

# Kapitel 4

## Methoden

### 4.1 Einführung

Verschiedene Einflüsse bestimmen das am Empfänger registrierte Seismogramm eines Fernbebens: Herdmechanismus, quellnahe Struktur, die Ausbreitung durch das Erdinnere, empfangernahe Struktur und die Antwort des Seismometers (z.B. Aki & Richards [1980]). Zusammen ergeben sie ein komplexes Bild, das vollständig kaum zu interpretieren ist. Abb. 4.1 zeigt als Beispiel ein Erdbeben in Peru, aufgezeichnet in ca.  $92^\circ$  Entfernung von den drei Komponenten einer TRANSALP- Station.

In diesem Abschnitt sollen die beiden Verfahren vorgestellt werden, deren Auswertung Thema der anschließenden Kapitel ist: (I) *Receiver Functions Methode* und (II) *Shear Wave Splitting Analyse*. Sie nutzen jeweils nur einen kleinen Ausschnitt des Seismogrammes (*P*- und *PP*- Koda bzw. *SKS*- Phase) und isolieren aus der Wellenform Informationen über die empfangernahe Struktur. Während bei den *Receiver Funktionen* die Wellenkonversionen von Geschwindigkeitsvariationen im Raum abhängen, ist das beobachtete Aufspalten von Scherwellen eine Folge von Anisotropie, d.h. der Abhängigkeit der Geschwindigkeit von der Richtung.

### 4.2 *Receiver Function-* Methode

Die *RF- Methode* analysiert Konversionen zwischen verschiedenen Wellentypen (Kompressions- oder **P**rimärwellen und Scher- oder **S**ekundärwellen), um mittel- bis großräumige Strukturen im Erdinneren zu identifizieren (z.B. Burdick & Langston [1977], Vinnik [1977]). Anwendungen auf Heterogenitäten im Oberen Mantel und die Bestimmung der Mächtigkeit der Übergangszone haben wichtige Randbedingungen für geodynamische Prozesse z.B. in Subduktionszonen und *Hotspots* geliefert (u.a. Dueker & Sheehan [1997], Dueker

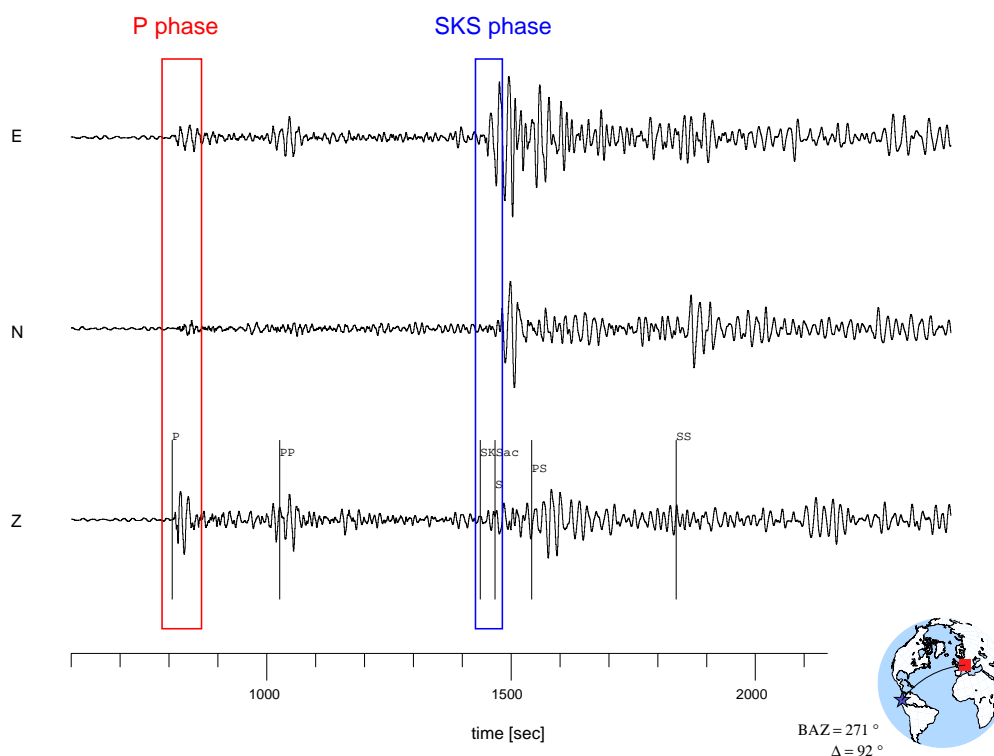


Abbildung 4.1: 30 minütiger Ausschnitt eines 3-Komponenten- Seismogrammes von einem Peru-Erdbeben am 4. August 1998, aufgezeichnet an der TRANSALP-Station *DSC* (Magnitude  $M = 7.1$ , Herdentfernung  $\Delta \sim 92^\circ$ ). Die theoretischen Laufzeiten einiger Phasen sind markiert. Die *RF* Methode nutzt die *P*- und eventuell *PP*- Koda, beim *Shear Wave Splitting* wird die *SKS*-Phase analysiert. Die ursprünglich kurzperiodischen Spuren sind restituiert und hochpaßgefiltert ( $\geq 20s$ ).

& Sheehan [1998], Bostock [1998], Yuan [2000], Li et al. [2000a], Sheehan et al. [2000], Li et al. [2000b]). Der relativ breite Periodenbereich der teleseismischen *P*- Phase (ca.  $0.5 - 20 s$ ) ermöglicht aber auch die Untersuchung kristaler Eigenschaften. Modellierung bzw. Inversion der 1D- Geschwindigkeitsstruktur in der Kruste, Abschätzung der Mohotiefe und des durchschnittlichen kristalen *Poissonverhältnisses* sind heute standardmäßig eingesetzte Verfahren (z.B. Owens et al. [1984], Kind et al. [1995], Zandt et al. [1995], Jones & Phinney [1998], Zhu & Kanamori [2000]).

Die Grundidee der *RF*- Methode ist einfach und in Abb. 4.2 veranschaulicht. Eine Grenzfläche unterhalb der Empfänger verursacht für eine auftauchende *P*- Welle eine partielle Konversion in S- Energie und verschiedene Reverberationen. Die Amplitude der *Ps*- Konversion ist abhängig vom Impedanzkontrast an der Diskontinuität und dem Einfallswinkel der *P*- Welle. Für teleseismische Distanzen ist dieser steil (ca.  $20^\circ - 37^\circ$  beim Übergang von Mantel zu Kruste). Die zueinander nahezu orthogonalen Teilchenbewegun-

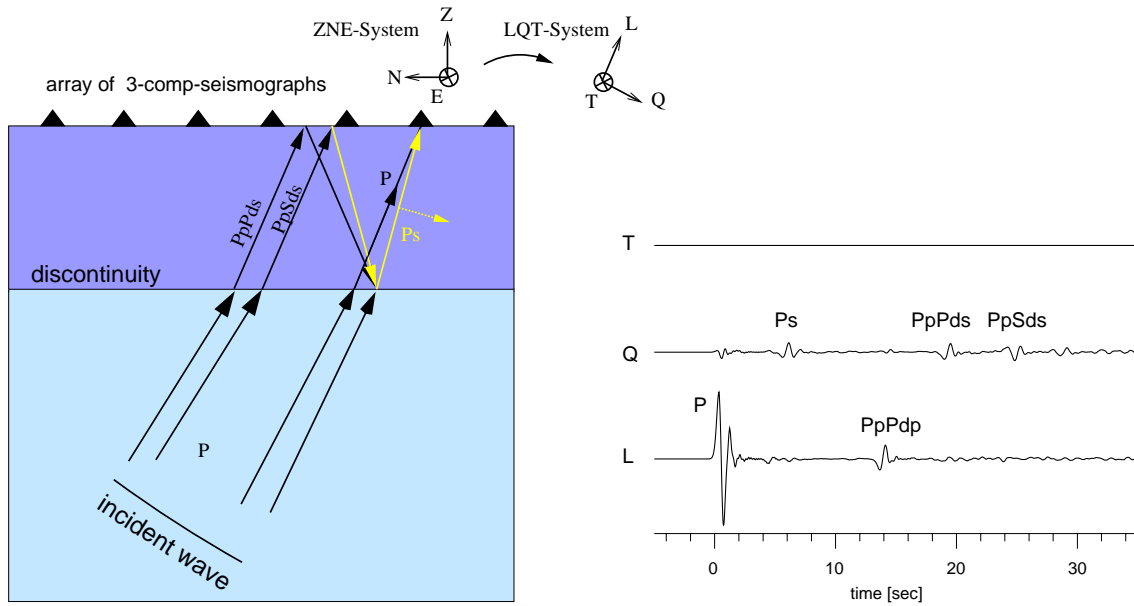


Abbildung 4.2: Vereinfachte Skizze zur Veranschaulichung der *RF- Methode* (links). Gezeigt sind die direkte  $P_s$ - Konversion und die beiden stärksten Multiplen. Die Geschwindigkeiten  $v_p$  und  $v_s$  nehmen an der Grenzfläche nach oben hin ab. Das lokale Strahlkoordinatensystem  $LQT$  ist definiert durch die Richtung des einfallenden  $P$ - Strahles ( $L$ - Achse), die ebenfalls in der von Quelle und Empfänger aufgespannten vertikalen Ebene liegende  $Q$ - Achse (von der Quelle weggerichtet) und die mit beiden ein rechtshändiges System bildende  $T$ - Achse. Im synthetischen Seismogramm (rechts) ist die Energie der  $P_s$ - Phase und ihrer Multiplen auf der  $Q$ - Komponente konzentriert.

gen von  $P$ - und  $S$ - Welle lassen sich durch geeignete Rotation des ursprünglichen  $ZNE$ -Koordinatensystems separieren. Im neuen, strahlabhängigen  $LQT$ - System ist die  $L$ - Achse identisch mit der Ausbreitungsrichtung der  $P$ - Welle. Die  $P_s$ - Energie ist auf der  $Q$ - Komponente konzentriert, während sie auf der Transversalkomponente null ist. Letzteres gilt genaugenommen nur für den einfachen Fall horizontaler Schichtung und Isotropie. Laterale Heterogenitäten wie geneigte Schichtung sowie Anisotropie und Streuung können zu beträchtlicher Abhängigkeit vom Azimuth und zum Auftreten von Energie senkrecht zur vertikalen Strahlebene, definiert durch die Lage von Quelle und Empfänger, führen (z.B. Langston [1989], Cassidy [1992], Jones & Phinney [1998], Savage [1998]).

Die außer der empfangernahen Struktur in der Wellenform enthaltenen Anteile werden durch Dekonvolution der  $Q$ - und  $T$ - Komponenten mit der  $L$ - Spur entfernt. Sie heißen dann *Receiver Function* bzw. *transversale Receiver Function* und beschreiben das Konversionsverhalten des stationsnahen Untergrundes.

Ursprünglich war die Anwendung der *RF- Methode* auf einzelne Stationen des globalen seismologischen Netzes beschränkt (z.B. Phinney [1964], Burdick & Langston [1977], Vinnik [1977]). Mit dem zunehmenden Einsatz temporärer, bevorzugt linear ausgerichteter

seismischer *Arrays*, die sich in der Regel durch große Stationszahl und hohe räumliche Dichte auszeichnen, haben sich die Möglichkeiten in den letzten Jahren verändert. Dies findet seinen Ausdruck in der Verlagerung der Methode hin zu einem Mehrkanalverfahren. Werkzeuge wie *Moveout Correction*, *Common Piercing Point Stacking* und *Migration* sind in Analogie zur Explorationsseismik entwickelt worden (Gurrola et al. [1994], Yuan et al. [1997], Jones & Phinney [1998], Kosarev et al. [1999], Sheehan et al. [2000], Ryberg & Weber [2000], Bostock et al. [2001], Bostock [2002]). In zahlreichen Experimenten in verschiedenen Regionen der Erde wurden sie bereits erfolgreich angewandt (z.B. Peng & Humphreys [1998], Beucler et al. [1999], Li & Nábělek [1999], Kind et al. [2002]).

Einige Eigenschaften und die wichtigsten Schritte der *RF*- Berechnung sollen im folgenden vorgestellt werden.

### 4.2.1 Eigenschaften von *Receiver Functions*

#### Laufzeit

Für den einfachen Fall einer horizontalen Schicht über dem Halbraum läßt sich die Zeitverzögerung der konvertierten *Ps*- Welle und der Multiplen relativ zum *P*- Signal leicht ableiten. Aus geometrischen Überlegungen unter Berücksichtigung des *Snellius'schen Brechungsgesetzes* folgt

$$\begin{aligned}
 \Delta T_{Ps} &\equiv T_{Ps} - T_P = h[(v_s^{-2} - p^2)^{\frac{1}{2}} - (v_p^{-2} - p^2)^{\frac{1}{2}}] \\
 \Delta T_{PpPd} &\equiv T_{PpPd} - T_P = 2h(v_p^{-2} - p^2) \\
 \Delta T_{PpPds} &\equiv T_{PpPds} - T_P = h[(v_s^{-2} - p^2)^{\frac{1}{2}} + (v_p^{-2} - p^2)^{\frac{1}{2}}] \\
 \Delta T_{PpSds} &\equiv T_{PpSds} - T_P = 2h(v_s^{-2} - p^2)^{\frac{1}{2}}
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

(Zandt et al. [1995]). Die relativen Laufzeiten sind demnach Funktionen der Parameter  $h$  (Tiefe der Grenzfläche),  $v_p$  und  $v_s$  (Geschwindigkeiten in der oberen Schicht) und  $p$  (Strahlparameter). Wegen der proportionalen Abhängigkeit von  $h$  werden die Laufzeitdifferenzen mit zunehmender Tiefe größer. Gleichzeitig weichen für unterschiedliche Strahlparameter die Zeiten weiter voneinander ab. Daher ist die Anwendung der *Moveoutkorrektur* auf die Mantelkonversionen besonders effektiv.

Die Laufzeiten von direkter *Ps*- Konversion und ihrer Multiplen *PpPds* können auch benutzt werden, um das mittlere  $v_p/v_s$  -Verhältnis oberhalb der Diskontinuität zu bestimmen:

$$\frac{v_p}{v_s} = \left\{ (1 - p^2 v_p^2) \left[ 2 \left( \frac{t_{Ps} - t_p}{t_{PpPds} - t_{Ps}} \right) + 1 \right]^2 + p^2 v_p^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \tag{4.2}$$

(Zandt et al. [1995]).

Die Amplituden insbesondere der Multiplen in individuellen *RF*- Spuren sind meist sehr schwach und damit die Bestimmung der Zeiten ungenau. Robuster ist deshalb das *Grid-search* Verfahren von Zhu & Kanamori [2000]. Für konstant vorgegebens  $v_p$  und inkrementell variierte Parameterpaare  $h$  und  $v_p/v_s$  Verhältnis werden die Laufzeiten von *Ps*-Konversion sowie den Multiplen *PpSds* und *PsPds* berechnet und die entsprechenden gewichteten Amplituden aller Spuren summiert. Dem Punkt maximaler Energie entsprechen die besten Werte für  $h$  und  $v_p/v_s$ .

## Amplitude

Die Amplitude der konvertierten *S*- Phase ist eine Funktion von Einfallswinkel und Impedanzkontrast (Aki & Richards [1980] und Abb. 4.3). Im teleseismischen Entfernungsbe-

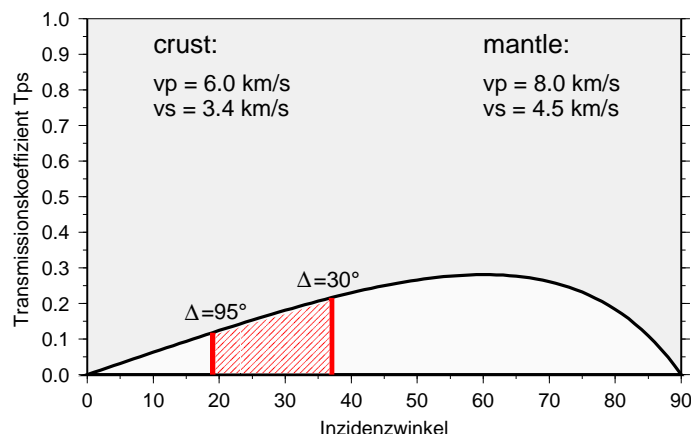


Abbildung 4.3: Abhängigkeit des Transmissionskoeffizienten vom Inzidenzwinkel an der Kruste-Mantelgrenze. Angenommen wird hier ein horizontales 2-Schichtmodell, bestehend aus homogener Kruste und Mantel mit einer horizontalen Grenzfläche. Der teleseismisch relevante Bereich ist gekennzeichnet.

reich ( $30^\circ \leq \Delta \leq 97^\circ$ ) liegt der Wert für das gezeigte Modell bei 10 – 20 % und nimmt mit der Entfernung ab. Im Gegensatz zu Diskontinuitäten erster Ordnung ist die Konversion im Fall einer Übergangszone abhängig von Frequenzbereich des Signals und Mächtigkeit der Gradientenzone (Cassidy [1992]). Die Abnahme der Energie mit zunehmender Breite der Zone ist bei den Multiplen besonders ausgeprägt (Yuan [2000]).

### 4.2.2 Receiver Functions Processing

Das *Standardprocessing*, das auf einzelne Registrierungen angewandt wird, umfaßt im wesentlichen Restitution, Rotation und Dekonvolution. Die Schritte werden anhand eines Datenbeispiels erläutert (Abb. 4.4).

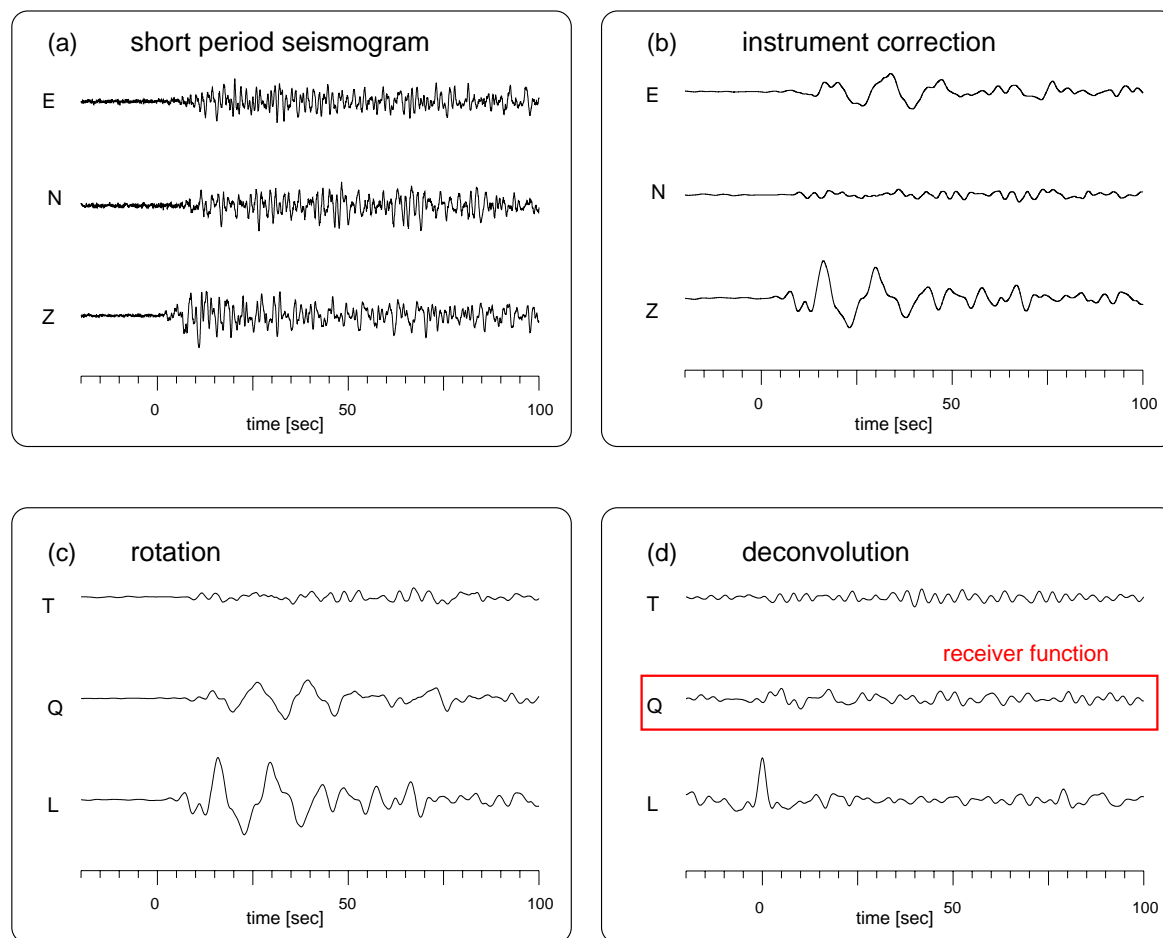


Abbildung 4.4: *RF processing* der *P*-Koda für das Ereignis aus Abb. 4.1. Originalkomponenten *E*, *N*, *Z* der kurzperiodischer Station *DSC*, tiefpaßgefiltert mit der Eckfrequenz  $5\text{ Hz}$  (a); Geschwindigkeitsrestitution der Frequenzen  $\geq 0.083\text{ Hz}$  (bzw. Perioden  $\leq 12\text{ s}$ ) (b); Rotation ins strahlabhängige *LQT*-System (c); Dekonvolution im Zeitbereich (d). Die *Q*-Komponente wird als *Receiver function* bezeichnet, die *T*-Komponente als *transversale RF*. Die Energie auf der Transversalkomponente ist hier relativ gering. Der Backazimuth von der Station zum Beben beträgt  $\Delta = 271^\circ$ .

## Restitution

Der Großteil der Stationen im TRANSALP-Experiment registrierte mit kurzperiodischen Seismometern vom Typ *Mark L4-3D* (Eigenfrequenz  $1\text{ Hz}$ ). Den instrumentenbedingten Abfall der Energie zu tiefen Frequenzen hin ( $f \ll 1\text{ Hz}$ ) und damit verbundenen partiellen Verlust teleseismischer Information kann man durch den Einsatz digitaler *Restitutionsfilter* mit Einschränkungen kompensieren (vergl. Abb. 4.4, a und b). Das Signal wird dadurch breitbandiger.

Nachteil der Restitution kann, vor allem bei Beben mit geringer Energie in den tiefen Fre-

quenzen, das Anheben von elektronischem und natürlichem *Noise* sein. Der Anwendung sind daher untere Grenzen gesetzt. Die tiefsten Frequenzen werden durch anschließendes Hochpaßfiltern unterdrückt (Perioden  $< 12$  s oder  $< 20$  s).

### Rotation

Ziel der Rotation aus dem originalen *ZNE*- Koordinatensystem ins *LQT*- System ist die optimale Trennung von einfallender *P*- Energie und konvertierter *S*- Energie (Abb. 4.4c). Wenn die *L*- Achse parallel zum *P*- Wellenvektor gewählt wird, ist die *S*- Energie auf der *Q*- Komponente konzentriert. *P*- und *S*- Vektor stehen für steile Einfallswinkel annähernd senkrecht aufeinander. Die Richtung des *P*- Vektors wird von der Geschwindigkeitsstruktur des Untergrundes beeinflusst. Einige Autoren bestimmen die Richtung maximaler Polarisation aus den Daten und definieren so die *L*- Achse (z.B. Kind et al. [1995], Bostock [1996]). Li [2000] zeigt, daß die *RF*en selbst von beträchtlichen Fehlern in der Bestimmung der Winkel ( $\pm 30^\circ$ ) ausschließlich in den allerersten Sekunden nach der *P*- Ankunftszeit signifikant beeinflusst werden. Ich benutze daher den theoretischen Inzidenz- und Backazimuthwinkel für das *IASP91*- Erdmodell (Kennett & Engdahl [1991]).

### Dekonvolution

Die am Empfänger aufgezeichnete Wellenform ist mathematisch die Faltung von Instrumentenantwort *I*, einfallender Welle *S* und empfangernaher Struktur *E*. Im Signal *S* sind alle Einflüsse zwischen Quelle und Untersuchungsgebiet berücksichtigt.

$$\begin{aligned} D_V(t) &= I(t) * S(t) * E_V(t) \\ D_R(t) &= I(t) * S(t) * E_R(t) \\ D_T(t) &= I(t) * S(t) * E_T(t) \end{aligned} \quad (4.3)$$

Gl. 4.3 impliziert, daß *S(t)* und *I(t)* für die drei Komponenten identisch sind (Langston [1979]). Da *E\_V(t)* in guter Näherung mit der *Diracschen* Deltafunktion  $\delta(t)$  gleichgesetzt werden kann, vereinfacht sich Gl. 4.3 zu

$$D_R(t) \simeq D_V(t) * E_R(t), \quad D_T(t) \simeq D_V(t) * E_T(t) \quad (4.4)$$

Mit der inversen Operation  $D_V(t) * D_V^{-1}(t) = \delta(t)$  gilt

$$E_R(t) \simeq D_V^{-1}(t) * D_R(t), \quad E_T(t) \simeq D_V^{-1}(t) * D_T(t) \quad (4.5)$$

im Zeitbereich oder

$$E_R(\omega) \simeq D_V^{-1}(\omega) \cdot D_R(\omega), \quad E_T(\omega) \simeq D_V^{-1}(\omega) \cdot D_T(\omega) \quad (4.6)$$

im Frequenzbereich.

Wir verwenden die Dekonvolution im Zeitbereich, basierend auf Gl. 4.5 (Abb. 4.4d). Ein detaillierter Vergleich verschiedener Dekonvolutionstechniken ist z.B. in Oldenburg et al. [1981], Ammon [1992], Gurrola et al. [1995] und Li & Nábělek [1999] beschrieben.

Die hier im *VRT*- System (vertikal, radial, transversal) diskutierten Beziehungen können ohne Einschränkung auf das *LQT*- System übertragen werden.

### Moveoutkorrektur

Die in Gl. 4.1 enthaltene Abhängigkeit der *Ps*- Laufzeit vom Strahlparameter wird durch die *Moveoutkorrektur* beseitigt. In Analogie zur *Normal moveout correction* in der Reflexionsseismik wird sie vor der Stapelung der Einzelspuren angewandt und führt zu einem verbesserten Signal auf der Summenspur. Als Referenzwert wird per Konvention der Strahlparameter entsprechend einer Herdentfernung von  $67^\circ$  gewählt ( $6.4 \text{ s}/^\circ$ ). Da sie zudem *dynamisch* ist, d.h. zeit- bzw. tiefenabhängig (Gl. 4.1), führt die *Moveoutkorrektur* zur Verzerrung der *RF*- Spur. Während die Korrektur für krustale Konversionen klein ist im Vergleich zur dominanten Periode des Signals (bis zu  $0.3 \text{ s}$ ), gewinnt sie für Grenzflächen im Mantel an Bedeutung (z.B. beträgt sie für die  $660 \text{ km}$ - Diskontinuität bis zu  $12 \text{ s}$ ).

Ausführlichere Beschreibungen der *Moveoutkorrektur* finden sich z.B. in Gurrola et al. [1994] und Yuan [2000].

### Migration

Migration ist definiert als *ein Mehrkanalverfahren, das in einem bestimmten optimalen Sinne die Ausbreitungseffekte des Untergrundes entfernt* (Berkhout [1982]). Sie ermöglicht dadurch die Berechnung des Streuverhaltens und u.a. die Korrektur geneigter Reflexionshorizonte (bzw. konvertierender Grenzflächen bei der *RF- Methode*) in ihre wahre räumliche Position.

Ich verwende die Methode der Diffraktionssummation. Für jede Quelle der Diffraktion (*Huygens'sche Sekundärquelle*) werden dabei die gemessenen Amplituden entlang der Diffraktionskurven in der Raumzeitdomäne aufaddiert (z.B. Yilmaz [1987]). Letztere sind eine Funktion des Geschwindigkeitsfeldes. Die Amplitude der Diffraktion wird entsprechend dem Winkel zwischen *Ps*- Konversion und gestreuter *Ps*- Welle (*directivity factor*), der Tiefe (*spreading factor*) und einer Gaußverteilung, deren Breite aus der Fresnelzone berechnet wird (*aperture width*), korrigiert.

Die Wirkungsweise wird in Abb. 4.5 anhand eines einfachen Modells mit einer horizontalen Diskontinuität verdeutlicht. Erst die Verwendung eines dichten Stationsnetzes ermöglicht



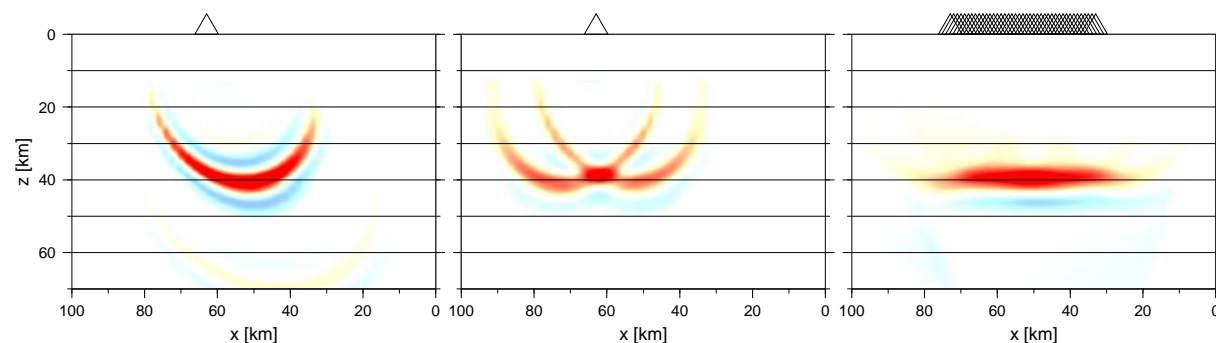


Abbildung 4.5: Migrationsergebnisse für ein synthetisches 1-Schichtmodell mit einer horizontalen Grenzfläche in  $40\text{ km}$  ( $2D$ ). 1. *ein* Ereignis, von rechts einfallend, an *einer* Station (links); 2. *alle* Ereignisse an *einer* Station (Mitte); 3. *alle* Ereignisse an *allen* Stationen (rechts). Stationsabstand  $\Delta x = 1\text{ km}$ , Frequenzbereich  $1 - 12\text{ s}$ , Amplituden normiert.

die Abbildung als Fläche (Abb. 4.5, rechts). Die hier nur in der X-Z- Ebene durchgeführten Berechnungen und die Abwesenheit von  $Ps$ - Konversionen für nahezu senkrechten Strahleinfall resultieren im Auftreten der mittleren Hyberbeläste in Abb. 4.5, Mitte.

Abb. 4.6 zeigt am Beispiel der Daten einer TRANSALP- Station, wie die Zeitspuren in die Tiefe abgebildet werden. Die positive Amplitude bei  $\sim 4.6\text{ s}$  wird durch den Konversionsbereich in ca.  $35\text{ km}$  (rot) hervorgerufen. Infolge der inhomogenen Verteilung der an der Station *DSC* aufgezeichneten Beben mit großen Datenlücken aus südlichen Richtungen ist der abgebildete Untergrundbereich im N-S Schnitt relativ zur Station nach N versetzt. Der Migrationsalgorithmus ist der in Kind et al. [2002] benutzte und ähnlich wie in Sheehan et al. [2000] beschrieben.

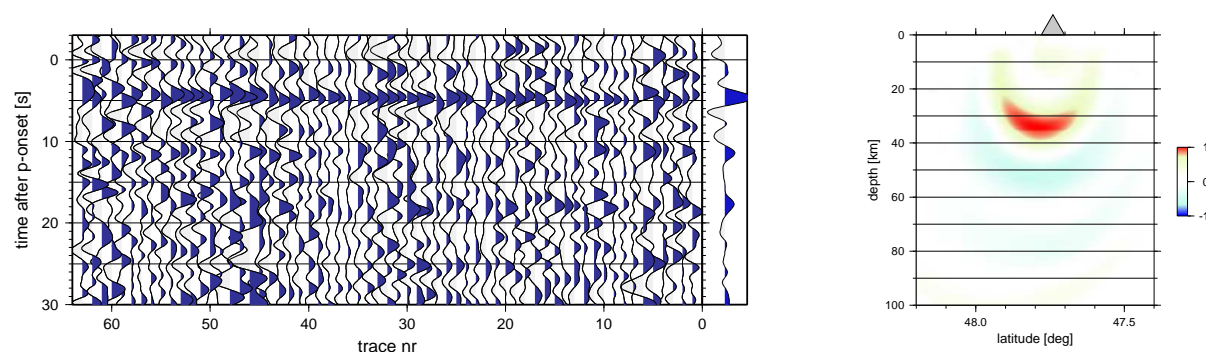


Abbildung 4.6: Veranschaulichung der Wirkungsweise der Diffraktionsmigration anhand der an der Station *DSC* gemessenen *RFen* (rechts). Die Amplituden der einzelnen Spuren werden in die Tiefe abgebildet (normierte Amplitudenskala). Links: Stapelung der *moveout korrigierten* Einzelspuren.

## 4.3 SKS- Polarisationsanalyse

### Grundlagen

Seismische Anisotropie, d.h. die Richtungsabhängigkeit der Geschwindigkeiten, kann verschiedene Ursachen haben. In der Kruste wird sie vor allem auf Schichtung in Sedimenten, Riss- und Kluftbildung, Gesteinsfoliation oder Schichtung in der Unterkruste (*Laminier-te Unterkruste*) zurückgeführt (z.B. Hudson [1981], Crampin [1991], Helbig [1994]). Im Oberen Mantel dagegen ist die bevorzugte Ausrichtung von Mineralen wie Olivin und Orthopyroxen von entscheidender Bedeutung. Die Geschwindigkeitsanisotropie von  $S$  Wellen beträgt z.B. ca. 22 % für Olivin und  $< 10$  % in olivinreichen, ultramafischen Mantelgesteinen (Babuška & Cara [1991]). Die Einregelung der Minerale wird durch plastisches oder viskoses Fließen verursacht und ist damit ein wichtiger Indikator für Plattenbewegungen und bei Konvergenz oder Subduktion entstehender Deformation im Oberen Mantel.

Im allgemeinen Fall ist eine große Anzahl von Parametern zur vollständigen mathematischen Beschreibung der elastischen Eigenschaften eines Festkörpers notwendig (z.B. Feynman et al. [1991]). Sie lassen sich experimentell nur mit sehr hohem Aufwand bestimmen. Die Polarisation hängt dabei außer von den elastischen Parametern auch vom Wellentyp und der Ausbreitungsrichtung ab. Glücklicherweise hat es sich gezeigt, daß bei Untersuchungen des Oberen Mantels, wie sie später für die TRANSALP- Daten durchgeführt werden, häufig ein hohes Maß an Symmetrie angenommen werden kann, so daß sich das Problem erheblich vereinfacht und Aussagen über das Anisotropieverhalten möglich sind.

Ein Spezialfall unter den seismischen Phasen bezüglich Richtung und Polarisation ist die *SKS*- Welle. Sie wird im folgenden für den Fall einer anisotropen Schicht mit hexagonaler Symmetrie und horizontaler Symmetrieachse diskutiert.

Die *SKS*- Phase durchläuft den flüssigen äußeren Erdkern als Kompressionswelle und wird an der Kernmantelgrenze (*CMB*, **C**ore **M**antle **B**oundary) in eine Scherwelle zurückkonvertiert (Abb. 4.7). In einer sphärisch symmetrischen und isotropen Erde ist sie in der radialen Ebene linear polarisiert, die transversale Komponente ( $T$ ) ist gleich null. Der Einfall an der Oberfläche ist nahezu vertikal (Inzidenzwinkel  $< 10^\circ$ ). Die laterale Auflösung von *SKS*- Untersuchungen ist daher hoch, während die Tiefenlage im allgemeinen nur schlecht abschätzbar ist. Ein schwach anisotroper Bereich irgendwo auf dem Weg zwischen *CMB* und Station verursacht die Aufspaltung in zwei *Quasischerwellen*, die sich mit unterschiedlicher Geschwindigkeit fortpflanzen, ein Effekt, der als *Shear Wave Splitting* bezeichnet wird. Sie sind orthogonal zueinander polarisiert. Aufgrund der Phasenverschiebung verschwindet die Projektion auf die  $T$ - Achse bei Anisotropie im allgemeinen nicht (Abb. 4.7, rechts).

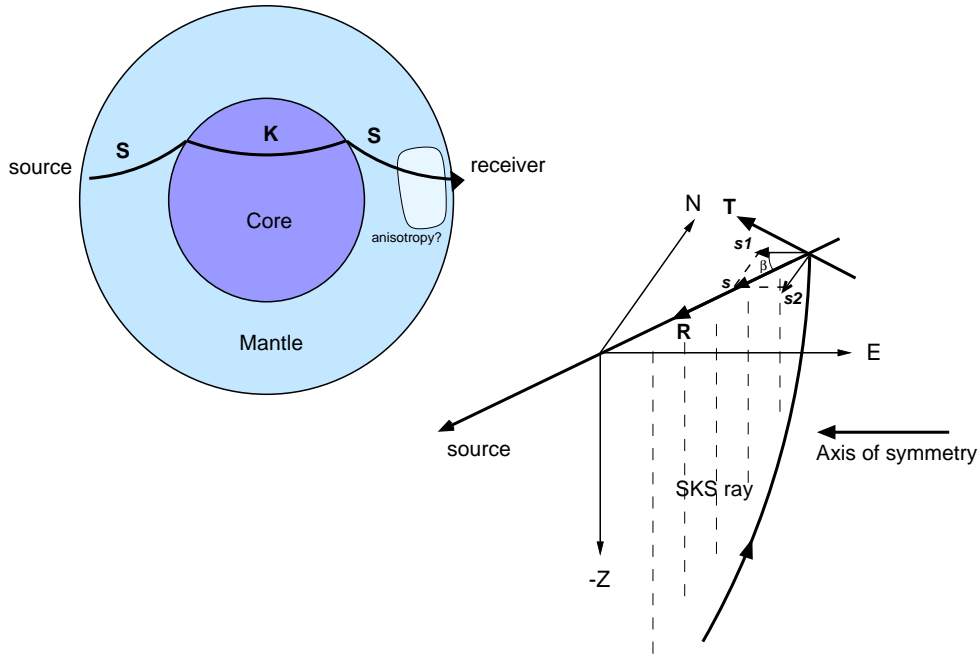


Abbildung 4.7: Strahlengeometrie der *SKS*- Welle (oben) und Beziehung der orthogonalen Achsen  $s_1$  (*schnell*) und  $s_2$  (*langsam*) zum Referenzsystem  $RT$ . Die schnelle Achse  $s_1$  ist hier parallel zur als horizontal angenommenen Symmetrieachse (nach Babuška & Cara [1991], leicht modifiziert).

Energie auf der transversalen Komponente kann auch durch laterale Heterogenität hervorgerufen werden. Die beiden Möglichkeiten können jedoch oft anhand der Teilchenbewegung unterschieden werden. Bei einer horizontalen anisotropen Schicht ist sie als unmittelbare Folge der Phasenverschiebung elliptisch, während sie bei heterogenem Untergrund prinzipiell beliebig komplex sein kann.

Für die radiale und transverse Komponente gilt, wenn eine harmonische einfallende  $S$  Welle  $\cos \omega t$  die anisotrope Schicht durchlaufen hat:

$$\begin{aligned} R(t) &\simeq \cos^2 \beta \cos \omega t + \sin^2 \beta \cos (\omega t - \omega \delta t) \\ T(t) &\simeq -0.5 \sin 2\beta \cos \omega t + 0.5 \sin 2\beta \cos (\omega t - \omega \delta t) \end{aligned} \quad (4.7)$$

(Silver & Chan [1988], Vinnik et al. [1989]), mit der Winkelfrequenz  $\omega$ , dem Winkel  $\beta$  zwischen *schneller* Achse (entspricht hier der Symmetrieachse) und Radialrichtung und der Verzögerungszeit  $\delta t$ . Mit  $\omega \delta t \ll 1$  gilt näherungsweise

$$\begin{aligned} R(t) &\simeq \cos \omega t \\ T(t) &\simeq -0.5 \delta t \sin 2\beta R'(t) \end{aligned} \quad (4.8)$$

d.h. die transversale Komponente ist proportional zur Ableitung der radialen Komponente, falls  $\delta t$  klein gegenüber der dominanten Periode des Signals ist. Angesichts des

tiefperiodischen *SKS*- Signals und der Bandbreite der weltweit bestimmten *delay times* (zwischen 0.2 und 2.5 s, (Silver [1996])) ist die Näherung realistisch. Die *R*- Komponente ist gegenüber dem einfallenden Signal nur geringfügig verzerrt (s. Gl. 4.7). Die Amplitude der *T*- Komponente hängt von  $\delta t$  ab und variiert sinusförmig mit dem Winkel  $\beta$ .

Die Verzögerungszeit (*delay time*),  $\delta t$ , und der Winkel zwischen  $s_1$  und Nord,  $\phi$ , werden als *Splitting Parameter* bezeichnet und charakterisieren die Anisotropie im Untergrund. Während  $\phi$  die Richtungsinformation darstellt, ist  $\delta t$  eine Funktion des mittleren Anisotropiekoeffizienten und der Schichtdicke.

Die Bestimmung der Parameter kann auf mehrere Weisen erfolgen: Silver & Chan [1988], Silver & Chan [1991] berechnen den sogenannten *inversen Splitting Operator*, um den Aufspaltungseffekt rückgängig zu machen. Der Operator, der die Energie auf der korrigierten transversalen Komponente minimiert, bestimmt die Werte von  $\phi$  und  $\delta t$ . Auf ähnliche Weise berechnen Vinnik et al. [1992] für die gegebene radiale Komponente die theoretische transversale Komponente für verschiedene Wertepaare  $(\delta t, \phi)$ . Das optimale Paar ergibt sich bei minimaler Abweichung zwischen gemessenen und berechneten *T*-Wellenformen.

Einen etwas anderen Ansatz präsentieren Vinnik et al. [1989]. Sie verarbeiten alle an einer Station vorliegenden *SKS*- Ereignisse gemeinsam. Die normierten und nach Azimuth gewichteten Transversalkomponenten werden summiert und aus dem Maximalwert der für verschiedene Azimuthe  $\psi$  zwischen  $0^\circ$  und  $180^\circ$  berechneten Summenfunktion die *Splitting Parameter* bestimmt. An theoretisch berechneten Seismogrammen zeigen Vinnik et al. [1989], daß ihr Verfahren bis  $\omega\delta t \leq 2$  angewandt werden kann, solange eine gute azimuthale Verteilung der Ereignisse gegeben ist.

Eine elegante Weiterentwicklung der Arbeiten von Vinnik et al. [1989] und Vinnik et al. [1998] stellt die als *Multichannel analysis of shear wave splitting* bezeichnete Methode von Chevrot [2000] dar. Gl. 4.8 läßt sich für  $M$  Ereignisse in Matrixform schreiben

$$\mathbf{T} = -0.5 \mathbf{s} \otimes \mathbf{r} \quad (4.9)$$

mit dem *Splitting Vector*  $\mathbf{s}$ , der die Abhängigkeit der Amplitude auf den transversalen Komponenten vom Azimuth beschreibt, und dem Vektor der zeitlichen Ableitung der radialen Komponente  $\mathbf{r}$ . Die  $M \times N$  Matrix  $\mathbf{T}$  ist das Tensorprodukt von  $\mathbf{s}$  ( $M \times 1$ ) und  $\mathbf{r}$  ( $1 \times N$ ), multipliziert mit dem konstanten Faktor  $-0.5$ . Radiale und transversale Komponenten sind dabei durch vorangegangene Dekonvolution mit der radialen Komponente und Filtern in einem für alle Ereignisse einheitlichen Frequenzband standardisiert.

Der *Splitting Vector*  $\mathbf{s}$  kann durch Eigenwertzerlegung bestimmt werden

$$\mathbf{s} = -2 \frac{\lambda_1 \mathbf{u}_1}{\|\mathbf{r}\|} \quad (4.10)$$

wobei  $\lambda_1$  der erste Eigenwert von  $\mathbf{T}$ ,  $\mathbf{u}_1$  der erste Eigenvektor von  $\mathbf{T}\mathbf{T}^t$  und  $\|\mathbf{r}\|$  die Norm von  $\mathbf{r}$  sind. Hier wird implizit der Rang von  $\mathbf{T}$  mit *eins* angenommen, was nur im

*noisefreien* Fall exakt ist.

Alternativ ergibt sich die Lösung für  $\mathbf{s}$  durch Projektion der transversalen Komponenten auf die zeitliche Ableitung der radialen Komponente:

$$\mathbf{s} = -2 \frac{\mathbf{Tr}}{\|\mathbf{r}\|^2} \quad (4.11)$$

Die Fourier- Transformierte von  $\mathbf{s}$  entspricht der Summe der azimuthalen Harmonischen. Durch Minimieren der Fehlerfunktion

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^M p_i - [\delta t_1 \sin(\phi_i - \phi_1) + \delta t_2 \sin(2\phi_i - 2\phi_2) \pm \dots]^2 \quad (4.12)$$

können die *Splitting Parameter*  $\delta t_1$ ,  $\phi_1$ ,  $\delta t_2$ ,  $\phi_2$  usw. berechnet werden. Im einfachen Fall einer horizontalen Symmetrieachse ist nur die zweite Harmonische relevant (entspricht der Periode  $\pi$ ), demzufolge sind zwei Parameter ( $\delta t_2$  und  $\phi_2$ ) zu bestimmen.

Die Varianz der Elemente  $s_i$  des *Splitting Vector* ist für Gl. 4.11

$$\sigma_i = \sqrt{\frac{1}{N} \left( \sum_{j=1}^N T_{ij}^2 - \frac{1}{4} \|\mathbf{r}\|^2 s_i^2 \right)} \quad (4.13)$$

Bei Anwesenheit zweier oder mehrerer Schichten gestaltet sich die Rekonstruktion der *Splitting Parameter* schwieriger. Die, wie weiter oben beschrieben, für einzelne Ereignisse bestimmten *Apparent Splitting Parameter* sind dann Funktionen von Azimuth und Periode der *SKS*- Phase (Silver & Savage [1994], Özalaybey & Savage [1994], Rumpker & Silver [1998]).

Laterale Variationen der Anisotropieeigenschaften lassen sich durch den Einsatz dichter Stationsnetze untersuchen. Anhand der Betrachtung der *Fresnelzonen* ist dabei auch eine bessere Abschätzung der Tiefenlage möglich (Alsina & Snieder [1995], Wylegalla et al. [1999]).