

Kapitel 2

Receiver function-Analyse

Zur Untersuchung der seismischen Struktur von Kruste und oberem Mantel hat sich in den letzten ungefähr zwei Jahrzehnten die Methode der sog. *receiver functions* etabliert. Diese Methode macht sich zunutze, dass eine teleseismische P-Welle entlang ihres Laufweges an Heterogenitäten gestreut wird und dabei ein Teil ihrer P-Energie in S-Energie umgewandelt wird. Diese konvertierten S-Wellen zeichnen sich durch ihre im Vergleich zur direkten P-Welle geringere Ausbreitungsgeschwindigkeit aus und sind ungefähr rechtwinklig zu dieser polarisiert. Durch ihre geringere Geschwindigkeit erreichen die konvertierten Wellen die Station nach einer Verzögerung, welche eine Funktion der Tiefe der Struktur ist, an der die Konversion erfolgte, sowie der Geschwindigkeiten des Mediums, das die direkte P- und konvertierte S-Welle auf ihrem restlichen Weg durchlaufen haben. Die unterschiedliche Polarisation von direkter P- und konvertierten S-Wellen ermöglicht eine Trennung dieser Wellenfelder. Basierend auf der Annahme, dass die P-Wellenform die reine Herdzeit-Funktion einschließlich der Ausbreitungseffekte in Herdnähe repräsentiert, lässt sich durch Dekonvolution von S mit P die P-S Impulsantwort des von der Welle durchlaufenen Mediums bestimmen. Diese Funktion wird auch als *receiver function* bezeichnet.

Die *receiver function*-Methode in ihrer heutigen Form geht vor allem auf die Arbeiten von Langston (1977, 1979) und Owens et al. (1984) zurück, deren Untersuchungen sich jedoch auf die Kruste und den obersten Mantel beschränkten. Parallel dazu entwickelte Vinnik (1977) ein ähnliches Verfahren zur Untersuchung von an Diskontinuitäten im oberen Mantel von P nach S konvertierten Wellen. Seitdem hat sich die Methodik kontinuierlich weiter entwickelt und heute werden *receiver functions* mit Hilfe einer Vielzahl verschiedener Analyse-Verfahren ausgewertet, darunter aus der Explorationsseismik übernommene Verfahren wie *Moveout*-Analyse und -Korrektur (Gurrola et al., 1994; Yuan et al., 1997), CDP-Stacking (Dueker und Sheehan, 1997) und verschiedene Techniken zur Migration (z.B. Kosarev et al., 1999; Ryberg und Weber, 2000; Sheehan et al., 2000; Bostock et al., 2001; Shragge et al., 2001; Rondenay et al., 2001).

Oft kann die Untergrundstruktur in guter Näherung als horizontal geschichtetes, seismisch isotropes Medium betrachtet werden. In diesem besteht das gestreute Wellenfeld aus den von P

nach S konvertierten “direkten” Phasen sowie nach vorheriger Reflexion an der Erdoberfläche von der Struktur zurückgestreuten und dabei von P nach S konvertierten “multiplen” Phasen. Multiple höherer Ordnung und mehrfach konvertierte Phasen haben so kleine Amplituden, dass sie in der Regel nicht berücksichtigt werden. In dieser Arbeit wird die übliche Nomenklatur verwendet, nach der die direkten Konversionen an einer Schichtgrenze in der Tiefe d als P_{dS} und die beiden wichtigsten Multiplen mit PpP_{dS} bzw. PpS_{dS} bezeichnet werden (siehe Abb. 2.1).

In den nachfolgenden Abschnitten werden die Grundlagen der Berechnung und Analyse von *P-receiver functions* erläutert. Abschnitte 2.1 und 2.2 behandeln die Berechnung von *receiver functions*, welche im wesentlichen aus Wellenfeldzerlegung und anschließender Dekonvolution besteht. Die so gewonnenen *receiver functions* bilden den Ausgangspunkt für die im Anschluss daran beschriebenen Analyseverfahren. In Abschnitt 2.3 werden die grundlegenden kinematischen Beziehungen für lateral homogene Untergrundmodelle erklärt, da diese für das Verständnis der Zeiten von in *receiver functions* auftretenden Signalen wichtig sind. Das frequenzabhängige Verhalten von *receiver functions* wird in 2.5 diskutiert und in 2.6 wird die azimutale Abhängigkeit von *receiver functions* im Fall geneigter Schichtgrenzen und Anisotropie demonstriert. In Kap. 2.7 wird die *Moveout*-Korrektur beschrieben, welche besonders in Regionen mit wenigen Stationen wie z.B. Indien eine wichtige Komponente des Daten-Processings darstellt, um an tiefen Diskontinuitäten konvertierte Wellen zu isolieren. Eine wichtige Rolle in der *receiver function*-Analyse spielt heute auch die Bestimmung des durchschnittlichen Poisson-Verhältnisses der Kruste. Hierauf wird in 2.8 eingegangen. Kap. 2.9 erläutert verschiedene Verfahren des CDP-Stackings zur Abbildung der Untergrundstruktur in Form einer seismischen Sektion. Dieses Verfahren und die im Anschluss daran erläuterte Migration spielen im Rahmen dieser Arbeit eine zentrale Rolle. In Kap. 2.11 schließlich wird die Bedeutung der Manteldiskontinuitäten und ihrer Beobachtung erläutert.

2.1 Zerlegung des Wellenfeldes

Ein fundamentaler Schritt zur Berechnung teleseismischer *receiver functions* ist die Zerlegung des an der Erdoberfläche registrierten Wellenfeldes in seine P-, SV- und SH-Anteile. Da diese nahezu orthogonal polarisiert sind, lässt sich die Zerlegung relativ einfach durch Rotation der Komponenten durchführen.

Es gibt für die Komponenten-Rotation im wesentlichen zwei unterschiedliche Methoden. Bei der bis heute insbesondere bei US-amerikanischen Arbeitsgruppen am häufigsten verwendeten Methode werden lediglich die Horizontalkomponenten anhand des theoretischen Azimutes des Epizentrums relativ zur Station von N,E (nord, ost) nach R,T (radial, transversal) rotiert. Es wird dann angenommen, dass auf der nicht an der Rotation beteiligten Vertikalkomponente praktisch reine P-Energie registriert wird, während die Nutzsignale, d.h. die von P nach S konvertierten Wellen, auf der Radialkomponente konzentriert sind. Trotz des steilen Einfallswinkels teleseis-

mischer Wellen ist diese Annahme jedoch unzureichend, mit der Folge einer viel zu großen Kontamination der Radialkomponente durch P-Energie und nicht zuletzt auch etwas “verschenkter” SV-Energie auf der Vertikalkomponente. Abhilfe schafft eine weitere Rotation der Radial- und Vertikalkomponenten nach L und Q, die von Vinnik (1977) eingeführt wurde und inzwischen von verschiedenen Autoren verwendet wird (z.B. Kind et al., 1995; Yuan et al., 1997; Saul et al., 2000b). Hier wird die Hauptachse der Polarisation des P-Signals als L-Achse verwendet, so dass auf der hierzu orthogonal ausgerichteten Q-Achse ein praktisch nicht von P kontaminiertes SV-Signal isoliert werden kann. Die Richtung der Transversalkomponente (T) ergibt sich aus der Geometrie von Station und seismischer Quelle.

Zur Rotation nach L,Q,T ist die Kenntnis des Polarisationswinkels der P-Welle an der freien Oberfläche erforderlich. Dieser “scheinbare” Einfallswinkel ist nicht zu verwechseln mit der Ausbreitungsrichtung der P-Welle, da die gemessene Bodenbewegung eine Überlagerung aus einfallendem und an der Erdoberfläche reflektiertem Wellenfeld ist. Bei der von Vinnik (1977) eingeführten Rotation wird dieser Winkel für jede Registrierung direkt aus den Daten bestimmt, was bei Spuren mit günstigem Signal-Rausch-Verhältnis problemlos möglich ist, bei verrauschten Signalen jedoch unweigerlich zu fehlerhaften Ergebnissen führt. Saul et al. (2000b) berechnen den Polarisationswinkel indirekt aus dem theoretischen (d.h. sich aus der Epizentralentfernung ergebenden) Strahlparameter der einfallenden Welle und der S-Wellen-Geschwindigkeit unterhalb der Station, welche auch aus den Daten selbst bestimmt werden kann. Diese Variante hat gegenüber der von Vinnik (1977) verwendeten den Vorteil, dass die Rotationswinkel nicht aus einzelnen Spuren bestimmt zu werden brauchen, was bei stark verrauschten Daten problematisch ist. Darüber hinaus bleiben Abweichungen der gemessenen von den theoretischen Winkeln (sowohl Polarisationswinkel als auch Azimut) erkennbar und damit ggf. wertvolle zusätzliche Informationen über die Struktur bei Anwesenheit geneigter Schichtgrenzen oder Anisotropie. Dieser Vorteil wird in 2.6 anhand konkreter Beispiele veranschaulicht.

Eine weitere Optimierung der Wellenfeldzerlegung in P und SV lässt sich mit der Methode von Bostock (1998) erreichen, welche auch berücksichtigt, dass diese beiden Wellen nicht ganz orthogonal polarisiert sind (siehe Abb. 2.2). Sie wird in der vorliegenden Arbeit durchgehend verwendet und lässt sich durch eine Matrix-Gleichung beschreiben, welche die Oberflächengeschwindigkeiten v_p und v_s sowie den Strahlparameter p der einfallenden P-Welle involviert:

$$\begin{pmatrix} d_P \\ d_{SV} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1-2p^2v_s^2}{2q_p v_p} & \frac{pv_s^2}{v_p} \\ -pv_s & \frac{1-2p^2v_s^2}{2q_s v_s} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_Z \\ u_R \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

mit $q_p = \sqrt{v_p^{-2} - p^2}$ und $q_s = \sqrt{v_s^{-2} - p^2}$. Die inverse Beziehung ist

$$\begin{pmatrix} u_Z \\ u_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1-2p^2v_s^2}{2q_s v_s} & -\frac{pv_s^2}{v_p} \\ pv_s & \frac{1-2p^2v_s^2}{2q_p v_p} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d_P \\ d_{SV} \end{pmatrix} \left[\frac{(1-2p^2v_s^2)^2}{4v_p v_s q_p q_s} + pv_s \left(1 - \frac{v_s}{v_p}\right) \right]. \quad (2.2)$$

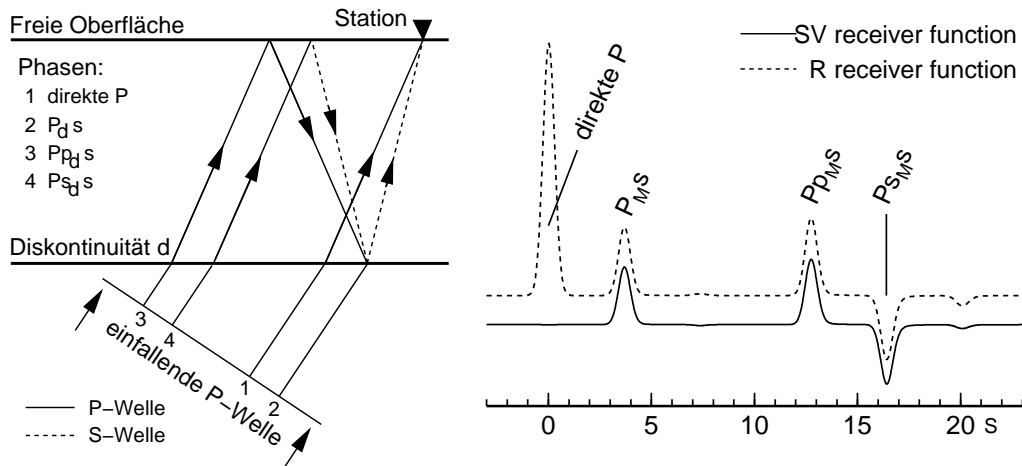


Abbildung 2.1: Links: Strahlen-Diagramm zur Veranschaulichung der wichtigsten in *receiver functions* auftretenden Phasen. Rechts: Synthetische *receiver functions* für eine 30 km mächtige Kruste. Die S-Geschwindigkeiten in Kruste und Mantel betragen 3,6 bzw. 4,6 km/s. Es sind sowohl SV- als auch R-receiver functions dargestellt, um den Vorteil der Rotation nach P,SV gegenüber Z,R zu demonstrieren.

Hierin sind u_Z und u_R die Vertikal- bzw. Radialkomponente der Seismogramme sowie d_P und d_{SV} die P- bzw. SV-Wellenfelder. Für eine einfallende P-Welle ist der Quotient aus den Amplituden der Radial- und Vertikalkomponenten damit

$$A = \frac{u_R}{u_Z} = \frac{2pq_s v_s^2}{1 - 2p^2 v_s^2}. \quad (2.3)$$

Gleichung 2.3 ist äquivalent zu Gl. 15 von Ammon (1991). Die Amplitude A ist die der “direkten P-Welle” bei R-receiver functions (s. Abb. 2.1) und hat die wichtige Eigenschaft, lediglich vom Strahlparameter und der S-Geschwindigkeit an der Oberfläche abhängig zu sein, jedoch *nicht* von der P-Geschwindigkeit. Während der Strahlparameter hinreichend genau aus Epizentralentfernung und Herdtiefe auf der Basis globaler Erdmodelle wie dem IASP91-Modell (Kennett und Engdahl, 1991) berechnet werden kann, ist die oberflächennahe Geschwindigkeitsstruktur oft unbekannt. Da die Polarisationsrichtung der registrierten P-Welle stark von dieser Geschwindigkeit anhängt, kann sie jedoch aus den Daten selbst bestimmt werden (Saul et al., 2000b). In 2.4 wird dies anhand von Beispielen demonstriert.

Für die Berechnung von P-receiver functions ist der Unterschied zwischen der Rotation von Vinnik (1977) und der hier verwendeten Methode von Bostock (1998) relativ gering; er macht sich jedoch bei S-Wellen aufgrund des größeren Strahlparameters durchaus bemerkbar. Vorteilhaft ist bei dieser Methode, dass sie praktisch ohne menschliche Interaktion auskommt, da keine Zeitfenster zur Bestimmung der Einfallswinkel gewählt werden müssen und somit ein oft recht aufwändiger Teil der Datenaufbereitung stark verkürzt werden kann.

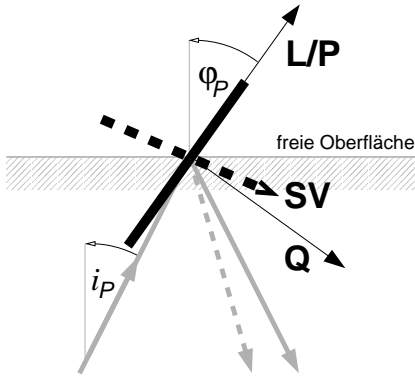


Abbildung 2.2: Schematisches Strahlen-Diagramm zur Veranschaulichung der Polarisationswinkel beim Einfall einer P-Welle an der Erdoberfläche. Die grauen Strahlen entsprechen den einfallenden und reflektierten P- bzw. SV-Wellen. Die L-Komponente zeigt in Richtung der Polarisation der P-Welle, Q ist senkrecht dazu. Zu beachten ist, dass Q und SV nicht ganz parallel sind. ϕ_p ist der Polarisationswinkel der P-Welle an der Erdoberfläche, welcher nicht identisch mit dem Einfallswinkel i_p ist.

2.2 Dekonvolution

Die Betrachtung der Untergrundstruktur als lineares System, welches eine von unten einfallende P-Welle $s_P(t)$ zur Erdoberfläche transportiert und dabei verändert, führt auf die Beziehungen

$$d_P(t) = i(t) * h_{P,P}(t) * s_P(t)$$

$$d_{SV}(t) = i(t) * h_{P,SV}(t) * s_P(t)$$

$$d_{SH}(t) = i(t) * h_{P,SH}(t) * s_P(t) ,$$

bzw. im Frequenzbereich

$$D_P(\omega) = I(\omega) H_{P,P}(\omega) S_P(\omega) \quad (2.4)$$

$$D_{SV}(\omega) = I(\omega) H_{P,SV}(\omega) S_P(\omega) \quad (2.5)$$

$$D_{SH}(\omega) = I(\omega) H_{P,SH}(\omega) S_P(\omega) . \quad (2.6)$$

Hierin sind d_P , $d_{SV}(t)$ und $d_{SH}(t)$ die mit der in Abschnitt 2.1 beschriebenen Methode durch Wellenfeld-Zerlegung gewonnenen Seismogramme. $I(\omega)$ ist die Übertragungsfunktion des Seismometers und $H(\omega)$ repräsentiert die Übertragungsfunktionen der Untergrundstruktur für die verschiedenen Wellentypen. $I(\omega)$ ist in der Regel für alle drei Komponenten eines Seismometers identisch. $S(\omega)$ ist die Quellfunktion einschließlich quellseitiger Ausbreitungseffekte, d.h. der P-Welle, wie sie an der Unterseite der Struktur einfällt (Langston, 1979). Unter der Annahme, dass für eine steil einfallende P-Welle die Übertragungsfunktion $h_{P,P}(t) \approx \delta(t)$ ist, lassen sich Gl. 2.4-2.6 reduzieren auf

$$d_{SV}(t) \approx h_{P,SV}(t) * d_P(t)$$

$$d_{SH}(t) \approx h_{P,SH}(t) * d_P(t) .$$

Um die Übertragungsfunktionen $h_{P,SV}(t)$ und $h_{P,SH}(t)$ zu berechnen, werden SV- bzw. SH-Komponente mit der P-Komponente dekonvolviert. Es wird hier eine Standard-Methode (Owens et al., 1984) verwendet, bei der die Dekonvolution durch spektrale Division im Frequenzbereich erfolgt. Minima, die im Amplitudenspektrum der P-Welle auftreten und zu Instabilitäten bei der

Dekonvolution führen könnten (Division durch Null), werden durch die sog. *Waterlevel*-Methode vermieden:

$$H_{P,SV}(\omega) = \frac{D_{SV}(\omega) \overline{D}_P(\omega)}{\varphi'(\omega)} G(\omega), \quad (2.7)$$

mit

$$\varphi'(\omega) = \max[\varphi(\omega), W \max[\varphi(\omega)]] \quad \text{und} \quad \varphi(\omega) = D_P(\omega) \overline{D}_P(\omega) = |D_P(\omega)|^2.$$

Die Berechnung von $H_{P,SH}(\omega)$ erfolgt auf entsprechende Weise. W ist eine reelle Konstante, der sog. *Waterlevel*. Diejenigen Werte $\varphi(\omega)$, die kleiner sind als $W \max[\varphi(\omega)]$, werden auf diesen Wert gesetzt, so dass Minima im Amplitudenspektrum der P-Komponente bis hier quasi ‘‘aufgefüllt’’ werden. Zur Vermeidung von hochfrequentem Rauschen werden die *receiver functions* zusätzlich mit einem Tiefpass gefiltert. Es wird in dieser Arbeit durchgehend ein Gauss’scher Tiefpass verwendet (Owens et al., 1984):

$$G(\omega) = \frac{\sqrt{\pi}}{2\alpha} e^{-0,25\omega^2/\alpha^2} \Leftrightarrow g(t) = e^{-\alpha^2 t^2} \quad (2.8)$$

Der Vorteil des Gauss’schen Tiefpasses z.B. im Vergleich zu Butterworth-Filtern besteht in seiner symmetrischen Impulsantwortfunktion $g(t)$, die weder die Phase eines Signals verändert noch künstliche Oszillationen (‘‘*Sidelobes*’’) erzeugt. Die Breite des Filters lässt sich über den Parameter α kontrollieren und wird je nach Anwendung gewählt. Ein Gauss-Parameter von 2 Hz beispielsweise blockiert Frequenzen oberhalb von etwa 0,5 Hz.

Ein Beispiel für die grundlegenden Schritte zur Berechnung von *receiver functions* ist in Abb. 2.3 dargestellt.

2.3 Grundlegende kinematische Beziehungen

Im Fall einer lateral homogenen, seismisch isotropen Untergrundstruktur gilt für die Laufzeit $t(d)$ einer ebenen Welle aus der Tiefe d zur Erdoberfläche (Tiefe $z = 0$):

$$t(d) = \int_0^d q(z) dz$$

Hierin ist $q(z)$ die von der Art der Welle abhängige vertikale *slowness*:

$$q_p(z) = \sqrt{v_p(z)^{-2} - p^2} \quad \text{bzw.} \quad q_s(z) = \sqrt{v_s(z)^{-2} - p^2}.$$

$v_p(z)$ und $v_s(z)$ sind die P- bzw. S-Geschwindigkeit in der Tiefe z und p ist der Strahlparameter (oder ‘‘horizontale *slowness*’’). Für die Differenz-Laufzeit einer an einer Schichtgrenze in der Tiefe d von P nach S konvertierten Welle gilt damit:

$$\tau(d) = \int_0^d q_s(z) dz - \int_0^d q_p(z) dz$$

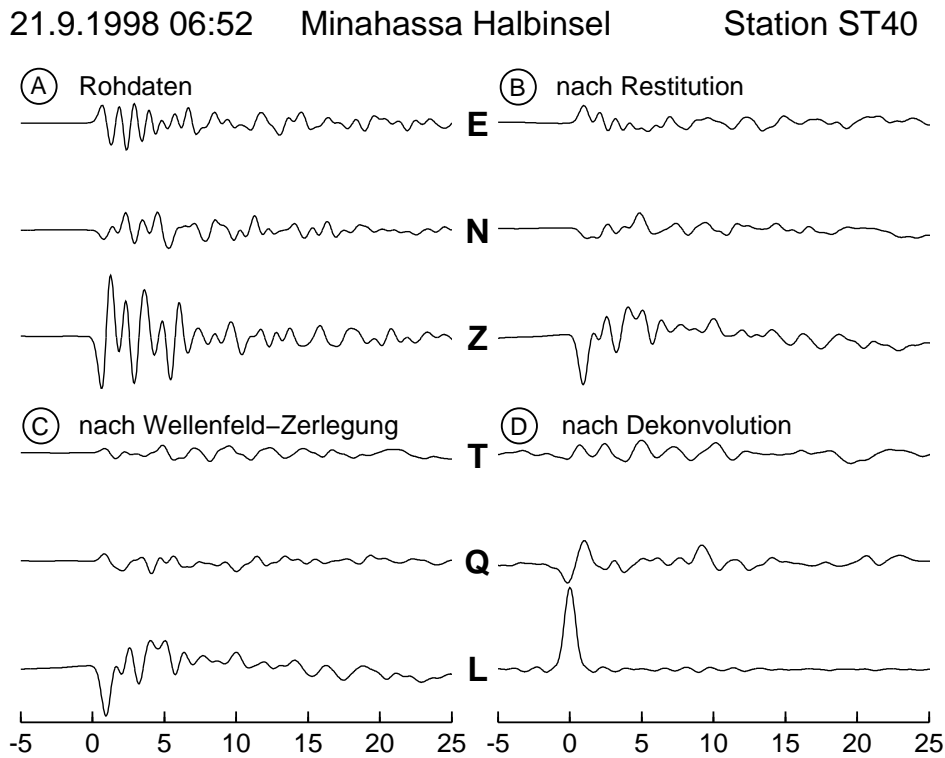


Abbildung 2.3: Daten-Beispiel zur Veranschaulichung der grundlegenden Schritte zur Berechnung von *receiver functions*. Die Rohdaten (A) werden zunächst restituiert (B). Bereits nach der Wellenfeld-Zerlegung (C) ist auf der Q-Komponente ca. 9 Sekunden nach der direkten P-Welle eine Moho-Konversion zu erkennen, da bei dem verwendeten Beben bereits die Herdzeit-Funktion recht impulsartig ist. Durch die Dekonvolution (D) werden die Herdeffekte aus dem Signal entfernt und die resultierenden Spuren sind die Q- und T-*receiver functions*. Die L-Komponente ist dagegen jetzt symmetrisch und enthält keine Informationen über die Struktur mehr. Nach der Dekonvolution ist die Moho-Konversion auf der Q-Komponente deutlich besser zu erkennen. Die verwendeten Werte für Gauss-Parameter und *waterlevel* betragen 2 Hz bzw. 0,02.

bzw.

$$\tau(d) = \int_0^d q_s(z) - q_p(z) dz.$$

Durch Einführung der vertikalen Differenzen-*slowness* $\hat{q}_{Ps}(z) = q_s(z) - q_p(z)$ lässt sich dies weiter vereinfachen:

$$\tau_{Ps}(d) = \int_0^d \hat{q}_{Ps}(z) dz.$$

Entsprechend der Laufwege jeweiligen Phasen ist die vertikale Differenzen-*slowness* für die drei wichtigsten in P-*receiver functions* auftretenden Phasen $P_d s$, $PpP_d s$ und $PpS_d s$ definiert:

$$\hat{q}_{Ps}(z) = q_s(z) - q_p(z) \quad \hat{q}_{PpPs}(z) = q_s(z) + q_p(z) \quad \hat{q}_{PpSs}(z) = 2q_s(z)$$

Die Differenz-Laufzeiten für eine an einer Schichtgrenze in der Tiefe d konvertierten (bzw. für multiple Phasen reflektierte) Welle sind dann allgemein ausgedrückt:

$$\tau_i(d) = \int_0^d \hat{q}_i(z) dz. \quad (2.9)$$

Da die Untergrundmodelle in der Regel durch eine endliche Anzahl ebener Schichten mit homogener Differenzen-*slowness* $\hat{q}_{i,k}$ und Mächtigkeit h_k parametrisiert werden, erfolgt die Berechnung von Gleichung 2.9 in der Praxis durch Summation:

$$\tau_i(z_m) = \sum_{k=0}^m \hat{q}_{i,k} h_k. \quad (2.10)$$

Die bei der Ausbreitung durch das Schichtpaket zurückgelegte Entfernung in horizontaler Richtung lässt sich durch eine ebenso einfache Beziehung beschreiben:

$$x_p(z_m) = \sum_{k=0}^m h_k p/q_{p,k} \quad \text{bzw.} \quad x_s(z_m) = \sum_{k=0}^m h_k p/q_{s,k}. \quad (2.11)$$

Die Summen 2.10 und 2.11 bilden die Grundlage für die meisten nachfolgend erläuterten Verfahren.

2.4 Bestimmung der oberflächennahen Geschwindigkeit

Wie in 2.1 erläutert, ist der Polarisationswinkel einer teleseismischen P-Welle an der Erdoberfläche eine Funktion ihres Strahlparameters sowie der oberflächennahen S-Geschwindigkeit. Prinzipiell lässt sich diese durch die Messung der Polarisationswinkel bestimmen. Es wird in der vorliegenden Arbeit ein Verfahren zur Bestimmung dieser Geschwindigkeit präsentiert, bei dem nicht die Messung der Polarisationswinkel individueller P-Wellen erforderlich ist, sondern bei welcher die Energie der "direkten P"-Welle in einer *receiver function* minimiert wird.

In Abb. 2.4 wird anhand verschiedener synthetischer und realer Beispiele der Effekt der Wahl der oberflächennahen Geschwindigkeit zur Wellenfeldzerlegung unter Verwendung von Gleichung 2.1 demonstriert. Es werden drei synthetische Beispiele gezeigt, die mit verschiedenen Geschwindigkeitsmodellen erzeugt wurden, die sich lediglich in ihrer oberflächennahen Struktur unterscheiden. Allen Modellen gemeinsam ist die S-Geschwindigkeit des Grundgebirges von 3,5 km/s sowie eine Moho in 65 km Tiefe. Die *receiver functions* wurden für jedes Szenario unter der Annahme einer Reihe unterschiedlicher "Rotationsgeschwindigkeiten" berechnet. Es ist zu erwarten, dass die bei $\tau = 0$ beobachtete P-Energie dort null wird, wo die korrekte Geschwindigkeit zur Wellenfeldzerlegung verwendet wurde. Im Szenario A steht das Grundgebirge mit einer S-Geschwindigkeit von 3,5 km/s an der Erdoberfläche an. In der Tat verschwindet bei der Wahl dieser Geschwindigkeit die P-Energie bei $\tau = 0$. Komplizierter verhält es sich bei Anwesenheit von Sediment- oder anderen Schichten mit im Vergleich zum Grundgebirge reduzierter

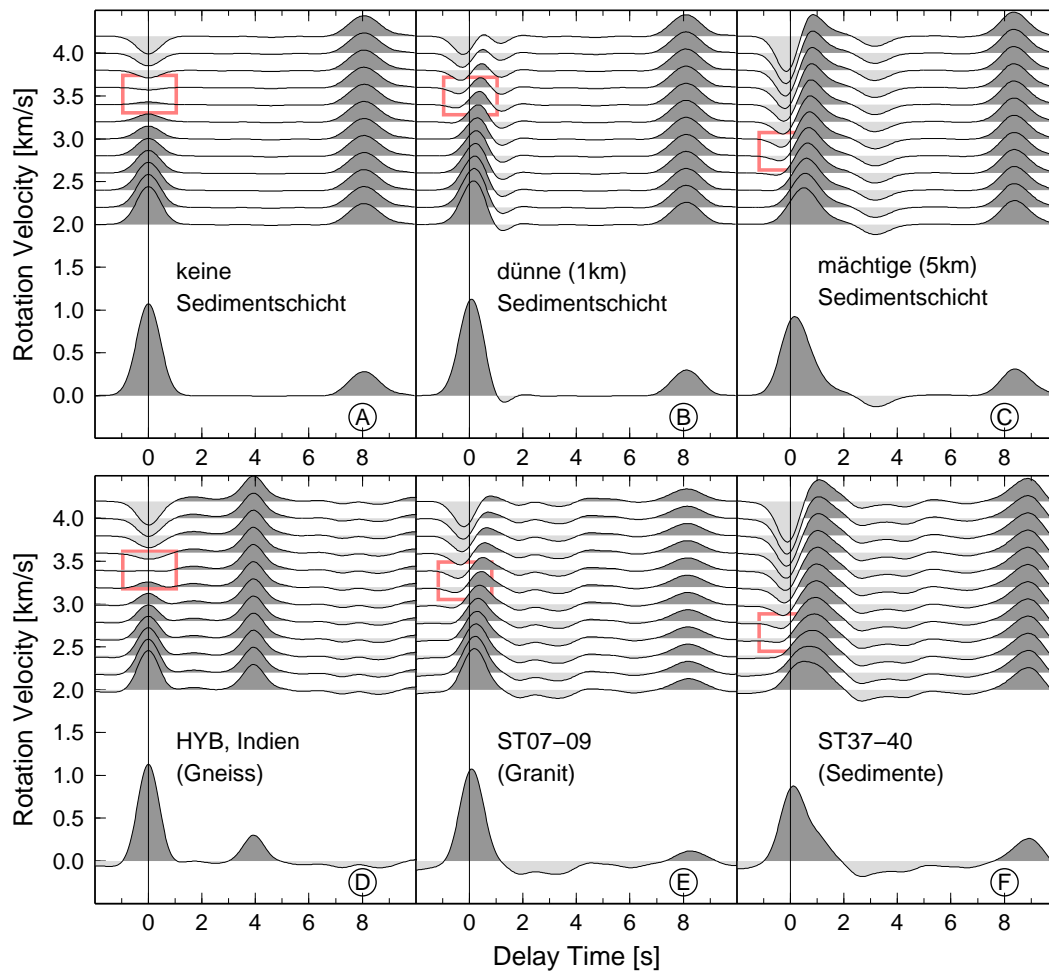


Abbildung 2.4: Synthetische (A-C) und gemessene (D-F) Datenbeispiele zur Veranschaulichung der Bestimmung der ‘Rotationsgeschwindigkeit’. Die Geschwindigkeit wurde jeweils im Bereich von 2 bis 4,2 km/s variiert. Das Resultat der als optimal angesehenen Geschwindigkeit ist durch farbige Rechtecke hervorgehoben. Zusätzlich ist unten die entsprechende R-receiver function dargestellt, bei der die Kontamination durch P-Energie die weitaus größte Amplitude aufweist.

Geschwindigkeit. Dies ist anhand der Szenarien B und C in Abb. 2.4 veranschaulicht. Im Fall einer relativ dünnen Sedimentschicht ist die Minimierung der Energie bei $\tau = 0$ noch annähernd erfolgreich, nicht jedoch im Fall einer mächtigen Sedimentschicht. Es ist anzumerken, dass auch bei Verwendung der ‘korrekten’ Rotationsgeschwindigkeit bei Strukturen mit Sedimentschicht eine negative Phase bei $\tau < 0$ beobachtet wird. Diese ist eine Folge der Frequenzabhängigkeit des Polarisationswinkels der P-Welle, wenn sich die Geschwindigkeit mit der Tiefe ändert (anschaulich ausgedrückt kann eine hochfrequente Welle eine dünne Schicht ‘sehen’, welche eine tieffrequente Welle praktisch nicht beeinflusst).

Die folgenden drei Beispiele in Abb. 2.4 stellen reale Daten einer Station in Indien sowie zweier INDEPTH-3-Stationen dar, bei denen die oberflächennahe Struktur den synthetischen Beispielen ähnelt. Da an allen INDEPTH-3-Stationen stets Material mit im Vergleich zum Grund-

gebirge deutlich niedriger Geschwindigkeit anzutreffen ist, wurde die Station Hyderabad (HYB) in Indien als Beispiel für eine Station mit an der Oberfläche anstehendem Grundgebirge ausgewählt. Die *receiver functions* für diese Station ähneln den synthetischen aus Szenario A; die optimale "Rotationsgeschwindigkeit" beträgt 3,4 km/s (Saul et al., 2000b). Als Beispiele für INDEPTH-3-Stationen sind in Abb. 2.4 die Summen der *receiver functions* der Stationen ST07-ST09 (E) und ST37-ST40 (F) dargestellt. Im Bereich der Stationen ST07-ST09 ist kristallines Grundgebirge (Granit) aufgeschlossen, allerdings tritt an der Oberfläche im Gegensatz zu HYB trotzdem eine Schicht leicht verringerter Geschwindigkeit auf, was möglicherweise auf Verwitterung zurückzuführen ist. Die *receiver functions* sind vergleichbar mit den synthetischen zu Szenario B, also einer geringmächtigen (1 km) Schicht leicht verringerter Geschwindigkeit. Am Nordende des INDEPTH-3-Profiles (Stationen ST37-ST40) ist diese Schicht jedoch deutlich mächtiger, und die *receiver functions* ähneln denen von Szenario C.

Da der Bereich der an den INDEPTH-3-Stationen beobachteten Oberflächengeschwindigkeiten mit ca. 2,6-3,4 km/s klein ist und kleine Abweichungen von der tatsächlichen Geschwindigkeit zu keiner merklichen Kontaminierung der *receiver functions* durch P-Energie führen, wird in der vorliegenden Arbeit durchgehend eine Geschwindigkeit von 3,2 km/s zur Wellenfeldzerlegung verwendet.

2.5 Receiver functions bei Gradientenschichten

Es wird häufig implizit angenommen, dass es sich bei Schichtgrenzen wie der Moho um Diskontinuitäten erster Ordnung handelt, d.h. um abrupte Geschwindigkeitssprünge. *Receiver functions* solcher Strukturen zeichnen sich durch impulsartige Konversionen der Moho wie auch ihrer Multiplen aus, was jedoch in realen Daten nur sehr selten beobachtet wird. In der Regel ist zwar die P_m s-Konversion der Moho einfach zu identifizieren, die Multiplen PpP_m s und PpS_m s haben jedoch besonders bei hohen Frequenzen oft so kleine Amplituden, dass sie nicht oder nur unsicher identifiziert werden können. Mehrere Ursachen kommen hierfür in Frage. Zum einen muss der Geschwindigkeitskontrast an der Moho selbstverständlich groß genug sein, um ein Signal zu erzeugen, welches nicht im Rauschen untergeht. Dies gilt bei einer Diskontinuität erster Ordnung jedoch in gleichem Maße für die P_m s-Phase, die jedoch trotzdem weitaus häufiger zu beobachten ist. Möglich sind auch inkohärente Reflexionen der Multiplen an der Erdoberfläche aufgrund starker Topografie, z.B. in Gebirgsregionen. Dies kann jedoch nicht die mitunter schwierige Beobachtbarkeit von Moho-Multiplen in Regionen geringer Topografie erklären. Eine der wahrscheinlichsten Ursachen ist daher eine Ausbildung der Moho nicht als Geschwindigkeitssprung, sondern als allmählicher Anstieg der Geschwindigkeit über einen gewissen Tiefenbereich hinweg ("Gradientenschicht"). In Abb. 2.5 sind synthetische *receiver functions* für den Fall einer als Gradientenschicht ausgebildeten Moho dargestellt. Bei hochfrequenten Signalen nimmt die Amplitude der Moho-Multiplen mit zunehmender Mächtigkeit der Gradienten-

schicht ab. Schon bei einer Mächtigkeit von 12 km sind die Multiplen so stark verbreitert, dass sie kaum noch zu erkennen sind, während sich die Amplitude der P_m s-Phase nur geringfügig verringert. Bei den tieffrequent gefilterten *receiver functions* fällt die Abnahme der Amplitude deutlich geringer aus. In der Tat lassen sich die Moho-Multiplen auch in realen Daten durch tieffrequentes Filtern oft deutlicher herausarbeiten, was dafür spricht, dass die Moho in vielen Regionen tatsächlich als Gradientenschicht ausgebildet ist.

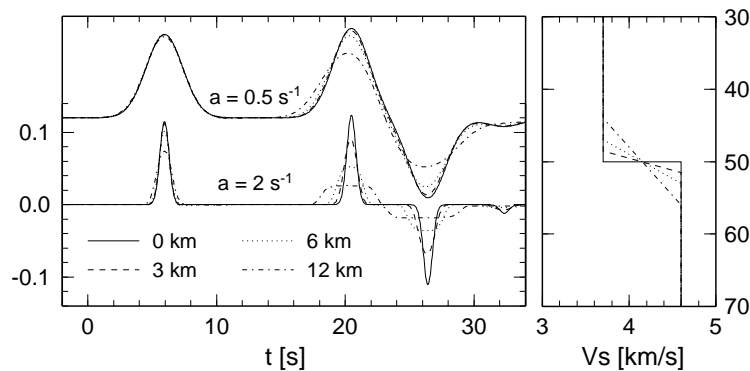


Abbildung 2.5: Synthetische *receiver functions* für ein Krustenmodell, bei der die Moho als Gradientenschicht ausgebildet ist.

2.6 Azimutale Abhängigkeit von *receiver functions*

Bei den meisten Methoden zur Analyse von *receiver functions* bis hin zu den einfacheren Migrationsverfahren wird in der Regel eine lateral homogene Schichtung seismisch isotropen Materials zugrunde gelegt. In solchen Medien von P nach S konvertierte Wellen sind reine SV-Wellen, d.h. sie werden nur auf der R- bzw. Q-Komponente registriert. Bei einer Reihe von Ausbreitungseffekten kommt es jedoch zu einer Brechung der Wellen aus der ursprünglichen Ausbreitungsebene heraus, wodurch teilweise erhebliche Energie auch als SH-Energie registriert wird, d.h. auf der Transversal-(T-)Komponente. Auf der T-Komponente registrierte Signale enthalten daher zusätzliche wertvolle Informationen über Abweichungen von der oft vereinfachend als horizontal geschichtetes, isotropes Medium angesehenen Untergrundstruktur.

Azimutale Abhängigkeit bei geneigter Schichtgrenze

Ein einfaches, aber durchaus häufig anzutreffendes Szenario, bei dem Energie auch auf der SH-Komponente registriert wird, ist das einer geneigten, ebenen Grenze zwischen zwei homogenen, isotropen Schichten. Ein synthetisches Beispiel für die in Abb. 2.6 (links) skizzierte und in Tibet möglicherweise ähnlich auftretende Struktur ist in Abb. 2.7 dargestellt. Dieses ähnelt

dem Szenario, welches von Zhu et al. (1995) für Station BUDO des 1991-92er PASSCAL-Experimentes ermittelt wurde. Hier tritt an der Schichtgrenze ein Rückgang der P-Geschwindigkeit von 3,5 auf 3,0 km/s auf. Es ist unmittelbar zu erkennen, dass die *receiver functions* im Fall einer geneigten Schichtgrenze eine 360°-Periodizität aufweisen und auch auf der Transversalkomponente Signale erheblicher Amplitude auftreten, welche bei kleinen Neigungswinkeln wie in diesem Beispiel ungefähr proportional zum Neigungswinkel sind. Dieses Auftreten von Signalen auf der SH-Komponente ist eine Folge der Brechung sowohl der direkten P-Welle als auch der an der Schichtgrenze konvertierten Phase aus der ursprünglichen Ausbreitungsebene heraus, wodurch sich sowohl der Strahlparameter als auch der Azimut des Wellenvektors ändern. Dies wiederum hat zur Folge, dass die Komponenten-Rotation, die auf der Annahme horizontaler Schichtung und damit dem geometrischen Azimut der einfallenden Welle beruht, leicht “fehlerhaft” wird. Die dadurch hervorgerufene Projektion der direkten P-Welle auf die theoretische SH-Achse äußert sich in einem Signal bei $\tau = 0$, dessen Amplitude praktisch immer sehr klein im Vergleich zur direkten P-Welle ist, jedoch durchaus die gleiche Größenordnung P-S-konvertierter Signale haben kann. Die azimutale Abhängigkeit dieses Signals lässt sich auch in realen Daten beobachten und als Kriterium für das Vorhandensein geneigter Strukturen verwenden. Das Verhalten der SV-Komponente ist komplizierter; hier ändert sich je nach Azimut der Einfallswinkel relativ zur Schichtgrenze: Eine aus Süden (also “bergauf”) einfallende Welle bildet mit der Normalen der Schichtgrenze den größten Winkel und erzeugt dementsprechend die größte Konversionsamplitude. Bei einer aus Norden (also “bergab”) einfallenden Welle tritt der entgegen gesetzte Effekt auf. Hier trifft die Welle nahezu senkrecht auf die Schichtgrenze, wodurch die Konversionsamplitude klein ist. Wenn die Neigung der Schichtgrenze größer ist als der Einfallswinkel der P-Welle, kann sich das Vorzeichen der Amplitude der konvertierten Welle sogar umkehren; dies ist in dem Beispiel für eine Neigung von 24 Grad bei aus Norden einfallenden Wellen erkennbar. Auch auf der SV-Komponente äußert sich die Änderung des Strahlparameters mit dem Azimut der einfallenden Welle in etwas P-Energie bei $\tau = 0$, die hier jedoch im Gegensatz zur SH-Komponente bei Ausbreitungsrichtung in der Symmetrieebene die größte Amplitude aufweist.

Azimutale Abhängigkeit bei seismischer Anisotropie

Ein weiteres, bisher eher selten zur Erklärung großer Amplituden auf der SH-Komponente herangezogenes Szenario ist die seismische Anisotropie von Kruste und/oder oberem Mantel. Besonders an Grenzschichten zwischen Medien mit unterschiedlicher Anisotropie kann es zu effizienter Konversion von P nach SH kommen sowie azimutal variablen P-SV Konversionskoeffizienten und Laufzeiten der konvertierten Phasen (McNamara und Owens, 1993; Levin und Park, 1997; Savage, 1998; Frederiksen und Bostock, 2000; Vergne et al., 2003). Die azimutale Abhängigkeit der *receiver functions* kann jedoch noch weitaus komplizierter sein als im oben betrachteten Fall einer geneigten Schichtgrenze zwischen zwei isotropen Medien, da seismische Anisotropie von

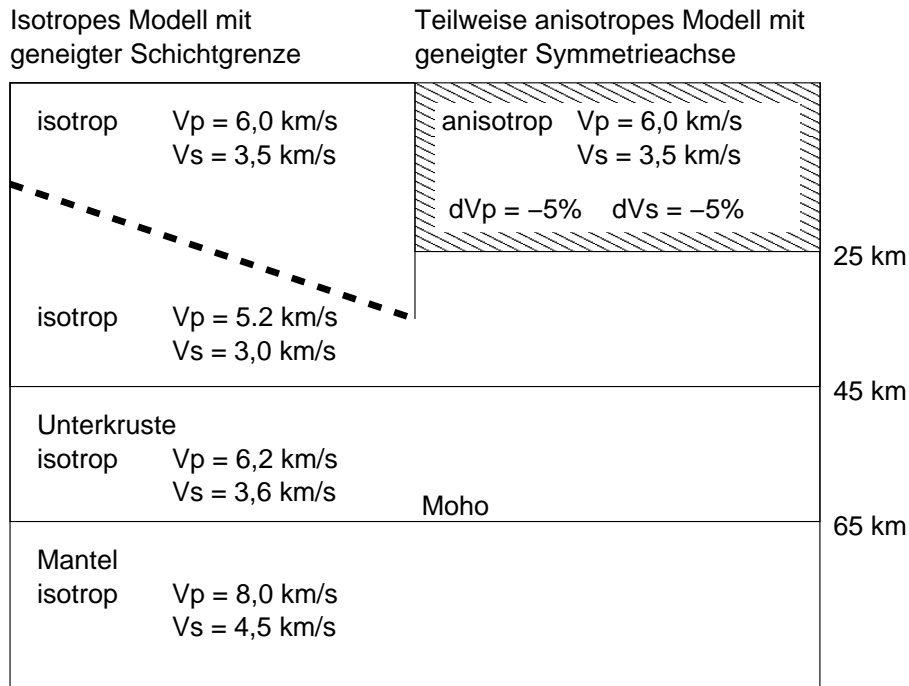


Abbildung 2.6: Skizze der Untergrundmodelle, die zur Berechnung der synthetischen Beispiele in Abb. 2.7 und 2.8 verwendet wurden. Das links skizzierte Modell besteht aus isotropen Schichten, bei denen die untere Grenze der obersten Schicht geneigt ist. Das rechte Modell ist ähnlich, jedoch ist hier die oberste Schicht anisotrop, alle Schichtgrenzen dagegen horizontal. Die anisotrope Schicht hat hexagonale Symmetrie, und ihre Materialeigenschaften werden durch die mittleren P- und S- Geschwindigkeiten sowie die prozentuale Anisotropie (dv_p und dv_s) in Richtung der Symmetrieachse beschrieben.

sehr viel mehr Materialparametern abhängen kann. Dies kann sich in sehr komplizierten Ausbreitungseffekten und starker Abhängigkeit von der Ausbreitungsrichtung der Wellen äußern. Es werden daher in der Regel einfache Spezialfälle anisotroper Medien betrachtet, ähnlich wie bei der Bestimmung der Mantel-Anisotropie mit SKS-Wellen, wo meist ein sog. “transversal isotropes” Material mit horizontaler Symmetrieachse (HTI) angenommen wird. Entsprechend beschränken sich Untersuchungen der Anisotropie mit *receiver functions* meist auch auf bestimmte Spezialfälle und auch hier besonders häufig auf den der transversalen Isotropie mit horizontaler oder geneigter Symmetrieachse (TTI). Transversale Isotropie bedeutet, dass die Materialeigenschaften Zylindersymmetrie besitzen. Solche Medien lassen sich relativ einfach durch jeweils eine durchschnittliche P- und S-Geschwindigkeit sowie den jeweiligen prozentualen Grad der Anisotropie, $\Delta v_p/v_p$ bzw. $\Delta v_s/v_s$, bezüglich der Symmetrieachse angeben. Beispiele sind der obere Mantel, dessen Bestandteil Olivin stark anisotrop ist. Bei olivinhaltigen Gesteinen wird oft eine Ausrichtung der a-Achse des Olivin festgestellt, während die Richtungen der b- und c-Achsen beliebig um die a-Achse verteilt sein können und keine bevorzugte Ausrichtung annehmen müssen. In einem solchen Fall liegt transversale Isotropie vor, und die a-Achse definiert sowohl die Symmetrieachse als auch die “schnelle” Richtung der seismischen Geschwindigkeit-

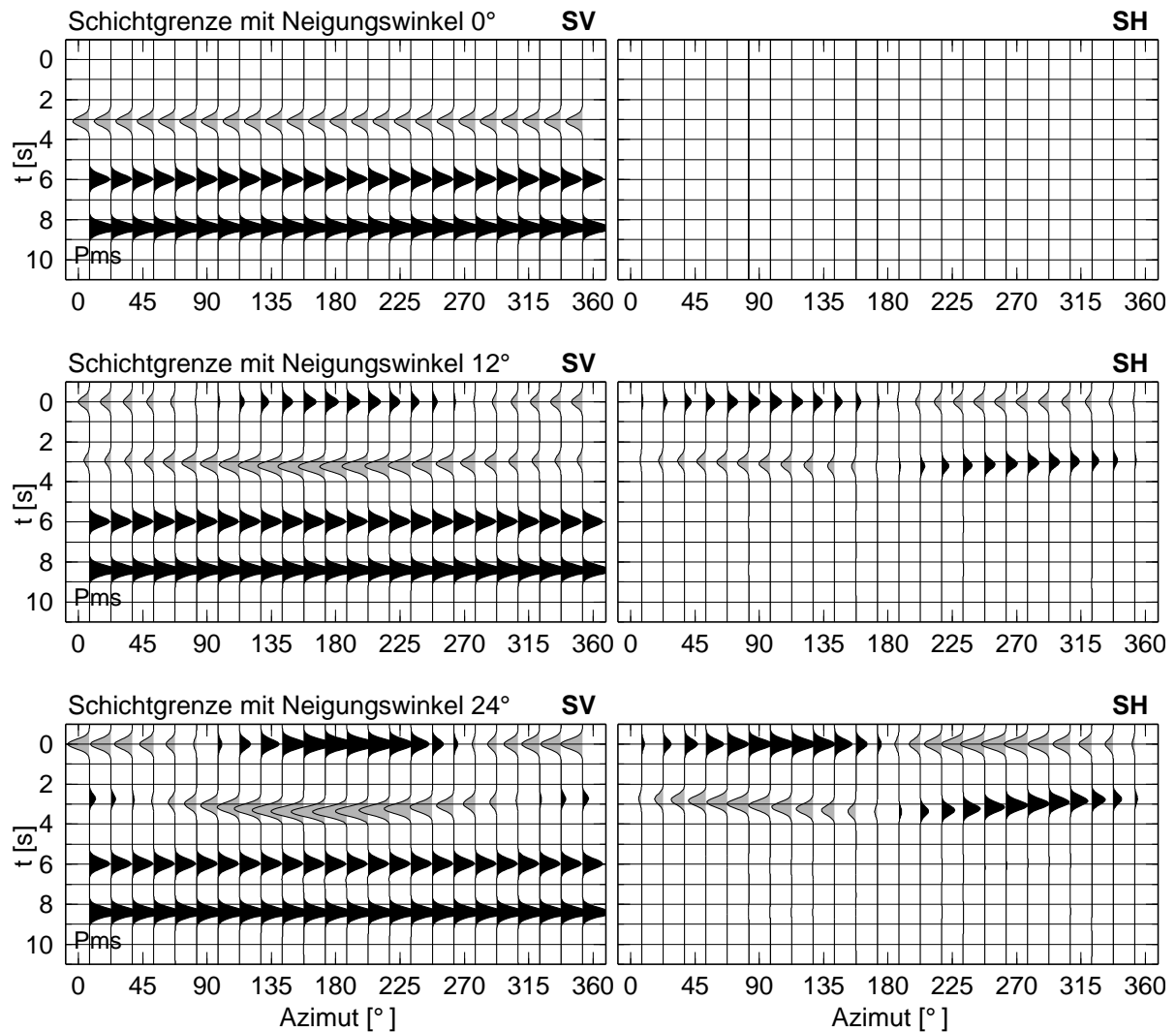


Abbildung 2.7: Synthetisches Beispiel von *P-receiver functions* für Modelle mit nach Süden (Azimut 180°) geneigter Schichtgrenze, für Neigungswinkel von 0° , 12° und 24° , berechnet für einen Strahlparameter von $6,4 \text{ s}/^\circ$. Die S-Geschwindigkeiten in der oberen und unteren Schicht betragen $3,5$ und $3,0 \text{ km/s}$ (in Anlehnung an Zhu et al., 1995, siehe auch linkes Modell in Abb. 2.6). Es sind jeweils links die Q- und rechts die T-Komponente für den Azimut-Bereich von 0 - 360° dargestellt. Bemerkenswert ist die Vorzeichen-Umkehr der an der geneigten Schichtgrenze konvertierten Welle bei Einfall aus nördlichen Azimuten im Beispiel für einen Neigungswinkel von 24° . Die synthetischen *receiver functions* wurden mit der Methode von Frederiksen und Bostock (2000) erzeugt.

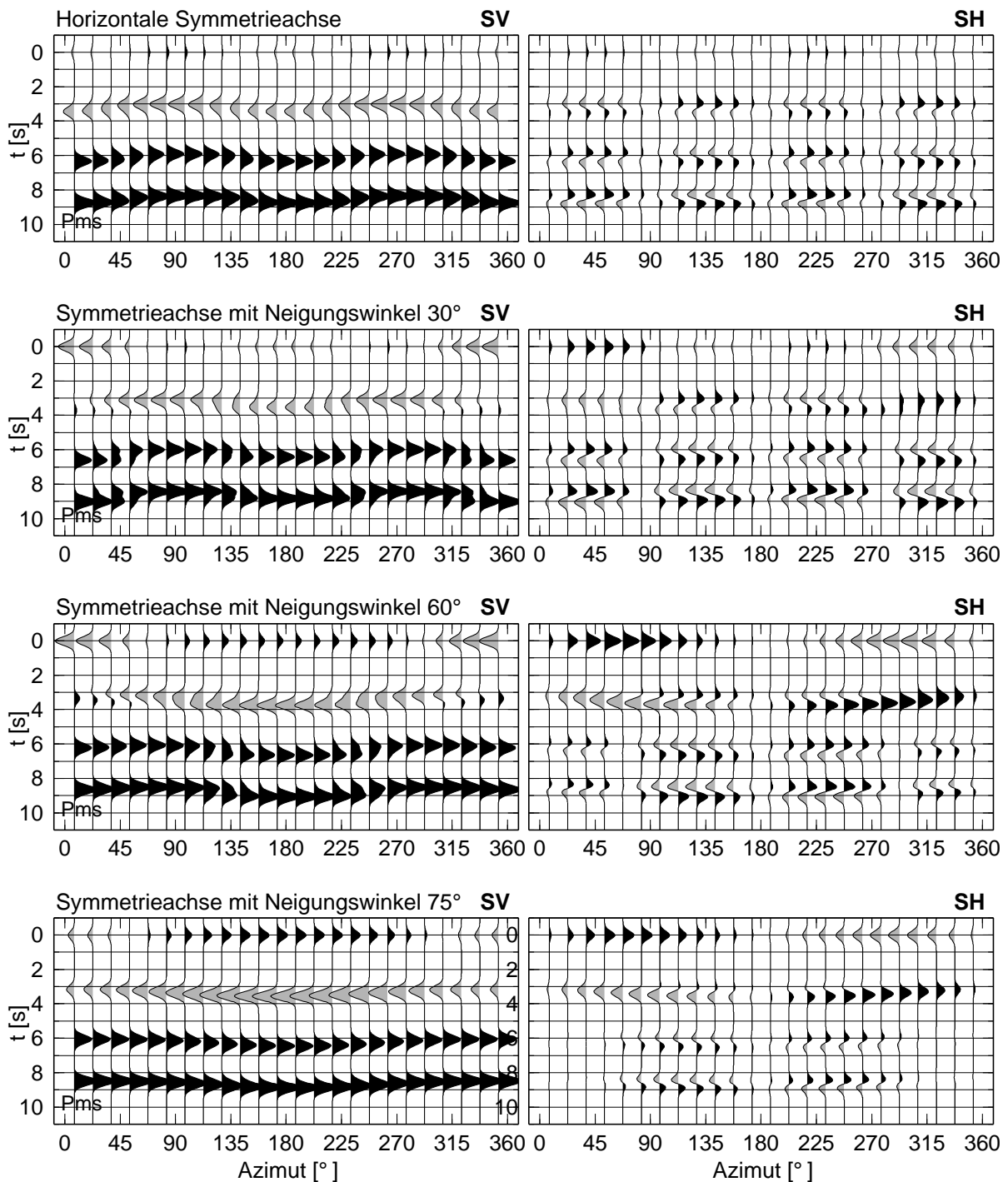


Abbildung 2.8: Synthetisches Beispiel von *P-receiver functions* für Modelle mit einer Schicht hexagonaler Anisotropie bei variabler Neigung der Symmetrieachse (siehe auch rechtes Modell in Abb. 2.6). Die *receiver functions* wurden für einen Strahlparameter von $6,4 s^{\rho}$ berechnet, bei Neigungswinkeln der Symmetrieachse von 0° (horizontal), 30° , 60° und 75° in Richtung Norden. Im Fall einer vertikalen Symmetrieachse (90°) ergeben sich *receiver functions*, die äquivalent zu dem Fall der nicht geneigten Schichtgrenze in Abb. 2.7 sind. Die mittleren S-Geschwindigkeiten in der oberen und der darunter liegenden Schicht betragen wie in jenem Beispiel 3,5 und 3,0 km/s, allerdings mit -5 % Anisotropie sowohl in P- als auch S-Geschwindigkeit in Richtung der Symmetrieachse. Die synthetischen *receiver functions* wurden mit der Methode von Frederiksen und Bostock (2000) erzeugt.

en, d.h. $\Delta v_p/v_p$ und $\Delta v_s/v_s$ sind positiv.

Gesteine mit beträchtlicher Anisotropie können auch in der Kruste auftreten. Besonders metamorphe Gesteine können extreme Anisotropie aufweisen. Bei Schiefen beispielsweise sind $\Delta v_p/v_p$ und $\Delta v_s/v_s$ negativ und können Werte von bis zu -20% aufweisen, d.h. die Symmetrieachse ist in diesem Fall die ‐langsame‐ Achse (Godfrey et al., 2000; Okaya und Christensen, 2002).

In Abb. 2.8 sind synthetische *receiver functions* für das in 2.6 (rechts) skizzierte Modell dargestellt, bei der die oberste Schicht eine Anisotropie von -5 % bei hexagonaler Symmetrie ausweist. Im Fall einer horizontalen Symmetrieachse kommt es zu der oft als charakteristisch für anisotrope Medien angesehenen Periodizität der *receiver functions* von 180°. Auch bei einer Neigung der Symmetrieachse um 30° ändert sich an dem Bild nur wenig und bei realen, verrauschten Daten würde man auch hier wahrscheinlich nur eine 180°-Periodizität diagnostizieren. Bei weiterer Zunahme des Neigungswinkels geht die 180°-Periodizität jedoch in eine deutliche 360°-Periodizität über, und die *receiver functions* ähneln sehr stark denen des oben gezeigten Beispiels einer geneigten Grenze zwischen zwei isotropen Schichten. Die Beispiele der um 24° geneigten Schichtgrenze und das der um 60° geneigten Symmetrieachse sind so ähnlich, dass sie in verrauschten Daten mit weniger perfekter azimuthaler Überdeckung eventuell nicht zu unterscheiden wären. Ein mögliches Unterscheidungskriterium wären bei sehr guten Daten die Variation der Laufzeiten tiefer gelegener Schichten im Fall der Anisotropie (im Beispiel Moho und Grenzfläche zwischen mittlerer und Unterkruste), sowie eine Brechung dieser ursprünglich von P nach SV konvertierten Phasen auch auf die T-Komponente, wo sie den typischen ‐Ableitungs-Charakter‐ haben, wie er auch in Registrierungen der SKS-Phase nach dem Durchlaufen anisotroper Regionen beobachtet wird.

2.7 *Moveout*-Korrektur

Seismische Wellen fallen an einer Station in verschiedenen Winkeln ein. Diese sind von der Art der Welle, ihrem vorher zurückgelegten Laufweg sowie nicht zuletzt der seismischen Struktur an der Station abhängig. Unterschiedliche Winkel bzw. unterschiedliche Strahlparameter p führen nach Gleichung 2.9 zu unterschiedlichen Differenzen-Laufzeiten konvertierter Phasen. Diese Änderung der Laufzeiten mit der Epizentralentfernung bzw. dem Strahlparameter wird auch als *moveout* bezeichnet und erschwert die Interpretation von *receiver functions* und ihre Weiterverarbeitung. Um Spuren aus verschiedenen Epizentralentfernungen vergleichbar zu machen oder zu stapeln, werden diese daher oft *moveout*-korrigiert. Die Energie jeder Spur wird dabei entlang der Zeitachse dahin verschoben, wo sie beobachtet würde, wenn das zugrunde liegende Wellenfeld mit einem bestimmten Referenz-Strahlparameter p_0 eingefallen wäre. Die *moveout*-Korrektur lässt sich z.B. durch zeitliche Verschiebung des Seismogrammes als Ganzes entsprechend der für eine bestimmte Tiefe (‐*phasing depth*‐) zu erwartenden Zeitverzögerung durchführen (Vinnik,

1977; Bostock, 1996; Dueker und Sheehan, 1997). Dieses Verfahren hat jedoch den Nachteil, dass es nur für jeweils eine Tiefe korrekte Ergebnisse liefert. Dagegen lassen sich mit dem Verfahren von Yuan et al. (1997) die Spuren für den gesamten Tiefenbereich bis ca. 800 km *moveout*-korrigieren, wobei die maximal erreichbare Tiefe vom Strahlparameter und Typ der Welle abhängig ist. Diese Korrektur wird in der vorliegenden Arbeit ausschließlich verwendet. Entsprechend der von Vinnik (1977) eingeführten Konvention wird sie stets für einen Referenz-Strahlparameter p_0 von $6,4 \text{ s}^\circ$ durchgeführt, der einer Epizentralentfernung von 67° entspricht.

Ein Beispiel für die *moveout*-Korrektur synthetisch erzeugter *receiver functions* für das Modell IASP91 ist in Abb. 2.9 dargestellt. Der Effekt ist umso deutlicher, je später eine Phase in einer Spur auftritt. Bei frühen Phasen einschließlich der Moho-Multiplen ist die Abhängigkeit der Konversionszeiten vom Strahlparameter so gering, dass die Korrektur zwar eine deutliche Verbesserung der Kohärenz der jeweiligen Phase bewirken kann und damit eine größere Amplitude in der Summenspur. Eine vollkommene Unterdrückung eines bestimmten Wellentyps, z.B. um an Strukturen im oberen Mantel konvertierte Phasen von Multiplen krustaler Phasen oder der Moho zu trennen, ist jedoch nicht möglich. Die *moveout*-Korrektur bietet aber auch hier immerhin einen Anhaltspunkt zur Identifikation des Typs eines beobachteten Signals.

2.8 Bestimmung des durchschnittlichen Poisson-Verhältnisses

Während die Amplituden konvertierter Phasen in *P-receiver functions* praktisch unempfindlich gegenüber P-Geschwindigkeitskontrasten sind, ist die Empfindlichkeit der gemessenen Differenzen-Laufzeiten von der P-Geschwindigkeitsstruktur ebenso hoch wie von den S-Geschwindigkeiten. Das bedeutet, dass die Laufzeiten von in *receiver functions* beobachteten Signalen auch vom Poisson-Verhältnis des durchlaufenen Mediums abhängen. Zwar lässt sich dieses aus der Laufzeit einer einzelnen Phase noch nicht berechnen. Wenn sich in den *receiver functions* jedoch zusätzlich zur direkten Konversion mindestens eine deutliche PpP_ds- oder PpS_ds-Multiple identifizieren lässt und deren Laufzeit hinreichend genau gemessen werden kann, ist eine Berechnung des durchschnittlichen Poisson-Verhältnisses *oberhalb* der Konversionstiefe d möglich. In der Regel wird das Verfahren jedoch mit Moho-Phasen angewendet.

Zandt et al. (1995) und Zandt und Ammon (1995) bestimmen das Poisson-Verhältnis durch direkte Messung der P_ds- und PpP_ds-Zeiten. Das v_p/v_s -Verhältnis ϕ ergibt sich dann aus

$$\phi = \sqrt{4R(R+1)(1 - (p\bar{v}_p)^2) + 1}$$

Hierin ist $R = \tau_{Pms}/(\tau_{PpPms} - \tau_{Pms})$ und \bar{v}_p ist die durchschnittliche P-Geschwindigkeit der Kruste (Zandt et al., 1995). Das Poisson-Verhältnis σ folgt aus dem v_p/v_s -Verhältnis gemäß

$$\sigma = \frac{\phi^2 - 2}{2\phi^2 - 2}$$

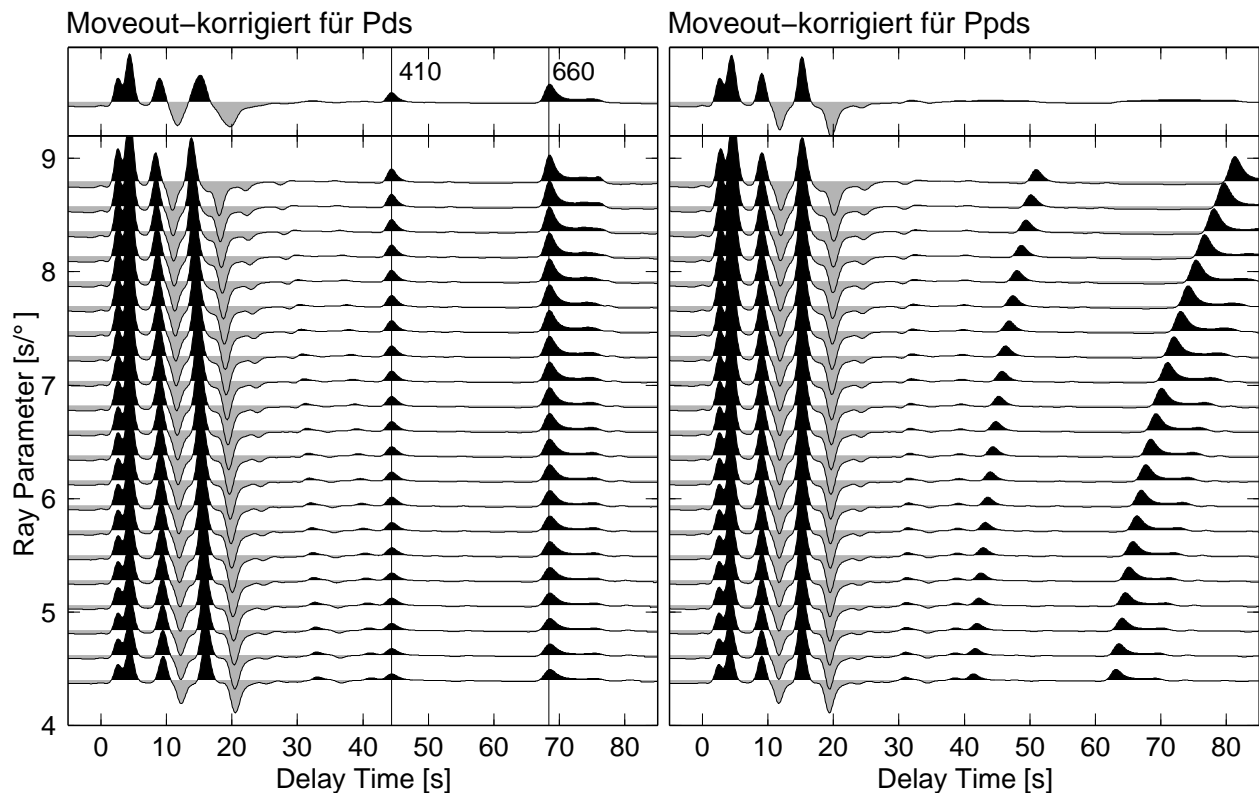


Abbildung 2.9: Synthetisches Beispiel zur *Moveout*-Korrektur. Die *receiver functions* wurden für das IASP91-Modell berechnet. Links sind die für P_{dS} -Phasen *moveout*-korrigierten Spuren, rechts entsprechend für PpP_{dS} -Phasen. Oben ist jeweils die Summenspur dargestellt. Die Konversionen der Manteldiskontinuitäten in 410 bzw. 660 km Tiefe sind durch Linien gekennzeichnet.

Da $\tau_{PpSms} = \tau_{Pms} + \tau_{PpPms}$ ist, lassen sich beide multiplen Phasen gleich gut zur Berechnung des Poisson-Verhältnisses verwenden, und obwohl die gleichzeitige Verwendung beider Phasen eigentlich redundant ist, bietet sie doch eine zusätzliche Kontrolle über das Ergebnis.

Zhu und Kanamori (2000) verwenden ein Verfahren, bei dem die P_{dS} - PpP_{dS} - und PpS_{dS} -Signale für verschiedene Poisson-Verhältnisse anhand einer angenommenen P-Geschwindigkeit in die Tiefe projiziert und anschließend gewichtet summiert werden. Hierbei wird als Messwert derjenige Wert akzeptiert, bei dem die Amplitude der gewichteten Summe ein Maximum erreicht. Saul et al. (2000b) bestimmen das Poisson-Verhältnis durch visuellen Vergleich von in engen Epizentralentfernungs-Fenstern gestapelten PpP_{dS} - und PpS_{dS} -Signalen und mit den aus der gemessenen P_{dS} -Zeit für verschiedene Poisson-Verhältnisse berechneten Laufzeitkurven. Die Methode von Kind et al. (2002) ist ähnlich, es werden hier jedoch bereits migrierte Phasen verglichen.

Die Methode von Zandt et al. (1995) hat den Nachteil, dass der *moveout* der verwendeten Phasen nicht berücksichtigt wird und stattdessen nicht *moveout*-korrigierte *receiver functions* zur Messung verwendet werden, was bei Stapelung über einen großen Epizentralentfernungs-

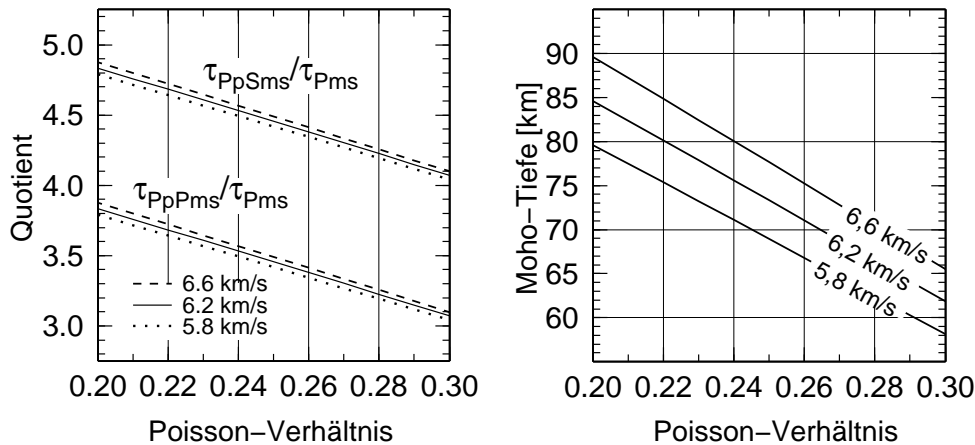


Abbildung 2.10: Links: Abhängigkeit der Quotienten τ_{PpPms}/τ_{Pms} und τ_{PpSms}/τ_{Pms} vom Poisson-Verhältnis. Die Empfindlichkeit der Quotienten für das Poisson-Verhältnis ist groß, die Anfälligkeit der Messwerte für Fehler in der Annahme für die durchschnittliche P-Geschwindigkeit dagegen praktisch irrelevant. Die Quotienten entsprechen dem Standard-Strahlparameter von $6,4 \text{ s}^\circ$. Rechts: Abhängigkeit der Messung der Moho-Tiefe von der durchschnittlichen P-Geschwindigkeit und dem Poisson-Verhältnis. Die Tiefen entsprechen einer P_{ms} -Zeit von 9 Sekunden.

bzw. Strahlparameterbereich eine Verringerung der sowieso oft nicht hohen Signalqualität der Multiplen nach sich zieht. Dieser Nachteil wird bei den Methoden von Zhu und Kanamori (2000) und Kind et al. (2002) umgangen, da alle Signale in die Tiefe migriert werden, also nach impliziter *Moveout*-Korrektur. Die ausschließliche Verwendung der Methode von Zhu und Kanamori (2000) ist jedoch riskant, da praktisch keine Kontrolle besteht, welche Phasen eigentlich gestapelt werden.

Es wird daher in dieser Arbeit neben der mittlerweile etablierten Methode von Zhu und Kanamori (2000) ein Verfahren angewendet, bei welchem die P_{dS} -, PpP_{dS} - und PpS_{dS} -Phasen auch in die Tiefe migriert werden. Die Spuren werden dabei jedoch nicht summiert, sondern für verschiedene angenommene Poisson-Verhältnisse visuell verglichen. Dies hat den Vorteil, dass sich die Qualität der Messung besser abschätzen lässt. Auf diese Methode wird in Kapitel 3.5.4 näher eingegangen.

In Abb. 2.10 ist der Zusammenhang zwischen der aus P_{ms} -Konversionszeiten gemessenen Zeit und der angenommen durchschnittlichen P-Geschwindigkeit sowie dem Poisson-Verhältnis der Kruste dargestellt. Einer Variation der angenommenen P-Geschwindigkeit im Bereich von 5,8 bis 6,6 km/s entspricht eine Änderung der Moho-Tiefe von ca. 7 km. Dies ist nicht problematisch, da die P-Geschwindigkeit meist hinreichend genau bekannt ist, z.B. aus Weitwinkelmessungen wie die von Zhao et al. (2001) für das INDEPTH-3-Experiment. Eine sehr viel größere Unsicherheit besteht bezüglich der S-Geschwindigkeit bzw. des Poisson-Verhältnisses, da diese auch ohne nennenswerte Änderungen der P-Geschwindigkeit stark variieren können. Da bei der *receiver function*-Methode Laufzeit-Differenzen gemessen werden, wirkt sich ein Fehler bezüglich nur

einer der Geschwindigkeiten (bzw. des angenommenen Poisson-Verhältnisses) stärker aus als ein gleicher prozentualer Fehler beider Geschwindigkeiten. Wie aus Abb. 2.10 ersichtlich, kann beispielsweise eine Änderung des Poisson-Verhältnisses von 0,28 auf 0,24 – was ungefähr dem Bereich der entlang des INDEPTH-3-Profiles beobachteten Werte entspricht (siehe Abb. 3.23) – bei gleicher P-Geschwindigkeit eine Zunahme der gemessenen Moho-Tiefe von 10 km bewirken, was selbstverständlich signifikant ist.

2.9 CDP-Stacking

Allen bisher vorgestellten Verfahren liegt die Annahme zugrunde, dass die Materialeigenschaften in der zu untersuchenden Struktur ausschließlich eine Funktion der Tiefe sind. Laterale Änderungen werden ignoriert bzw. werden als Unterschiede von Station zu Station aufgefasst; unterhalb *einer* Station wird die Struktur jedoch als lateral homogen angenommen. Redundanzen in den Daten werden lediglich durch Stapelung von Spuren *pro Station* ausgenutzt.

Falls dagegen mehrere Stationen zur Verfügung stehen und ihr Abstand klein genug ist, damit ein Raumelement von an verschiedenen Stationen registrierten Wellen durchlaufen wird, lassen sich die zu einem Raumelement gehörenden Spuren stapeln, im Gegensatz zum stationsweisen Stapeln. Dieses Verfahren wird in der Reflexionsseismik als “CDP-Stacking” (*common depth point*) bezeichnet; im Zusammenhang mit *receiver functions* wird gelegentlich auch von CCP-Stacking (*common conversion point*) gesprochen (Dueker und Sheehan, 1997, 1998). Es gibt mindestens zwei verschiedene Varianten von CDP-Stacking-Methoden. Bei der z.B. von Dueker und Sheehan (1997) verwendeten Variante werden die an einem Array registrierten Spuren zunächst nach der Lage ihrer Konversionspunkte (*piercing points*) in einer bestimmten Tiefe (*phasing depth*) in Intervallen zusammengefasst und summiert. Diese CDP-Stacks sind daher auf die gewählte Tiefe fokussiert; ober- und unterhalb dieser Tiefe nimmt die Schärfe der Abbildung ab. Eine erhebliche Verbesserung und einen großen Schritt in Richtung Migration stellt die von Xiaohui Yuan entwickelte und z.B. von Kosarev et al. (1999) und Yuan et al. (2000) verwendete Methode dar, mit der sich eine deutlich bessere Abbildung der seismischen Strukturen erzielen lässt, besonders wenn ein großer Tiefenbereich korrekt dargestellt werden soll. Bei diesem Verfahren wird zunächst durch einfaches Raytracing in einem in der Regel lateral homogenen Geschwindigkeitsmodell für jede *receiver function* der Verlauf des Strahls bestimmt und die beobachtete Energie auf den räumlichen Verlauf dieses Strahls projiziert. Durch Summation vieler Spuren lässt sich damit ein Abbild der Untergrundstruktur erzeugen. In der Praxis erfolgt die Parametrisierung des Modelles durch ein Gitter von Raumelementen fester Größe. Um einen möglichst hohen Grad an Redundanz pro Raumelement zu erreichen, ist es wichtig, dass auch über benachbarte Raumelemente summiert wird. Dadurch erfolgt eine laterale Glättung, welche dem Datensatz und der verwendeten Frequenz angepasst werden kann. Bei der in dieser Arbeit verwendeten Variante der Methode wird eine auf den jeweiligen Strahl zentrierte Dreiecksfunk-

tion zur Glättung verwendet, d.h. bereits innerhalb des Glättungsfensters nimmt der Gewichtungsfaktor mit dem Abstand der Gitterzelle zum Strahl ab. Mit dieser Art der Glättung wurden in Versuchen die besten Ergebnisse erzielt. Das Verfahren lässt sich sowohl für direkte Konversionen als auch die Multiplen der freien Oberfläche durchführen.

Wenn viele Stationen zur Verfügung stehen und pro Station wiederum viele Registrierungen aus möglichst vielen unterschiedlichen Azimuten, lassen sich mit dieser Migrationsmethode erstaunliche Details in Kruste und vor allem im oberen Mantel abbilden. Insbesondere zur Untersuchung von Manteldiskontinuitäten ist diese einfache "Migration" nach wie vor die erste Wahl. Obwohl das Verfahren auf der Annahme beruht, dass die beobachtete Energie auf Konversion an horizontalen Schichten zurückzuführen ist, wird seine Anwendbarkeit auch bei schwach geneigten Konvertoren allgemein angenommen. Der Unterschied zur vorigen Methode besteht zum einen in der Projektion der Strukturen in den Raum. Wichtiger ist jedoch die korrekte Fokussierung der Strukturen für den gesamten darzustellenden Tiefenbereich und nicht lediglich auf eine bestimmte Tiefe. Diese Methode wird zwar mitunter bereits den Migrationsverfahren zugerechnet, ist jedoch technisch gesehen ein CDP-Stacking-Verfahren.

Bei einer weiteren Variante dieser Methode, die in der vorliegenden Arbeit erstmals verwendet wird, erfolgt die horizontale Fokussierung der Energie getrennt von ihrer Projektion in die Tiefe. Die hierbei als Zwischenprodukt erhaltenen Spuren liegen also im Zeitbereich vor, sind jedoch im Unterschied zu der Methode von Dueker und Sheehan (1997) für den gesamten darzustellenden Tiefenbereich korrekt fokussiert. In Verbindung mit anschließender Projektion in die Tiefe ist dieses Verfahren dem von Kosarev et al. (1999) vollkommen äquivalent, wenn ein lateral homogenes Hintergrund-Geschwindigkeitsmodell verwendet wird.

Während Zeit-Migration ein Standard-Verfahren in der Reflexionsseismik ist, sind bisher keine entsprechenden Anwendungen im Zusammenhang mit *receiver functions* veröffentlicht worden. Der Vorteil getrennter Projektion in horizontaler und vertikaler Richtung besteht in der Möglichkeit der Verwendung lateral *variabler* Geschwindigkeitsmodelle für die Projektion in die Tiefe. Die horizontale Projektion ist wie die Moveout-Korrektur und "echte" Migrationsverfahren relativ unempfindlich gegenüber Fehlern des verwendeten Geschwindigkeitsmodelles (Ryberg und Weber, 2000) und wird daher mit einem lateral homogenen Modell durchgeführt, was sehr effizient möglich ist. Anschließend erfolgt optional die Projektion in die Tiefe. Wird auch hierfür ein lateral homogenes Modell verwendet, entspricht das Resultat dieses Verfahrens dem der Methode von Kosarev et al. (1999). Vorteilhaft ist jedoch zum einen die Möglichkeit der Verwendung lateral variabler Geschwindigkeitsmodelle zur Projektion in die Tiefe. Zum anderen stellen Zeitsektionen eine gute Alternative zur Darstellung der Untergrundstruktur dar, da sie nicht von einem möglicherweise subjektiven Geschwindigkeitsmodell abhängig sind und oft die Konversionszeiten selbst ermittelt werden sollen.

2.10 Migration

Bei allen bisher vorgestellten Verfahren wird von einem rein horizontal geschichteten Medium ausgegangen. Selbst den CDP-Methoden, welche dafür entwickelt wurden, um eine Abbildung lateral variabler Untergrundstrukturen zu ermöglichen, liegt die Annahme zugrunde, dass die in *receiver functions* beobachteten Konversionen an ebenen, horizontalen Schichtgrenzen erfolgen.

Diese Beschränkung wird erst durch die echten Migrationsverfahren überwunden. Die Migration ist ein Prozess, der einen seismischen Einsatz in seine wahre Lage verschiebt, Diffraktionen auf ihren Ursprung abbildet und somit ein Abbild der seismischen Struktur erzeugt, das auch bei ausgeprägten lateralen Änderungen einer geologischen Sektion nahe kommt. Hier wird jeder Punkt im Raum als eine Quelle für Diffraktionen aufgefasst und das registrierte Wellenfeld dem Huygens'schen Prinzip entsprechend als die Überlagerung von Diffraktionen angesehen. Das bedeutet, dass die früher selbstverständliche Annahme, nach der die beobachteten Signale auf zumindest stückweise horizontale Schichtgrenzen zurückzuführen sein mussten, aufgegeben werden kann und prinzipiell beliebig geformte Strukturen im Untergrund abgebildet werden können.

Zur Migration von *receiver functions* sind in den letzten ca. drei Jahren eine Reihe neuer Methoden entwickelt und anhand verschiedener Datensätze demonstriert worden (z.B. Ryberg und Weber, 2000; Sheehan et al., 2000; Bostock et al., 2001). Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde von mir ein Verfahren implementiert, welches überwiegend auf der Arbeit von Bostock et al. (2001) beruht, die erstmals den Fall eines zweidimensionalen Mediums für *schrägen* Einfall behandelt haben (sog. "2,5-D"-Geometrie). Dies hat gegenüber vorherigen Migrationsverfahren (wie z.B. das von Sheehan et al., 2000) den großen Vorteil, dass sich die verwendeten Wellen nicht in oder nahe der angenommenen Symmetrieebene der Struktur ausbreiten müssen, sondern auch schräg zu dieser einfallen dürfen (siehe Abb. 2.11). Außerdem sind bei dieser Methode Abweichungen der Stationsverteilung von einem linearen Profil möglich. Aufgrund der überwiegend in Ost-West-Richtung streichenden Strukturen in Tibet und der meist in östlichen Richtungen gelegenen Epizentren der verwendeten Erdbeben, sowie der von den logistischen Gegebenheiten abhängigen Stationsaufstellung, ist dies ein enormer Vorteil gegenüber anderen Verfahren.

Die Idee hinter der Methode von Bostock et al. (2001) ist, dass nach dem Snellius'schen Brechungsgesetz der Strahlparameter einer ebenen Welle in Richtung senkrecht zur Symmetrieebene des Mediums gleich bleibt (ein isotropes Medium vorausgesetzt). Dies gilt nicht nur für horizontal geschichtete Medien, sondern auch für die Wellenausbreitung in Richtung des Streichens einer 2-dimensionalen Struktur. Diese Geometrie ist in Abb. 2.11 veranschaulicht. Bei Einfall einer Welle aus beliebigem Azimut kann die Ausbreitung in der Symmetrieebene getrennt von der Ausbreitung in der Streichrichtung betrachtet werden. Dazu wird der Strahlparameter entsprechend dem Azimut γ der Welle in seine Komponenten p_1 und p_2 in x_1 - bzw.

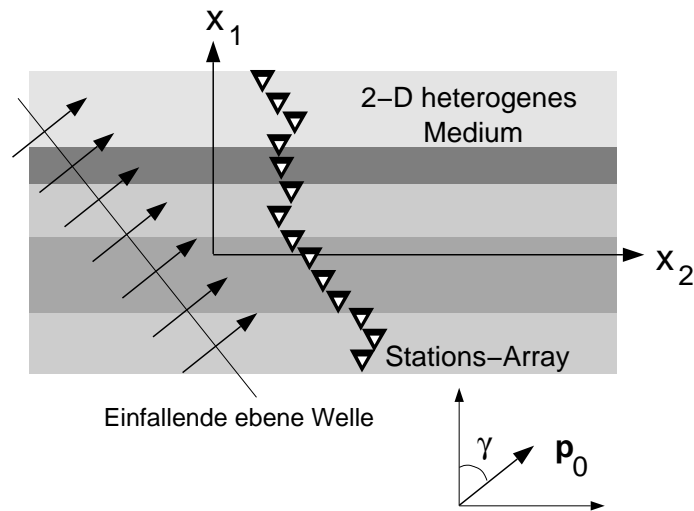


Abbildung 2.11: Modell-Geometrie bei der hier verwendeten ‘2.5-D’-Migrationsmethode nach Bostock et al. (2001). Die x_2 -Achse ist die (angenommene) Streichrichtung der Struktur, welche bei der Migration auf die x_1 - x_3 -Ebene projiziert wird, wobei die x_3 -Achse in die Tiefe zeigt (nicht dargestellt). p_0 ist der Strahlparameter der sich in Richtung des Azimutes γ ausbreitenden Welle.

x_2 -Richtung aufgeteilt:

$$p_1 = p_0 \cos \gamma \quad \text{bzw.} \quad p_2 = p_0 \sin \gamma$$

Die Berechnung der Wellenausbreitung in x_2 -Richtung reduziert sich damit auf eine simple Zeitverschiebung um $p_2 x_2$. Das eigentliche Raytracing zur Berechnung der Diffraktionskurven, welches den größten Rechenaufwand erfordert, kann damit in der x_1 - x_3 -Ebene (2-D) durchgeführt werden. Die Migration erfolgt dann durch gewichtetes Aufsummieren der vorher mit einem Hochpass (sog. ‘half derivative’) gefilterten Spuren entlang der Diffraktionskurven für jeden Punkt im interessierenden Bereich der x_1 - x_3 -Ebene. Bei einem rein 1-dimensionalen Hintergrund-Geschwindigkeitsmodell lässt sich das Raytracing bei Verwendung der Methode von Bostock sehr effizient durchführen, da es für jede Modell-Tiefe nur einmal durchgeführt zu werden braucht und das Ergebnis für alle Modell-Punkte in gleicher Tiefe wiederverwendet werden kann. Dennoch ist die Migration um einen Faktor von mindestens 100 langsamer als CDP-Methoden.

In den Abbildungen 2.12 und 2.13 ist die in dieser Arbeit verwendete Migrationsmethode anhand synthetischer Beispiele veranschaulicht. Abb. 2.12 zeigt Beispiele für den Fall einer ebenen Moho in 65 km Tiefe. Der Array verläuft in Richtung Nord-Süd, wobei die x -Achse in Richtung Norden zeigt. Es sind 13 Seismometer in einem Abstand von 10 km aufgestellt. Damit ähnelt dieses Szenario in Bezug auf Stationsdichte und die Tiefe abzubildender Strukturen dem des Experimentes INDEPTH-3. Die auf einer einzelnen Spur registrierte Energie wird in die Positionen im Raum projiziert, in denen sie unter Annahme eines in der Regel nur von der Tiefe abhängigen Geschwindigkeitsmodelles an einem Punkt-Diffraktor gestreut worden wäre. Die Migration einer einzelnen Spur (Abb. 2.12.A) ist noch wenig aussagekräftig, denn

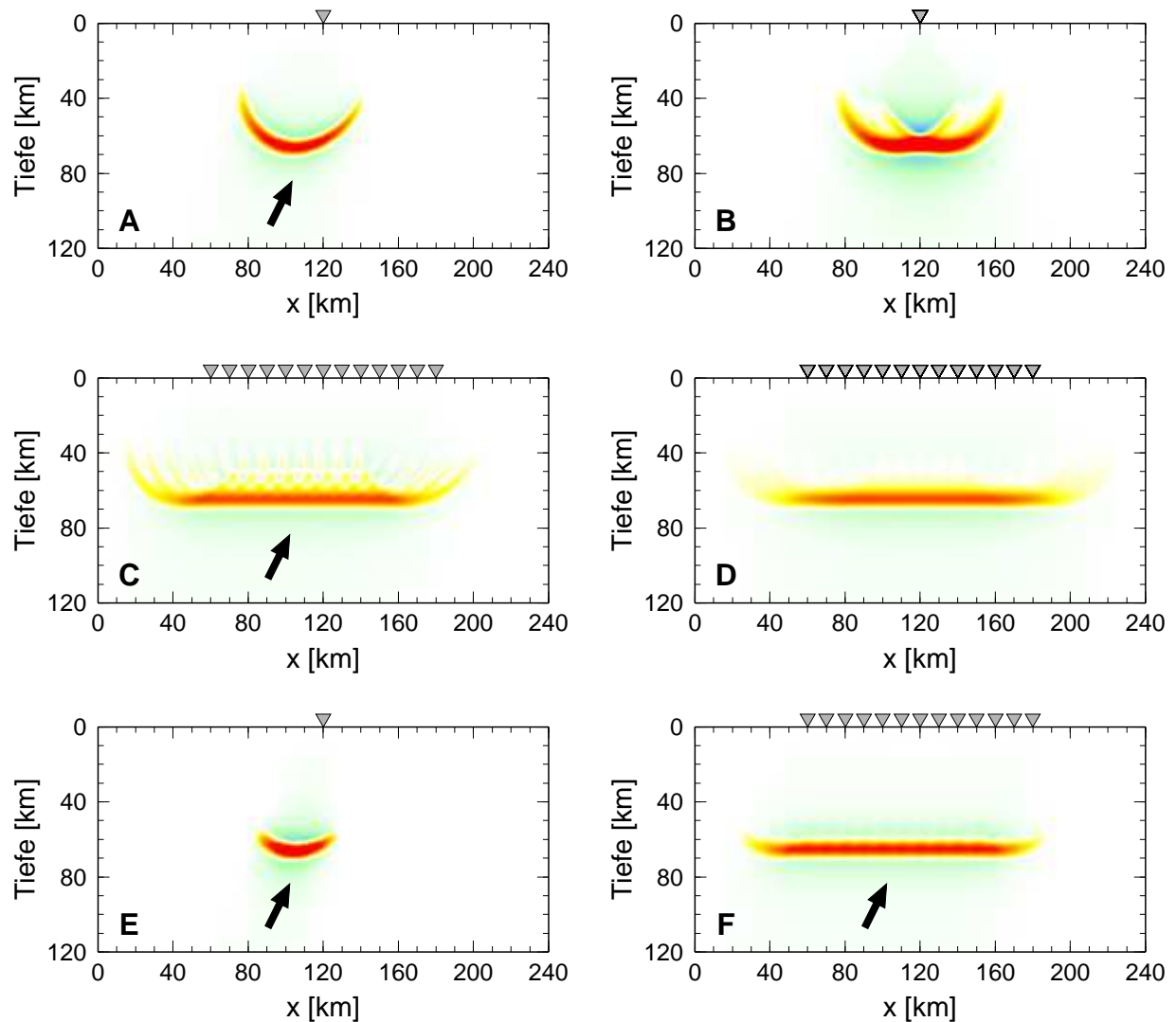


Abbildung 2.12: Beispiel für die Migration synthetischer *P-receiver functions* für ein einfaches Krustenmodell mit Moho in 65 km Tiefe. Der Abstand zwischen den Stationen des Array beträgt 10 km. A: Migration einer einzelnen Spur für ein aus Süden einfallendes Beben, B: Migration vieler Spuren mit variablem Azimut an *einer* Station, C: Migration von Spuren aus nur *einem* Azimut an *allen* Stationen, D: Migration der Spuren aus *allen* Azimuten an *allen* Stationen, E: wie A, jedoch mit halbiertem Beam-Breite, F: wie C, jedoch ebenfalls mit halbiertem Beam-Breite, wodurch Migrations-Artefakte unterdrückt werden.

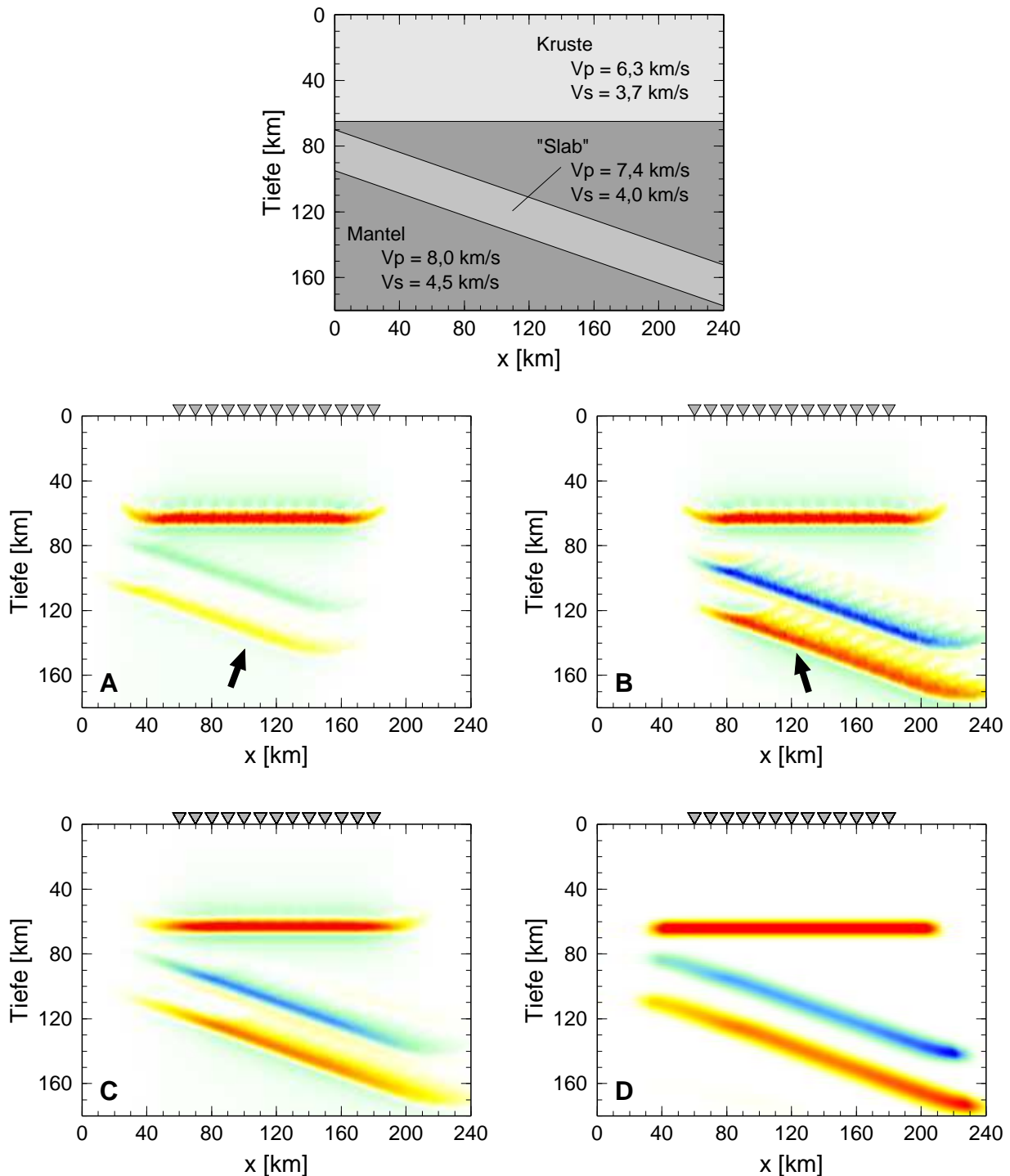


Abbildung 2.13: Beispiel für die Migration synthetischer *P-receiver functions* für ein Modell ähnlich wie das in Abb. 2.12 verwendete, jedoch zusätzlich mit einer um 20° nach Norden geneigten Schicht veringerrter Geschwindigkeit verglichen mit dem umgebenden oberen Mantel. A: Beispiel für ein einzelnes Beben aus südlichem Azimut, B: wie A, jedoch für Einfall der Welle aus Richtung Norden, C: Resultat der Einbeziehung von Beben aus allen Azimuten, D: wie C, jedoch zum Vergleich unter Verwendung der CDP-Stacking-Methode (siehe 2.9). Diese synthetischen *receiver functions* wurden mit der Methode von Frederiksen und Bostock (2000) erzeugt.

eine korrekte Abbildung der Untergrundstruktur wird erst unter Einbeziehung von Spuren aus möglichst vielen Azimuten und Epizentralentfernungen erreicht. Den Effekt der Migration vieler aus verschiedenen Azimuten an *einer* Stationen registrierter Spuren ist in Abb. 2.12.B veranschaulicht; die Abbildung ist noch schlecht, aber es deutet sich schon eine horizontale Schichtgrenze an. Die Registrierungen eines einzelnen Bebens (hier aus einem Azimut von 180° , also von links), aber unter Einbeziehung *aller* Stationen (Abb. 2.12.C) ergibt bereits ein recht gutes Abbild der Schichtgrenze. Störend treten jedoch "Diffractionen" auf, die eine Folge der in diesem Beispiel unzureichenden Stationsdichte von 10 km (also ähnlich der des INDEPTH-3-Experimentes) bei gleichzeitig zu hohem Frequenzgehalt der Signale herrühren. Stehen jedoch Registrierungen aus vielen verschiedenen Azimuten zur Verfügung und werden diese in die Migration mit einbezogen, dann können diese Artefakte stark reduziert werden (Abb. 2.12.D). Die Beam-Breite in Abb. 2.12.C wurde bewusst so gewählt, dass Artefakte störend in Erscheinung treten, um diesen Effekt zu demonstrieren. Er lässt sich bei unzureichendem Stationsabstand unterdrücken, indem die Breite des Migrationsoperators reduziert wird (2.12.E und F), die Spuren vor der Migration mit einem Tiefpass gefiltert werden oder durch Interpolation benachbarter Spuren ein geringerer Stationsabstand simuliert wird (Yilmaz, 1987).

In Abb. 2.13 ist das Resultat der Migration synthetischer *receiver functions* dargestellt, welche auf Grundlage eines Modelles mit einer im Winkel von 20° nach Norden geneigten Schicht veringertes Geschwindigkeit erzeugt wurden. Diese synthetischen *receiver functions* wurden mit der Methode von Frederiksen und Bostock (2000) erzeugt. Beim Einfall der Welle aus Richtung Süden ist die P-Wellenfront nahezu parallel zu den geneigten Schichtgrenzen, mit der Folge nur geringer Konversion nach S (Abb. 2.13.A). Im umgekehrten Fall des Einfalls der Welle aus Richtung Norden ist die Konversionsamplitude um so größer (Abb. 2.13.B). Diese Abhängigkeit vom Azimut der einfallenden Welle wurde in Abschnitt 2.6 detailliert behandelt. In beiden Fällen sind wegen des zu großen Stationsabstandes Artefakte der Migration erkennbar, die Schichtgrenzen werden jedoch zufriedenstellend dargestellt. Eine erhebliche Verbesserung und korrektere Amplituden ergeben sich unter Verwendung vieler Azimute ($0-180^\circ$ in Schritten von 10°) bei ansonsten gleichen Bedingungen (Abb. 2.13.C).

Interessant ist der Vergleich mit der in 2.9 beschriebenen CDP-Stacking-"Migration" (Abb. 2.13.D). Aus der Reflexionsseismik ist bekannt, dass die Abbildungseigenschaften von CDP-Verfahren bei zunehmend geneigten Schichtgrenzen schlechter werden (unzureichende Fokussierung, falscher Neigungswinkel), was nicht zuletzt eine Motivation für die Entwicklung von Migrationsverfahren gewesen ist. Dennoch ist hier für einen Neigungswinkel von immerhin 20° noch keinerlei Beeinträchtigung der Abbildung zu erkennen. Im Gegenteil, die CDP-Sektion bietet ein klareres Bild, welches frei von Migrations-Artefakten ist, wie z.B. der auch in Abb. 2.13.B noch deutlich erkennbaren "Smileys". Damit wird deutlich, dass in der *receiver function*-Analyse auch mit der Verfügbarkeit moderner Migrationsverfahren die Anwendung der älteren CDP-Verfahren weiterhin gerechtfertigt ist, besonders bei zu großen Stationsabständen.

2.11 Struktur der Manteldiskontinuitäten

In ungefähr 410 und 660 km Tiefe treten im Mantel zwei seismische Diskontinuitäten auf, die von wenigen Ausnahmen abgesehen global beobachtet werden können. Der Bereich zwischen diesen Diskontinuitäten wird auch als Mantel-Übergangszone zwischen dem oberen (oberhalb 410 km Tiefe) und unteren Mantel (unterhalb von 660 km Tiefe) bezeichnet. Während es sich bei den Grenzen zwischen Kruste und Mantel sowie zwischen Mantel und Kern um Diskontinuitäten der chemischen Zusammensetzung handelt, überwiegt heute die Meinung, dass es sich bei den Manteldiskontinuitäten um Phasenübergänge des Mantel-Mineral Olivin handelt.

Die Diskontinuität in 410 km Tiefe lässt sich auf den bei normalen Temperaturen von ca. 1400°C dort zu erwartenden Phasenübergang von Olivin (α -Mg₂SiO₄) zu Wadsleyit (β -Mg₂SiO₄) zurückführen, während in 660 km Tiefe der Phasenübergang von Ringwoodit (γ -Mg₂SiO₄) zu Perowskit und Magnesiowüstit erfolgt. Im Clausius-Clapeyron-Diagramm hat der Phasenübergang von Olivin zu Wadsleyit mit $dP/dT \approx 3$ MPa/K eine positive Steigung (Bina und Helffrich, 1994). Das bedeutet, dass sich der Übergang bei höheren Temperaturen hin zu höheren Drücken und damit zu größeren Tiefen verschiebt. Im Gegensatz dazu hat der angenommene Phasenübergang bei 660 km Tiefe im Clausius-Clapeyron-Diagramm eine negative Steigung ($dP/dT \approx 2$ MPa/K), wodurch er sich bei höheren Temperaturen hin zu niedrigeren Drücken und damit zu geringeren Tiefen verschiebt. In ca. 500 km Tiefe tritt ein weiterer, allerdings weniger abrupter Phasenübergang von Wadsleyit zu Ringwoodit auf. Die Sichtbarkeit dieses Phasenüberganges als seismische Diskontinuität, bzw. die Frage, ob es sich bei den im Vergleich zu "410" und "660" wenigen Beobachtungen tatsächlich um eine Struktur (z.B. Shearer, 1990) oder vielmehr um Artefakte handelt (Bock, 1994), ist jedoch nach wie vor umstritten.

Weniger die absolute Tiefe der Manteldiskontinuitäten als vielmehr die genauer bestimmbare Mächtigkeit der durch die "410" und "660" begrenzten Mantel-Übergangszone erlaubt Rückschlüsse über die Temperaturen in diesem Tiefenbereich, quasi als "In-Situ-Thermometer". Die Bestimmung der absoluten Tiefe einer Manteldiskontinuität erfordert nämlich genaue Modelle der P- und S-Geschwindigkeiten, die besonders im oberen Mantel regional stark variieren und damit auch große Unsicherheiten aufweisen können. Seismische Signale der "410" und "660" werden jedoch von Geschwindigkeitsanomalien praktisch gleich beeinflusst. Daher stellt die Mächtigkeit der Mantel-Übergangszone ein wesentlich robusteres Kriterium für Temperaturanomalien dar als die Tiefen der Diskontinuitäten allein. So entspricht eine Verringerung der Mächtigkeit der Mantel-Übergangszone um 10 km bzw. eine Verringerung der Laufzeitdifferenz zwischen den Konversionen der "410" und der "660" um 1 s einer Temperaturanomalie von ca. 75°C.

Im Rahmen globaler Studien des oberen Mantels (z.B. Revenaugh und Jordan, 1991; Flanagan und Shearer, 1998) konnte unter Verwendung von ScS-, SS- und PP-Phasen in der Tat eine Antikorrelation der beiden Diskontinuitäten in der Nähe kalter Subduktionszonen nachgewiesen

werden. Durch Untersuchungen mit konvertierten Phasen konnten diese Beobachtungen bestätigt und teilweise wesentlich verbessert werden (Castle und Creager, 1997; Collier und Helffrich, 1997; Li et al., 2000a,b). Damit jedoch eine thermische Anomalie im Bereich der Mantelübergangszone eine Antikorrelation der Tiefen der “410” und “660” bewirken kann, muss sie sich über beide Diskontinuitäten erstrecken. Dies ist z.B. in Subduktionszonen oder in der Nähe vertikal aufsteigender Mantel-*Plumes* der Fall. Bei Subduktionszonen kann aufgrund des nicht vertikalen Materialtransfers zumindest theoretisch ein lateraler Versatz der Anomalie im Bereich der “660” gegenüber der “410” auftreten, was die Beobachtung einer Antikorrelation der beiden Phasen erschweren würde.

Die gemessenen Laufzeiten von an den Manteldiskontinuitäten konvertierten Wellen sind nicht nur abhängig von der thermischen Struktur im Bereich der Mantel-Übergangszone, sondern wie erwähnt vor allem auch der Geschwindigkeitsstruktur des von ihnen durchlaufenen oberen Mantels und der Kruste. Dies lässt auch Rückschlüsse auf die Struktur oberhalb der beobachteten Manteldiskontinuitäten zu. Globale Studien, wie etwa die von Chevrot et al. (1999), haben gezeigt, dass eine deutliche Korrelation der Zeiten *beider* Diskontinuitäten mit der Geologie der jeweiligen Stationsumgebung besteht. Insbesondere Stationen in präkambrischen Schilden weisen im Vergleich zum IASP91-Modell signifikant verringerte “410”- und “660”-Laufzeiten auf, die üblicherweise im Bereich von 42,5 bzw. 66,5 s liegen (44,1 bzw. 68,1 s beim IASP91-Modell). Dies wird auf die dort besonders tief reichenden, seismisch schnellen lithosphärischen “Wurzeln” zurückgeführt. Zu den wenigen Ausnahmen gehört z.B. der arabische Schild (Kumar et al., 2002), wo deutlich verzögerte “410”- und “660”-Laufzeiten von 45,4-46,3 bzw. 69,6-71,3 s gemessen wurden. Hier ist aufgrund der Nähe zum *Afar-Plume* eine thermische Anomalie im oberen Mantel anzunehmen, die sich jedoch anscheinend nicht bis in die Mantel-Übergangszone erstreckt, da die Differenz der verzögerten “410”- und “660”-Laufzeiten mit ca. 24-25 Sekunden nicht unter dem globalen Durchschnitt liegt. Ein weiteres Beispiel ist die Station Tamanrasset (TAM), welche in der Nähe des Hoggar-Hotspots liegt und bei der ähnlich stark verzögerte Konversionen der “410” und “660” (46,2 bzw. 69,6 s) gemessen wurden (Chevrot et al., 1999). In der Regel zeichnen sich präkambrische Schilde jedoch durch einen deutlich “schnelleren” Mantel aus. Die Berücksichtigung dieses globalen Trends ist wichtig im Zusammenhang mit der Kollision von Indien und Tibet, da angenommen wird, dass kontinentale indische Lithosphäre bis etwa Zentral-Tibet vorgedrungen ist. Dies sollte sich durch entsprechende Anomalien in den Laufzeiten von “410” und “660” bemerkbar machen.

Einfluss der Kruste auf Konversionszeiten von Manteldiskontinuitäten

Um an verschiedenen Stationen gemessene Verzögerungszeiten von Strukturen im oberen Mantel und insbesondere der “410” und “660” vergleichbar zu machen, ist die Berücksichtigung des Einflusses der Kruste auf die Laufzeiten notwendig, da diese die Schicht mit der größten Variabilität der seismischen Geschwindigkeiten darstellt. In Tibet sind sowohl aufgrund der großen

Krustenmächtigkeit als auch der niedrigen durchschnittlichen Krustengeschwindigkeiten erheblich vom globalen Mittel abweichende Laufzeiten zu erwarten; hinzu kommt der Einfluss der enormen Topografie. Es wird daher versucht, den Effekt der Kruste zu quantifizieren und durch den des globalen Standard-Modelles IASP91 zu ersetzen. Hierzu werden die Verzögerungszeiten für ein gemeinsames Bezugsniveau in 80 km Tiefe sowohl für das IASP91-Modell berechnet als auch für die Struktur unterhalb der jeweiligen Station. Unter der Annahme gleicher Mantelgeschwindigkeiten wird die resultierende Differenz als Effekt der Kruste angesehen (siehe auch Abb. 2.14). Dieses Reduktionsverfahren sei anhand eines Zahlenbeispiels veranschaulicht. Alle Laufzeiten beziehen sich wie stets auf den Standard-Strahlparameter von $6,4 \text{ s}^\circ$. Die Kruste habe 70 km Mächtigkeit und eine durchschnittliche S-Geschwindigkeit von 3,53 km/s bei einem Poisson-Verhältnis von 0,26, entsprechend einer P-Geschwindigkeit von 6,2 km/s. Die Station befinde sich in einer Höhe von 5 km. Dies ist ein für Tibet typisches Szenario. Das IASP91-Modell besitzt eine Kruste mit 35 km Mächtigkeit und Durchschnitts-Geschwindigkeiten von 6,1 bzw. 3,52 km/s. Beide Modelle haben identische Mantel-Geschwindigkeiten von 8,04 bzw. 4,47 km/s. Mit diesen Werten ergeben sich für das Bezugsniveau von 80 km Tiefe Verzögerungszeiten von 10,4 s für das Tibet- bzw. 9,1 s für das IASP91-Modell. Die Differenz der Zeiten beträgt somit 1,3 s, was erheblich ist und daher bei der Interpretation der Konversionszeiten der Manteldiskontinuitäten unbedingt berücksichtigt werden muss. Dies ist besonders dann wichtig, wenn Messungen aus Regionen mit so unterschiedlicher Krustenstruktur wie Indien und Tibet verglichen werden sollen. Chevrot et al. (1999) haben ebenfalls eine Krustenkorrektur durchgeführt, welche jedoch nicht den Effekt der Topografie berücksichtigt.

Die hier beschriebene Laufzeit-Reduktion wird in Kap. 5.2 auf die in Tibet gemessenen “410” und “660”-Zeiten angewendet werden, um diese mit den in Indien gemessenen Zeiten der Manteldiskontinuitäten vergleichen zu können.

Abbildung 2.14: Schematisches Diagramm zur Veranschaulichung der Krustenkorrektur. Links die anormale Krustenstruktur, welche durch eine IASP91-Kruste “ersetzt” werden soll. Es ist zu beachten, dass nicht die Moho das gemeinsame Bezugsniveau ist, sondern eine gedachte Ebene im oberen Mantel.

