by geothermal studies. internal report, Romanian Acadamy, Institute of Geodynamics, 1999.

[37] St. Pătraşcu, C. Panaiotu, Şeclăman. M., and C.E. Panaiotu. Timing of rotational motion of the Apuseni Mountains (Romania): palemagnetic data from Tertiary magmatic rocks. *Tectonophysics*, 233:163–176, 1994.

[38] D. S. Ramesh, R. Kind, and X. Yuan. Receiver function analysis of the North American crust and upper mantle. *Geophys. J. Int.*, 150:91–108, 2002.

[39] M. Regnier, J.-M. Chiu, R. Smalley, Jr., B. L. Isacks, and M. Araujo. Crustal Thickness Variation in the Andean Foreland, Argentina, from Converted Waves. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 84(4):1097–1111, 1994.

[40] E. A. Robinson. Multichannel z-transforms and minimum-delay. *Geophysics*, 31:482–500, 1966.

[41] L.H. Royden. Late Cenozoic tectonics of the pannonian basin system. *Mem. Am. Ass. Petrol. Geol.*, 45:27–48, 1988.

[42] V. Răileanu, C. Diaconescu, D. Mateciuc, and M. Diaconescu. Velocity crustal models under the romanian telemetered seismological observatories. *Romanian Reports in Physics*, 50(1-2):123–141, 1998.

[43] F. Scherbaum. *Of poles and zeros; Fundamentals of Digital Seismology.* Modern Approaches in Geophysics. Kluwer Academic Publisher, second edition, 2001.

[44] P. M. Shearer. *Introduction to Seismology.* Cambridge University Press, 1999.

[45] R. Sheriff and L. Geldart. *Exploration Seismology*, volume II. Cambridge University Press, 1995.

[46] W.H.F. Smith and P. Wessels. Gridding with continuous curvature splines in tension. *Geophysics*, 55:293–305, 1990.

[47] B. Sperner, F. P. Lorenz, K. P. Bonjer, S. Hettel, B. Müller, and F. Wenzel. Slab break-off - abrupt cut or gradual detachment? New insights from the Vrancea region (SE Carpathians, Romania). *Terra Nova*, 13:172–179, 2001.

[48] B. Sperner and the CRC 461 team. Monitoring of slab detachment in the SE-Carpathians. In F. Wenzel, editor, *Challenges for Earth Sciences in the 21th Century.* Springer, in press.

[49] S. Stäbler. Laufzeittomographie mit teleseismischen S-Wellen im Südosten Rumäniens. Master's thesis, Universität Karlsruhe, 2002.

[50] K. Stammler. SeismicHandler - programmable multichannel data handler for interactive and automatic processing of seismological analysis. *Comp. Geosci.*, 19:135–140, 1993.

[51] B.W. Tichelaar and L.J. Ruff. How good are our best models? Jackknifing, bootstrapping, and earthquake depth. *EOS*, 70(20):593, 605–606, 1989.

[52] M. Van der Meijde, S. Van der Lee, and D. Giardini. Crustal structure beneath broad-band seismic stations in the Mediterranean region. *Geophys. J. Int.*, 152:729–739, 2003.

[53] L. Vinnik. Detection of waves converted from P to SV in the mantle. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 15:39–45, 1977.

[54] F. Wenzel, U. Achauer, D. Enescu, E. Kissling, R. Russo, V. Mocanu, and G. Musacchio. Detailed Look at Final Stage of Plate Break-off is Target of Study in Romania. *EOS*, 79(48), 1998.

[55] M. J. R. Wortel and W. Spakman. Subduction and Slab Detachment in the Mediterranean-Carpathian Region. *Science*, 290:1910–1917, 2000.

[56] Ö. Yilmaz. *Seismic Data Processing.* Society of Exploration Geophysicists, 1987.

[57] X. Yuan, J. Ni, R. Kind, J. Mechie, and E. Sandvol. Lithospheric and upper mantle structure of southern Tibet from a seismological passive source experiment. *J. Geophys. Res.*, 102(B12):27,491–27,500, 1997.

[58] X. Yuan, S.V. Sobolev, R. Kind, O. Oncken, G. Bock, G. Asch, B. Schurr, F. Graeber, A. Rudloff, W. Hanka, K. Wylegalla, R. Tibi, Ch. Haberland, A. Rietbrock, P. Giese, P. Wigger, P. Röwer, G. Zandt, S. Beck, T. Wallace, M. Pardo, and D. Comte. Subduction and collision processes in the Central Andes constrained by converted seismic phases. *Nature*, 408:958–961, 2000.

[59] L. Zhu and H. Kanamori. Moho depth variation in southern California from teleseismic receiver functions. *J. Geophys. Res.*, 105(B2):2969–2980, 2000.

[60] K. Zoeppritz. Erdbebenwellen VII. VIIb. Über Reflexion und Durchgang seismischer Wellen durch Unstetigkeitsflächen. *Nachrichten der Königlichen Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen. Mathematich-physikalische Klasse*, pages 66–84, 1919.

Anhang A

Anhang

A.1 Liste der verwendeten CALIXTO'99 Stationen

Nr.	Station	Länge [°]	Breite [°]	Höhe [m]	System	Sensor	Periode [s]
1	A02	27.430	47.0108	414.00	R	G-3T	100
2	A03	27.288	46.8468	229.50	R	Mark	1
3	A04	27.125	46.6938	238.66	R	Mark	1
4	A05	26.997	46.4862	187.00	G	3ESP	30
5	A06	26.887	46.3148	421.00	R	Mark	1
6	A07	26.742	46.1978	276.20	R	Mark	1
7	A08	26.572	45.9518	632.25	R	Mark	1
8	A09	26.188	45.8912	595.66	P	Mark	1
9	A10	26.271	45.7603	1026.00	R	G-3T	100
10	A12	25.893	45.1942	446.66	R	STS-2	120
11	A15	25.643	44.8570	225.57	P	Mark	1
12	A16	25.508	44.7093	220.40	P	Mark	1
13	A18	25.198	44.1840	121.80	P	Mark	1
14	A20	24.838	43.8250	127.40	P	Mark	1
15	B02	25.559	45.9652	426.75	R	Mark	1
16	B09	26.976	45.3792	247.28	R	Mark	1
17	C01	25.925	47.0545	591.50	R	Mark	1
18	C03	25.551	46.6685	716.83	R	G-3T	100
19	C05	25.210	46.2547	721.00	R	Mark	1
20	C06	25.148	46.0793	588.80	R	Mark	1
21	C07	24.926	45.9288	537.60	R	Mark	1

Tabelle A.1: Liste der verwendeten CALIXTO'99 Stationen - Teil I.
R: RefTek, **P**: PDAS 100, **G**: Guralp SAM, **XT**: MiniTitan.

Nr.	Station	Länge [°]	Breite [°]	Höhe [m]	System	Sensor	Periode [s]
22	D01	24.425	45.2602	471.66	P	Mark	1
23	D04	24.391	44.8635	399.66	R	G-3T	100
24	D06	24.762	44.6427	208.50	R	G-40T	30
25	D07	24.445	44.4700	166.60	P	Mark	1
26	D10	24.960	44.4960	192.40	P	Mark	1
27	D11	24.756	44.2735	178.66	P	Mark	1
28	D12	25.086	44.3080	140.60	P	Mark	1
29	D14	25.644	44.3357	126.00	P	Mark	1
30	D15	25.501	44.1960	122.50	R	STS-2	120
31	E02	26.446	46.2132	493.80	R	Mark	1
32	E03	26.831	46.1033	370.33	R	G-40T	30
33	E04	27.130	46.0733	226.80	R	Mark	1
34	E05	26.656	46.0002	528.40	R	Mark	1
35	E06	26.875	45.9890	334.50	R	Mark	1
36	E07	27.054	45.9273	314.00	R	Mark	1
37	E11	27.044	45.6765	344.66	R	Mark	1
38	E13	26.055	46.0297	625.20	R	Mark	1
39	E15	26.006	45.8190	562.85	P	Mark	1
40	E17	25.508	45.5122	1036.30	R	G-3T	100
41	E18	25.049	45.4370	970.80	P	Mark	1
42	E21	25.945	45.4910	1361.00	G	3ESP	30
43	E22	26.867	45.5618	361.60	R	Mark	1
44	E23	27.050	45.5205	274.60	R	Mark	1
45	E25	26.738	45.3272	303.20	R	G-3T	100
46	F01	26.395	46.7698	242.00	G	3ESP	30
47	F02	26.649	46.5117	88.00	G	3ESP	30
48	F04	27.660	46.7468	265.40	R	Mark	1
49	F05	27.299	46.3073	222.50	R	Mark	1
50	F06	27.579	46.3122	140.25	R	Mark	1
51	F08	27.382	45.9682	132.50	R	Mark	1
52	F09	27.857	45.8803	222.16	R	STS-2	120
53	F10	28.004	45.6760	116.83	R	Mark	1

Tabelle A.2: Liste der verwendeten CALIXTO'99 Stationen - Teil II.
R: RefTek, **P**: PDAS 100, **G**: Guralp SAM, **XT**: MiniTitan.

Nr.	Station	Länge [°]	Breite [°]	Höhe [m]	System	Sensor	Periode [s]
54	L01	26.367	45.8233	1759.00	XT	L3D/20	20
55	L02	26.509	45.7712	1103.20	XT	L3D/20	20
56	S01	26.926	47.0972	238.25	R	Mark	1
57	S02	26.506	46.9453	340.66	R	Mark	1
58	S03	25.909	46.8045	684.50	R	Mark	1
59	S04	26.021	46.6565	1088.60	R	Mark	1
60	S05	25.834	46.3957	672.66	R	Mark	1
61	S07	25.692	46.0903	553.00	R	G-3T	100
62	S08	25.190	45.8453	464.40	R	Mark	1
63	Z05	26.253	44.6775	166.00	G	3ESP	30
64	Z07	27.134	44.5408	50.00	P	Mark	1
65	Z08	27.294	44.7413	66.00	G	3ESP	30

Tabelle A.3: Liste der verwendeten CALIXTO'99 Stationen - Teil III.
R: RefTek, **P**: PDAS 100, **G**: Guralp SAM, **XT**: MiniTitan.

A.2 Parameter der GEOFON-Station MLR

Station	Länge [°]	Breite [°]	Höhe [m]	System	Sensor	Periode [s]
MLR	25.946	45.492	1361.00	Quanterra (Q4126)	STS-2	120

Tabelle A.4: Stationsparameter der GEOFON-Station MLR.

A.3 Liste der verwendeten Erdbeben (CALIXTO'99)

Datum	Herdzeit	Breite [°]	Länge [°]	Tiefe [km]	BAZ [°]	Distanz [°]	m_b
99/05/07	14:13:54.18	56.469 N	152.870 W	20.0	359.501	78.40	5.7
99/05/08	19:44:38.07	45.547 N	151.560 E	65.2	36.005	77.30	6.2
99/05/12	17:59:24.07	43.112 N	143.790 E	103.6	42.059	75.76	5.9
99/05/18	19:52:59.33	5.651 N	123.821 E	18.0	80.674	91.30	5.8

Tabelle A.5: Liste der verwendeten Erdbeben im Zeitraum des *CALIXTO'99*-Experiments - Teil I.

Datum	Herdzeit	Breite [°]	Länge [°]	Tiefe [km]	BAZ [°]	Distanz [°]	m_b
99/07/03	01:43:56.26	47.060 N	123.234 W	48.9	339.569	84.00	5.4
99/07/07	18:52:59.84	49.268 N	155.472 E	42.5	31.569	75.77	6.0
99/07/21	13:46:29.68	4.590 N	97.153 E	163.0	100.580	73.39	5.9
99/08/01	12:47:53.60	51.580 N	176.240 W	48.5	13.970	81.37	5.5
99/08/06	00:32:41.29	50.006 N	156.166 E	38.0	30.756	75.41	5.5
99/08/08	13:45:46.66	85.843 N	81.780 E	14.2	5.115	42.44	4.9
99/08/13	13:05:56.98	43.926 N	149.104 E	47.1	38.435	77.54	5.6
99/08/14	00:16:53.18	5.913 S	104.622 E	98.1	102.416	86.09	6.0
99/08/29	00:46:15.32	3.059 N	65.854 E	10.3	128.682	54.63	5.8
99/09/18	21:28:34.76	51.220 N	157.497 E	60.8	29.330	74.86	5.9
99/09/20	17:47:19.75	23.789 N	120.954 E	31.3	69.822	76.57	6.5
99/09/22	00:14:41.04	23.758 N	121.158 E	29.3	69.712	76.72	6.2
99/09/25	23:52:51.11	23.776 N	121.150 E	23.2	69.704	76.71	6.2
99/09/28	05:00:43.18	54.614 N	168.242 E	22.7	21.747	75.17	5.4
99/10/24	04:21:41.67	44.658 N	149.384 E	25.0	37.818	77.08	6.0
99/11/08	16:45:44.05	36.472 N	71.236 E	225.8	88.898	34.75	6.2

Tabelle A.6: Liste der verwendeten Erdbeben im Zeitraum des *CALIXTO'99*-Experiments - Teil II.

Danksagungen

An erster Stelle möchte ich mich bei Prof. Dr. Wenzel für die Übernahme des Hauptreferates und das zeitaufwendige Korrekturlesen bedanken.
Prof. Dr. Wilhelm danke ich für die Übernahme des Korreferates.

Mein ganz besonderer Dank geht an Dr. Joachim Ritter, auf dessen geduldige Hilfe und Betreung während der gesamten Arbeit stets Verlass war. Durch ihn habe ich nicht nur in Sachen Receiver Funktionen viel gelernt, sondern zudem einen umfassenden Einblick in die Methoden der Seismologie erhalten. Außerdem bedanke ich mich für die unzähligen Korrekturen im Laufe dieser Arbeit.

Bei Wolfram Geissler möchte ich mich sehr herzlich für seine tatkräftige Unterstützung und gedulgige Einführung in die RF-Analysesoftware bedanken. Ohne seine Ratschläge und Hilfe wäre diese Arbeit in ihrer vorliegenden Form nicht möglich gewesen. Zudem bedanke ich mich bei den übrigen Mitarbeitern der Arbeitsgruppe Kind am GFZ, für die Bereitstellung der verwendeten RF-Analysesoftware. Außerdem danke ich Dr. X. Li für die Übersendung ihrer Dissertation.

Michael Martin bin ich für seine stets prompte und geduldige Hilfe bei Problemen jeglicher Art dankbar. Vor allem seine Erfahrung beim Prozessing der *CALIXTO'99*-Daten hat mir sehr viel geholfen.

Dr. Franz Hauser und Dr. Victor Răileanu danke ich für die zahlreichen Anregungen und Hinweise in Sachen Krustenstruktur Südost-Rumäniens.

Bei Petra Knopf bedanke ich mich für ihre ebenfalls stets prompte Hilfe bei zahlreichen Hard- und Softwareproblemen im Laufe dieser Arbeit.
Zudem danke ich Dr. Blanka Sperner, Dr. Franz Hauser und Michael Martin für die Abbildungen, die sie mir für diese Arbeit zur Verfügung gestellt haben.
Sven Stäbler und Michael Tauber danke ich für eine sehr angenehme Büroatmosphäre und für die abwechslungsreichen Spaziergänge zum Spar-Markt.

Meinen Eltern möchte ich für die stetige Unterstützung, Hilfe und Geduld in all den Jahren meiner Ausbildung danken.

Außerdem sollten folgende Personen nicht unerwähnt bleiben, mit denen ich im Laufe des Studiums Höhen und Tiefen vor, während und nach Prüfungen durchlebt habe - Danke: Markus, Alex, Christoph, Uwe und Sonja.

Mein letzter besonderer Dank gilt Doro: Danke für Geduld, Verständnis, Motivation und warme Mahlzeiten, gerade in der Endphase.

Die Berechnung der Ergebnisse und Anfertigung der Abbildungen erfolgte an den HP-Workstations und PCs des Geophysikalischen Instituts der Universität Karlsruhe.
Die Karten und Abbildungen wurden mit den Programmen *GMT* (Smith und Wessels 1990), *Matlab* und *CorelDraw* erstellt. Die Arbeit selbst ist in LaTeX geschrieben.

Zur Bearbeitung der aufgezeichneten Daten wurde in dieser Arbeit das Programm *SeismicHandler* von Klaus Stammler (Stammler (1993)) verwendet.

Eidesstattliche Erklärung:

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig und nur mit den angegebenen Hilfsmitteln angefertigt habe.

Karlsruhe, im Juli 2003 Tobias Diehl