

**GEOFORSCHUNGSZENTRUM POTSDAM**  
STIFTUNG DES ÖFFENTLICHEN RECHTS

---

# Scientific Technical Report

ISSN 1610-0956

# Spuren des Plumes und Strukturen des oberen Mantels unter Hawaii abgeleitet aus konvertierten Wellen

## Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades  
Doktor der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)  
in der Fachrichtung Geophysik

eingereicht im  
Fachbereich Geowissenschaften  
der Freien Universität, Berlin

von  
**Ingo Wölbern**

Oktober 2003

Gutachter:

Prof. Dr. Rainer Kind (Freie Universität Berlin)

Priv. Doz. Dr. Günter Asch (Freie Universität Berlin)

Tag der Disputation: 15. Dezember 2003

...to boldly go, where no man has gone before...  
(*Gene Roddenberry*)



# Überblick

Hawaii gehört zu den bekanntesten Beispielen für Hotspot-Vulkanismus weltweit. Die von weiteren tektonischen Einflüssen isolierte Position inmitten des Pazifischen Ozeans macht Hawaii zu einem interessanten Untersuchungsobjekt auf dem Gebiet der Mantelplumes. Weder die Entstehungstiefe noch die genaue Lage des Plumeschlauches im Erdmantel sind bislang genau bekannt - Fragen, deren Beantwortung auch neue Erkenntnisse bezüglich der dynamischen Prozesse des Mantels, wie etwa der Konvektion, liefern könnte.

In dieser Arbeit soll die Methode der *Receiver Functions* angewendet werden, um die Strukturen bis in den obersten Teil des unteren Mantels unter Hawaii zu untersuchen. Zur Auswertung standen Daten von elf temporären Breitbandstationen auf den vier größten Hawaii-Inseln zur Verfügung, welche im Zeitraum von Juni bzw. November 1999 bis Mai 2001 kontinuierlich registrierten, sowie zusätzliche Daten permanenter Breitbandstationen. Die Untersuchung ergab eine Reihe von neuen Ergebnissen der seismischen Struktur in verschiedenen Tiefenbereichen. In Übereinstimmung mit früheren Studien konnte die Moho in Tiefen zwischen 12 - 17 km beobachtet werden. Im jüngeren Teil der Inselkette, von Big Island bis etwa Oahu, tritt zusätzlich eine sehr starke Konvertierte auf, die innerhalb der Kruste erzeugt wird und zum jüngeren Bereich hin systematisch früher auftritt.

Deutlich ausgeprägt erscheint im Messgebiet die Lithosphären-Asthenosphären-Grenze. Der langfristige Einfluss des Plumes bewirkte eine Ausdünnung der Lithosphäre im älteren Teil der Inselkette. Innerhalb der Asthenosphäre wurde eine lokale Niedriggeschwindigkeitszone unterhalb von Big Island nachgewiesen, deren Ursprung ebenfalls mit dem Plume in Verbindung gebracht wird. Die Diskontinuitäten der Mantelübergangszone in 410 km und 660 km Tiefe konnten klar identifiziert werden. Stellenweise konnten außerdem konvertierte Phasen aus 520 km sowie aus größeren Tiefen beobachtet werden. Anhand der Ankunftszeiten der  $P_{410s}$  und  $P_{660s}$  konnte das Messgebiet in drei Regionen unterteilt werden: Der Südosten der Inselkette bis zur Mitte von Big Island zeigt keinerlei Einflüsse des Plumes, während der nordwestliche Teil auf reduzierte S-Wellengeschwindigkeiten im oberen Mantel schließen lässt. Südwestlich von Big Island jedoch weist eine deutliche Ausdünnung der Mantelübergangszone auf die Position des Plumes hin. Für dessen Kernbereich wurde ein Radius von etwa 120 km ermittelt.



# Abstract

Hawaii is one of the best known examples of hotspot-volcanism worldwide. Due to its insulated position in the central Pacific ocean, far away from further tectonic influences, Hawaii is a most interesting site for investigations related to mantle plumes. So far, neither the depth of the source region nor the exact position of the plume conduit within the mantle are well known. Answers to these questions may lead to new conclusions regarding dynamical processes as e.g. mantle convection.

In this work the *receiver function* method is used to investigate seismic structures down to the uppermost part of the lower mantle underneath Hawaii. Data have been recorded continuously between June respectively November 1999 until May 2001 at eleven temporary broadband stations on the four biggest of the Hawaiian islands. Additional data have been available from permanent broadband stations. Several results have been obtained for various depths. In agreement with previous publications the Moho has been found in a depth range from 12 to 17 km. In the younger part of the island chain from Big Island approx. to Oahu an additional very strong converted phase occurs, which is generated within the crust. This conversion systematically occurs at earlier times in the younger area.

A pronounced conversion is generated at the lithosphere-asthenosphere boundary in the area under investigation. The longterm influence of the plume leads to thinning of the lithosphere in the older part of the island chain. Underneath Big Island, within the asthenosphere, a local low velocity zone has been verified with its origin related to the plume. Converted phases from the discontinuities of the mantle transition zone in 410 km and 660 km depth have been clearly identified. Sporadically conversions have also been observed generated from the 520-km-discontinuity or deeper.

On the basis of the  $P_{410S}$  and  $P_{660S}$  travel times the whole region could be divided into three different areas: The southeastern part of the island chain shows no influences of the plume at all, while in the northwestern part reduced S-wave velocities are observed in the upper mantle. But southwest of Big Island pronounced thinning of the mantle transition zone points out the position of the plume conduit, which shows a hot core zone of about 120 km radius.





# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Die Methode der <i>Receiver Functions</i></b>	<b>5</b>
2.1	P-S-Konversionen . . . . .	6
2.2	Grundschrirte der Datenverarbeitung . . . . .	8
2.2.1	Aufbereitung der Rohdaten . . . . .	8
2.2.2	Rotation . . . . .	9
2.2.3	Dekonvolution . . . . .	11
2.2.4	Auflösungsvermögen . . . . .	12
2.3	Laufzeitkorrektur . . . . .	13
2.4	Summationstechniken und Bootstrap-Methode . . . . .	16
2.5	Inversion von <i>Receiver Functions</i> . . . . .	17
<b>3</b>	<b>Der Aufbau der Erde</b>	<b>19</b>
3.1	Zusammensetzung . . . . .	19
3.2	Seismische Diskontinuitäten . . . . .	22
3.2.1	Krustenphasen . . . . .	23
3.2.2	Die Lithosphären-Asthenosphären-Grenze . . . . .	23
3.2.3	Die Lehmann-Diskontinuität . . . . .	25
3.2.4	Die Mantelübergangszone . . . . .	26
3.2.5	Diskontinuitäten des unteren Mantels . . . . .	28
3.3	Mantelplumes . . . . .	29
<b>4</b>	<b>Das Untersuchungsgebiet</b>	<b>33</b>
4.1	Der Hawaii-Hotspot . . . . .	33
4.1.1	Vulkanismus . . . . .	34
4.1.2	Die Inselkette . . . . .	36
4.1.3	Die Hawaiischwelle . . . . .	39
4.2	Datenmaterial . . . . .	40

4.2.1	Das Hawaii-Plume-Projekt . . . . .	41
4.2.2	Datenauswahl . . . . .	43
<b>5</b>	<b>Auswertung und Interpretation</b>	<b>45</b>
5.1	Untersuchungsergebnisse . . . . .	45
5.1.1	Die Krusten-Mantel-Grenze . . . . .	46
5.1.2	Gutenberg-Diskontinuität . . . . .	54
5.1.3	Niedriggeschwindigkeitszone unter Big Island . . . . .	58
5.1.4	Lehmann-Diskontinuität und Mantelübergangszone . . . . .	61
5.1.5	weitere Diskontinuitäten . . . . .	78
5.2	Diskussion und Interpretation . . . . .	81
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>91</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>95</b>
<b>A</b>	<b>Liste der verwendeten Beben</b>	<b>111</b>
<b>B</b>	<b>Stationsliste</b>	<b>123</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Hawaii-Imperator-Rücken . . . . .	1
2.1	Konversionen und Multiple . . . . .	7
2.2	Datenbeispiel zur Restitution . . . . .	8
2.3	Strahlorientiertes Koordinatensystem . . . . .	10
2.4	Datenbeispiel zur Rotation . . . . .	11
2.5	Datenbeispiel zur Dekonvolution . . . . .	12
2.6	Ps-Laufzeiten versus Herdentfernung . . . . .	14
2.7	Datenbeispiel zur Laufzeitkorrektur . . . . .	15
2.8	Beispiel einer Inversion . . . . .	18
3.1	Geschwindigkeitsmodell IASP91 . . . . .	20
3.2	Übergänge des Olivin-Systems . . . . .	22
3.3	Gutenberg-Diskontinuität nach Karato . . . . .	24
3.4	Phasenübergänge in Olivin und Granat . . . . .	28
3.5	Mantelplumes: Schematische Darstellung . . . . .	30
4.1	Loa- und Kea-Trend . . . . .	34
4.2	Abfolge des Vulkanismus . . . . .	36
4.3	Isotopenverhältnisse . . . . .	38
4.4	Topographie und Geoid . . . . .	39
4.5	Stationskarte . . . . .	41
4.6	Seismizität . . . . .	42
4.7	Azimutale Verteilung . . . . .	43
5.1	Inversionsmodell für Station KIP (Oahu) . . . . .	47
5.2	Konversionen von der Moho . . . . .	48
5.3	Mohokonversionen, mit WWSSN-SP-Filter . . . . .	49
5.4	Station KIP: Profilschnitt in Realabstand . . . . .	51
5.5	Azimutale Variation der Mohotiefe unter KIP (Oahu) . . . . .	53
5.6	T-Komponenten unter KIP (Oahu) . . . . .	53

5.7	Inversion ohne LAB . . . . .	55
5.8	Durchstoßpunkte für 100 km . . . . .	57
5.9	Sektion in Profilsortierung bis 30 s . . . . .	58
5.10	Spuren im Bereich Big Island, ohne LVZ . . . . .	60
5.11	Spuren im Bereich Big Island, mit LVZ . . . . .	61
5.12	Durchstoßpunkte für $P_{140s}$ unter Big Island . . . . .	62
5.13	Manteldiskontinuitäten, profilsortierte Sektion . . . . .	64
5.14	Mantelübergangszone, profilsortierte Sektion . . . . .	65
5.15	Zeitvariation der $P_{410s}$ -Phase . . . . .	67
5.16	Zeitvariation der $P_{660s}$ -Phase . . . . .	68
5.17	Durchstoßpunkte für 410 km und 660 km . . . . .	69
5.18	Zeitdifferenzen der Mantelphasen . . . . .	72
5.19	Bootstrap-Untersuchung, Plumezone . . . . .	73
5.20	Bootstrap-Untersuchung, südöstlicher Bereich . . . . .	74
5.21	Bootstrap-Untersuchung, nordwestlicher Bereich . . . . .	74
5.22	Untersuchung verschiedener Plumeradien . . . . .	77
5.23	Untersuchung des Plumeradius in Ringsegmenten . . . . .	77
5.24	Tiefere Phasen, Plumezone . . . . .	79
5.25	Tiefere Phasen, südöstlicher Bereich . . . . .	80
5.26	Tiefere Phasen, nordwestlicher Bereich . . . . .	80
5.27	Modell krustaler Mischungszone nach <i>Wang et al.</i> . . . . .	82
5.28	Schematisiertes Strukturmodell unter Hawaii . . . . .	86

# Kapitel 1

## Einleitung

Die Hawaii-Inseln werden oft als anschauliches Beispiel für die dynamischen Prozesse unseres Planeten herangezogen: Die nahezu perfekt in Reihe liegenden Inseln, welche sich teils oberhalb, teils unterhalb des Meeresspiegels über mehrere Tausend Kilometer erstrecken (*Abbildung 1.1*), sowie die exponierte Lage des rezenten Vulkanismus im zentralen Pazifik warfen frühzeitig wichtige Fragen auf, wie etwa nach der Ursache für die Linearität der Inselkette (Wilson, 1963) oder nach dem Ursprung des zu Grunde liegenden Vulkanismus. Die Beant-

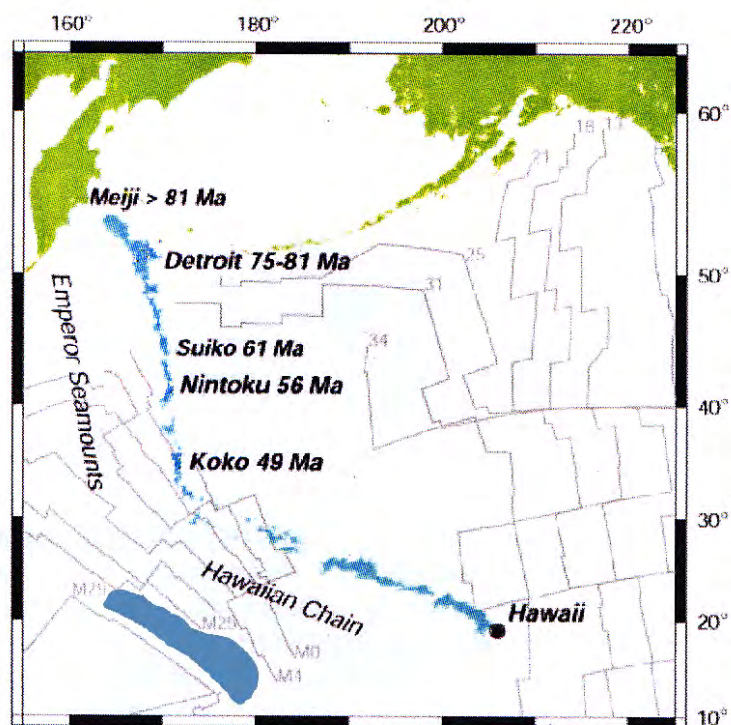


Abbildung 1.1: Verlauf der Hawaii-Emperor-Kette (aus: Tarduno et al. (2003)).

wortung dieser Fragen untermauerte nicht nur die Existenz der Kontinentaldrift, sondern begründete gleichsam auch die Theorie von Mantel-Plumes (Morgan, 1971).

Heute, vierzig Jahre später ist die Plattentektonik in den Geowissenschaften fest etabliert und die Theorie des tief in der Erde wurzelnden Hotspots weithin anerkannt. Über das Prinzip der Mantelkonvektion sind beide Phänomene miteinander verknüpft. Viele Fragen harren jedoch weiterhin einer Antwort. So etwa, ob die Konvektionsbewegung den gesamten Mantel umfasst oder in entkoppelten Schichten abläuft. Eine solche Entkopplung könnte durch die Diskontinuität in 660 km Tiefe verursacht werden. Der hier auftretende Phasenübergang behindert Strömungen in vertikaler Richtung (Cserepes und Yuen, 2000).

Vertikale Aufströme sind z.B. durch Mantel-Plumes realisiert. Von diesen nimmt man an, dass sie an der Kern-Mantel-Grenze entstehen und im Gegensatz zur driftenden Platte ortsfest sind. Beide Annahmen sind jedoch nicht endgültig bewiesen und mit Messdaten belegt. Insbesondere die Entstehungstiefe von Plumes wird kontrovers diskutiert (z.B. Ritsema und Allen (2003); Cserepes *et al.* (2000a)), Zweifel bestehen jedoch auch an der Ortsfestigkeit (Norton, 1995; Stoll und Leven, 2003). Eine genauere Untersuchung von Mantel-Plumes ist daher für das allgemeine Verständnis der dynamischen Abläufe im Erdmantel unabdingbar.

Der Hawaii-Plume ist nicht nur einer der bekanntesten und größten Hotspots, er zeichnet sich überdies durch seine isolierte Lage aus, die es möglich macht, die Auswirkungen des aufsteigenden heißen Materials auf das umgebende Mantelgestein und insbesondere der temperaturabhängigen Diskontinuitäten ungestört von weiteren tektonischen Einflüssen zu erforschen. Diese Arbeit will einen Beitrag dazu leisten, Hinweise auf den Ursprung des Plumes zu finden und die Position des aufsteigenden Plumes sowie der Effekte, die hierdurch erzeugt werden, im oberen Mantel zu lokalisieren. Zu diesem Zweck sollen die Diskontinuitäten der Lithosphäre und des oberen Mantels auf Tiefenvariationen hin untersucht werden.

In *Kapitel 2* wird zunächst die Methode der *Receiver Functions* erklärt. Nach der Beschreibung des Konzepts und des theoretischen Hintergrundes werden die Grundschrte anhand eines Beispiels erläutert sowie weiterführende Untersuchungsmethoden, wie sie aus der aktiven Seismik bekannt sind, aufgezeigt.

*Kapitel 3* fasst den aktuellen Kenntnisstand über den allgemeinen Aufbau und der Komposition des Erdmantels und der Kruste zusammen. Hier wird die Abfolge der bekannten Grenzsichten und der ihnen vermutlich zu Grunde liegenden Mechanismen beschrieben. Dabei werden die Faktoren beleuchtet, welche die Tiefe der Diskontinuitäten steuern, und die Auswirkungen besprochen, die ein Mantel-Plume jeweils ausüben würde. Von besonderem

Interesse ist dabei die Mantelübergangszone, die den oberen vom unteren Mantel trennt und von entscheidender Bedeutung für die Mantelkonvektion ist.

Das Messgebiet wird in *Kapitel 4* vorgestellt. Hier sind zunächst die bereits bekannten Fakten und Vermutungen über den Hawaii-Hotspot und den Ablauf des Vulkanismus in seinen verschiedenen Phasen zusammengetragen. Im Weiteren werden die Inselkette wie auch die sie umgebende *Hawaiischwelle* beschrieben und bestehende Modellvorstellungen ihrer Entstehung erläutert. Es folgt eine Beschreibung des Messprojektes und der für die Auswertung verfügbaren Daten.

Im *Kapitel 5* erfolgt die Auswertung des Datenmaterials. Die bekannten Diskontinuitäten werden in den Daten identifiziert und auf laterale Tiefenänderungen hin untersucht. Ebenso werden zusätzliche konvertierte Phasen, die in Teilen des Messgebietes auftreten, vorgestellt und in Datenbeispielen belegt. Es werden Vorschläge zur Erklärung dieser Konversionen gemacht und diskutiert.

Die einzelnen Beobachtungen werden schließlich zusammengeführt. Aus ihrer Gesamtheit werden die Lage und Position des Plumeschlauches im Mantel abgeleitet und im Kontext früherer Ergebnisse diskutiert.

*Kapitel 6* stellt abschließend noch einmal die Ziele und Ergebnisse des Hawaii-Plume-Projektes nebeneinander. Die Schlussfolgerungen aus den vorliegenden Daten werden zusammengefasst und ihre Bedeutung für den Hawaii-Hotspot dargelegt.





# Kapitel 2

## Die Methode der *Receiver Functions*

Die Methode der *Receiver Functions* gehört zu den Standardverfahren zur Untersuchung seismischer Daten. Ursprünglich wurden hiermit Strukturen der Kruste und des oberen Mantels unter Einzelstationen untersucht. Mittlerweile wird die Methode routinemäßig auch bei Stationsnetzen (*Arrays*) eingesetzt (Yuan *et al.*, 1997, 2000; Dueker und Sheehan, 1998; Jones und Phinney, 1998; Kosarev *et al.*, 1999; Li *et al.*, 2000a).

In ihrer ursprünglichen Version - und noch nicht unter der heutigen Bezeichnung - benutzte Phinney (1964) Amplitudenverhältnisse von Fourierspektren, um aus teleseismischen P-Wellen Antwortfunktionen der Kruste unterhalb einer Einzelstation zu extrahieren. Modellierungen im Zeitbereich wurden erstmals von Burdick und Langston (1977) und Langston (1977a) durchgeführt, was die Möglichkeit eröffnete, Datenmaterial mit synthetisch erzeugten Seismogrammen zu vergleichen.

Seither wurde die Methode der *Receiver Functions* ständig weiterentwickelt. Techniken, die aus der aktiven Seismik bekannt sind, wie z.B. die Dekonvolution zur Eliminierung der Herdfunktion, Korrekturen zum Ausgleich unterschiedlicher Herdentfernungen (*Moveout-Korrektur*) und Stapelung einzelner Spuren zur Verstärkung der schwachen konvertierten Energie, wurden in das Verfahren integriert sowie Inversionstechniken entwickelt (Vinnik, 1977; Langston, 1979; Owens *et al.*, 1984; Owens und Zandt, 1985; Kind und Vinnik, 1988; Stammer *et al.*, 1992; Gurrola *et al.*, 1994; Kind *et al.*, 1995; Yuan *et al.*, 1997; Bostock und Sacchi, 1997; Bostock, 1997).

In diesem Kapitel sollen das Konzept der *Receiver Functions* (im Folgenden auch als *RF* bezeichnet) erklärt und eine Übersicht über die grundlegenden Schritte der Datenbearbeitung mit dieser Technik gegeben werden.

## 2.1 P-S-Konversionen

Seismische Raumwellen breiten sich vom Ort ihrer Entstehung durch den Erdkörper aus. Man unterscheidet dabei zwischen Kompressions- oder P(rimär)-Wellen und Scher- oder S(ekundär)-Wellen. Der physikalische Unterschied liegt zum einen in der unterschiedlichen Polarisation der Schwingung, zum anderen in der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle. Raumwellen werden beim Übergang von einem zu einem anderen seismischen Medium mit unterschiedlicher Geschwindigkeit zu je einem Teil reflektiert und transmittiert. In beiden Fällen wird jeweils auch ein Anteil der Energie konvertiert, d.h. P-Wellen werden in S-Wellen umgewandelt und umgekehrt. Die Strahlgeometrie wird dabei durch das *Brechungsgesetz von Snellius* wiedergegeben:

$$\frac{\sin i_1}{v_1} = \frac{\sin i_2}{v_2} = p \quad (2.1)$$

Dieser Wert  $p$  wird als *Strahlparameter* oder *horizontale Slowness* bezeichnet (Lay und Wallace, 1995) und ist in einem 1-D Medium für einen bestimmten Strahl stets konstant.

Die *Receiver Function* Methode basiert auf der Trennung der P-zu-S konvertierten Wellenfelder (im Folgenden als Ps-Phasen bezeichnet) aus dem aufgezeichneten Seismogramm. Ps-Phasen geben ein Abbild seismischer Schichtgrenzen unterhalb der Station, an der sie aufgezeichnet wurden. Zunächst kann aus der Laufzeitdifferenz der Ps-Phase zum P-Einsatz unter Verwendung eines geeigneten Geschwindigkeitsmodells ( $v_P$ ,  $v_S$ ) und Kenntnis der *vertikalen Slowness* ( $p$ ) auf die Tiefe ( $d$ ) einer Diskontinuität geschlossen werden (Kind und Vinnik, 1988):

$$t_{Ps} = \int_0^d (\sqrt{v_S^{-2} - p^2} - \sqrt{v_P^{-2} - p^2}) dz, \quad (2.2)$$

wobei der erste Term die *vertikale Slowness* der S-Welle ( $q_S$ ), der zweite Term diejenige der P-Welle ( $q_P$ ) darstellt.

Mehrfach innerhalb einer Schicht reflektierte Phasen (*Multiple*) können ebenfalls zur Tiefenbestimmung herangezogen werden (Yuan, 1999; Zhu und Kanamori, 2000) und bieten somit eine wichtige Kontrollmöglichkeit. Durch die mehrfachen Durchläufe verändert sich die Abhängigkeit der Laufzeitdifferenz von  $q_S$  und  $q_P$  wie folgt:

$$t_{PpPs} = \int_0^d (\sqrt{v_S^{-2} - p^2} + \sqrt{v_P^{-2} - p^2}) dz, \quad (2.3)$$

bzw.

$$t_{PpSs} = 2 \int_0^d \sqrt{v_S^{-2} - p^2} dz. \quad (2.4)$$

Die Amplituden einer Welle nach der Wechselwirkung mit einer seismischen Grenzfläche können im Modell aus den Reflexions- bzw. Transmissionskoeffizienten bestimmt werden (Lay und Wallace, 1995; Telford *et al.*, 1990; Aki und Richards, 1980). Sie hängen primär

vom S-Geschwindigkeitskontrast, jedoch auch vom Strahlparameter ab. Nach Li (2001) sind z.B. für die Konversionen an den Manteldiskontinuitäten bei 410 km bzw. 660 km Amplituden von 2-3% bzw. 4-6% des P-Einsatzes zu erwarten. Durch den Vergleich von beobachteten mit berechneten Amplituden von Ps-Phasen können Dichte- und Geschwindigkeitsmodelle überprüft werden (Duffy und Anderson, 1989; Chopelas, 1991).

Abbildung 2.1 skizziert das Prinzip der *Receiver Functions* (links) und deren multiplen Phasen (rechts). In laufzeitkorrigierten Zeitsektionen können sie anhand der Unterschiedes identifizieren werden (Yuan (1999), siehe dazu auch Abschnitt 2.3).

Diskontinuitäten können als abrupter Schichtwechsel auftreten oder als Übergangsszone mit gradueller Änderung der physikalischen Parameter. Je mächtiger eine solche Übergangsszone ist, desto geringer wird die Amplitude bei gleichzeitiger Verbreiterung des Signals (Yuan, 1999). Für die Manteldiskontinuitäten wurde eine Mächtigkeit von  $\leq 5$  km abgeschätzt (Helffrich und Bina, 1994; Yamazaki und Hirahara, 1994; Helffrich, 2000).

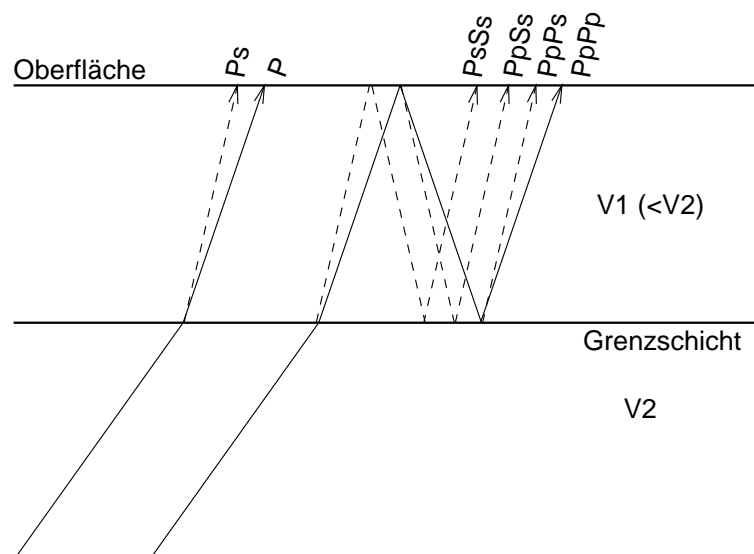


Abbildung 2.1: Beispiele konvertierter Phasen und ihrer Nomenklatur. Links: Die konvertierte Ps-Phase hat wegen der niedrigeren Geschwindigkeit einen kleineren Auftauchwinkel. Rechts: Multiple Phasen entstehen durch mehrfache Reflexionen innerhalb einer Schicht, wobei ein Teil der Energie wiederum konvertiert wird. Kleinbuchstaben bezeichnen die von einer Diskontinuität aufwärts laufenden Äste des Strahlweges.

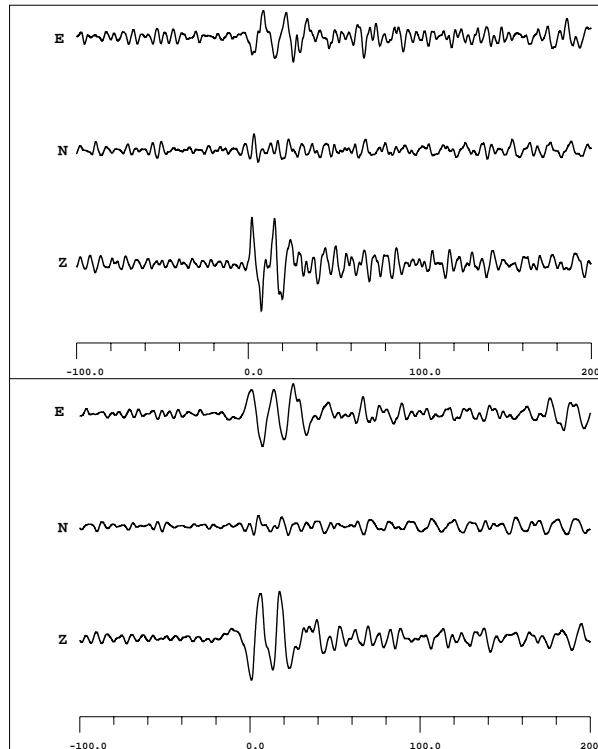


Abbildung 2.2: Vergleich von Rohdaten (oben) mit restituierten Daten (unten) anhand eines einzelnen Bebens.

## 2.2 Grundschrirte der Datenverarbeitung

### 2.2.1 Aufbereitung der Rohdaten

Vor der Anwendung der *Receiver Function* Methode sind einige grundlegende Bearbeitungsschritte durchzuführen. Diese dienen zunächst einer sinnvollen Reduzierung des Datenvolumens und einer ersten groben Eliminierung von Störeinflüssen. Die Bearbeitung der Daten erfolgte mit dem Programm *Seismic Handler* (Stammler, 1993).

Der nutzbare Entfernungsbereich ist beschränkt: Beben mit einer Entfernung  $\Delta < 35^\circ$  tauchen nicht tief genug in den Erdmantel ein, um für Untersuchungen der Mantelübergangszone nutzbar zu sein. Störend kann ebenso das Auftreten starker PP-Phasen innerhalb des nutzbaren Zeitfensters sein (Li, 2001). Bei  $\Delta > 95^\circ$  wird die P-Phase an der Kern-Mantel-Grenze diffraktiert und das Signal damit zu schwach.

Die zu verwendenden Ereignisse wurden aus dem kontinuierlichen Datensatz ausgeschnitten und eingelesen. Dabei wurden störende instrumentenbedingte Einflüsse wie „Ausreißer“, Drift und Gleichstromanteil (Grunewald, 2000) eliminiert.

An den Stationen wurden Breitbandinstrumente mit unterschiedlichen Abtastraten (*Samp-*

*lingraten*) von 20-75 Hz zur Aufzeichnung verwendet. Um Probleme bei der späteren Bearbeitung wie etwa bei einer Summation auszuschließen, wurde ein *Resampling* auf 20 Hz durchgeführt. Dadurch wird gleichzeitig das Datenvolumen sowie auch der Zeitaufwand bei der Datenbearbeitung deutlich reduziert. Frequenzanteile oberhalb Nyquist-Frequenz ( $f_v$ ) wurden vorher herausgefiltert.

Bei den Ankunftszeiten einer seismischen Welle treten bedingt z.B. durch Heterogenitäten naturgemäß Abweichungen vom theoretisch nach dem Referenzmodell errechneten Wert auf. Bei Datenspuren, die eine visuelle Bestimmung des tatsächlichen P-Einsatzes erlaubten, wurden die Ankunftszeiten auf den realen Wert korrigiert. Wo dies nicht möglich war, wurde im weiteren Verlauf mit den theoretischen Werten gearbeitet.

Darüber hinaus waren verschiedene Instrumententypen mit unterschiedlichen Übertragungsfunktionen im Einsatz. Um die Vergleichbarkeit der Signalformen verschiedener Stationen zu gewährleisten, wurde ein Restitutionsfilter angewandt, welcher die Instrumentencharakteristik entfernt. Hierbei wurde gleichzeitig die tatsächliche Bodenbewegung (*Displacement*) ermittelt. Daten von Breitband-Stationen, für die keine Restitutionsfilter vorlagen, wurden durch Integration auf die Bodenbewegung zurückgeführt (Li, 2001).

Durch den Vorgang der Integration bzw. Restitution auf das *Displacement* werden vor allem langperiodische Anteile hervorgehoben (langperiodisches Rauschen), welche durch ihre starken Amplituden das eigentliche Nutzsignal überdecken. Da der Hauptanteil teleseismischer Raumwellen jedoch zwischen 1 Hz und 0,1 Hz liegt (Yuan, 1999), wurden die Daten anschließend mit einem Bandpass von 0,33 s und 30 s gefiltert. *Abbildung 2.2* zeigt den Effekt der Restitution anhand eines Datenbeispiels.

### 2.2.2 Rotation

Ein wesentlicher Schritt der Datenbearbeitung ist die Rotation. Die horizontalen Komponenten N und E werden dabei um den Betrag des Rückazimutes (*BAZ*) in eine radiale (R) und eine tangentielle (T) Komponente rotiert. Auf Grund des relativ steilen Auftauchwinkels wird die meiste Energie der P-Welle auf der Z-Komponente registriert, die Energie der Ps-Phase ist dagegen größtenteils auf der R-Komponente konzentriert. Die T-Komponente enthält nur noch Energie, die nicht im Azimut der Welle einfällt. Diese kann durch Anisotropie, Heterogenitäten oder geneigte Schichtgrenzen generiert werden (Savage, 1998; Jones und Phinney, 1998; Langston, 1977b).

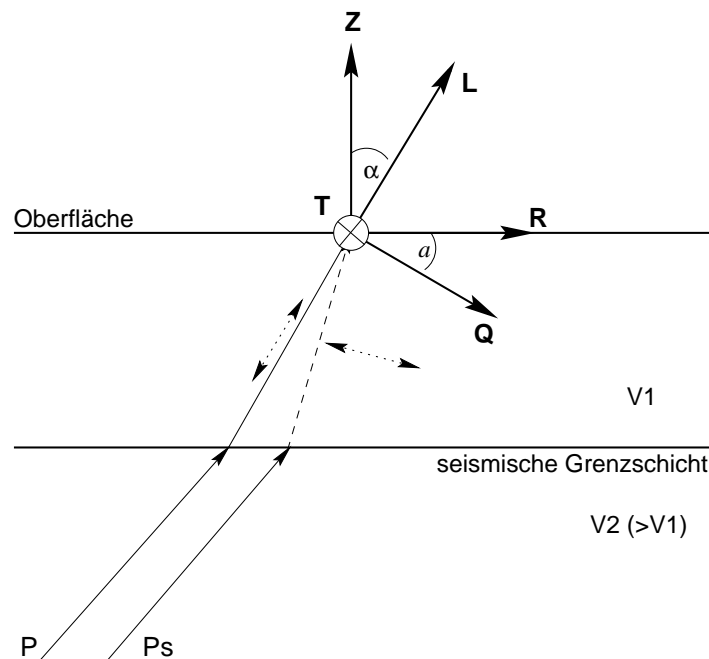
Gebräuchlicher ist heute das strahlenorientierte L,Q,T-System, das auch in der vorliegenden Untersuchung verwendet wurde. Hier wird in einem zweiten Schritt um den Betrag des Einfallswinkels um die T-Komponente rotiert, so dass die L-Komponente nun in Ausbreitungsrichtung der P-Welle liegt. Damit sollte sich im Idealfall sämtliche P-Energie auf der L-Komponente und die konvertierte Energie gänzlich auf der Q-Komponente befinden. Die

Skizze in *Abbildung 2.3* veranschaulicht das Prinzip der Rotation, das entsprechende Datenbeispiel ist in *Abbildung 2.4* gezeigt.

Benötigt werden also für die Rotation der Rückazimut (*BAZ*) und der Polarisationswinkel ( $\alpha$ ). Beide können basierend auf einem Referenz-Erdmodell aus den Stations- und Herdkoordinaten theoretisch berechnet werden. Ungenauigkeiten in der Bebenlokalisierung und insbesondere Heterogenitäten im Untergrund führen in der Praxis jedoch zu teilweise beträchtlichen Abweichungen (Missweisungen) von der tatsächlichen Richtung des einfallenden Strahls (Krüger und Weber, 1992; Grunewald, 2000).

Während fehlerhafte Rückazimute Energie auf die T-Komponenten projizieren, wirken sich abweichende Auftauchwinkel auf die Q-Komponenten aus. Li (2001) zeigt detailliert, wie stark die Abweichungen der Winkel das Bild der RF beeinflussen können. Um solche Rotationsfehler zu minimieren, ist es sinnvoll, die tatsächlich beobachteten Polarisationswinkel ( $\alpha$ ) zu verwenden (Saul, 2003). Diese können mit einer Polarisationsanalyse aus dem aufgezeichneten P-Einsatz bestimmt werden. Hintergrundrauschen kann die Ergebnisse allerdings insbesondere bei signalschwachen Beben verfälschen (Li, 2001).

Durch vorherige Filterung kann der Rauschpegel reduziert und das Ergebnis verbessert werden. Als Qualitätskontrolle werden die Abweichungen der beobachteten Polarisationswinkel



*Abbildung 2.3: Skizze zur Veranschaulichung des Rotationsverfahrens. Die gepunkteten Pfeile geben die Schwingungsrichtungen der Wellenanteile wieder. Die L-Komponente liegt in Ausbreitungsrichtung der P-Welle, Q liegt senkrecht dazu. Die T-Komponente steht wiederum senkrecht auf der L,Q-Ebene.*

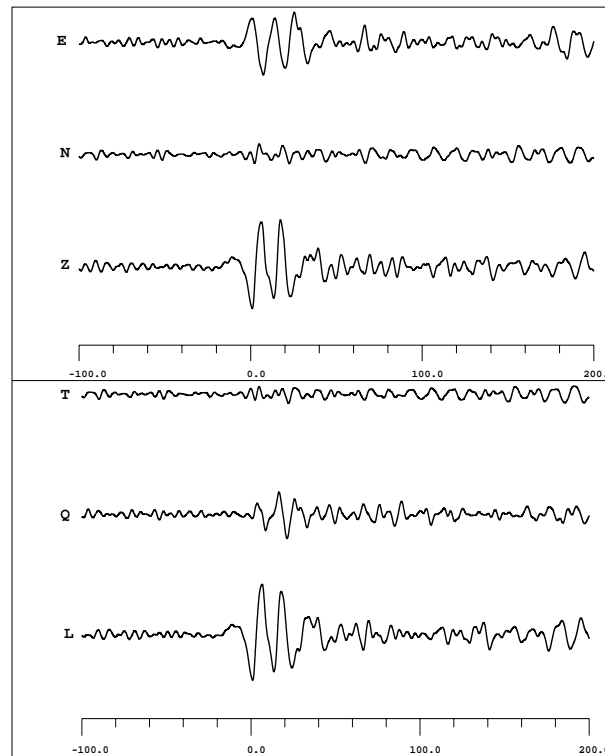


Abbildung 2.4: Datenbeispiel zur Rotation. Oben: Restituierte Daten (vgl. Abb. 2.2), unten: Rotierte Daten

zu den theoretischen Auftauchwinkeln nach *IASP91* (Kennett und Engdahl, 1991) ermittelt. Übersteigt die Differenz einen Betrag von  $45^\circ$  bei den Rückazimuten bzw.  $30^\circ$  bei den Auftauchwinkeln, so werden die theoretischen Winkel  $i$  benutzt. Ist die Differenz größer als  $70^\circ$ , wird das Ereignis gar nicht berücksichtigt.

Besondere Beachtung verlangt die permanente Station POHA, Big Island. Hier handelt es sich um ein Bohrlochseismometer, deren Horizontalkomponenten um  $\approx 70^\circ$  gegen den Uhrzeigersinn verdreht sind. Die azimutale Missweisung wurde vor der Qualitätskontrolle entsprechend korrigiert. Ebenfalls musste die Station KALA auf Kauai korrigiert werden, da diese irrtümlich nach Süden ausgerichtet wurde. Die Rotation wurde schließlich auf die ungefilterten Daten angewandt.

### 2.2.3 Dekonvolution

Um aus den Q- und T-Komponenten die Antwortfunktion des Untergrundes zu erhalten, müssen Effekte wie Herdfunktion, Tiefenphasen (pP und sP) und andere Laufwegeffekte, die sich in der Coda des P-Signals zeigen, aus dem Seismogramm eliminiert werden. Dadurch werden die RF unterschiedlicher Ereignisse vergleichbar in Amplitude und Wellenform. Die-



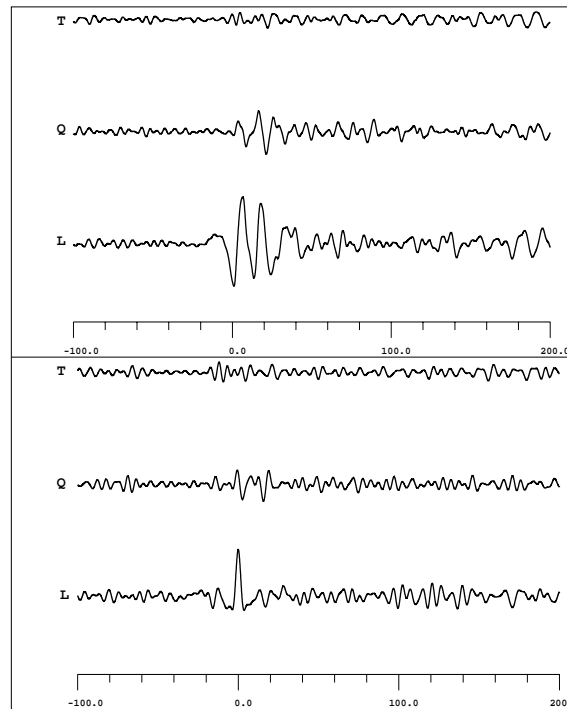


Abbildung 2.5: Die rotierten Daten aus Abb. 2.4 (oben) im Vergleich mit den dekonvolvierten Daten (unten).

ses wird z.B. durch die Anwendung einer (*Spike*-Dekonvolution) erreicht, deren Zielfunktion ein Delta-Impuls ist. *Abbildung 2.5* zeigt den Effekt am Datenbeispiel.

Die Erzeugung des inversen Filteroperators erfolgt iterativ durch Minimierung der Summe der kleinsten Quadrate der Differenzen aus dem beobachtetem P-Signal auf der L-Komponente und der angestrebten Delta-Funktion (Kind *et al.*, 1995; Yuan, 1999). Das gewählte Zeitfenster für die Dekonvolution muss lang genug gewählt werden, um den größten Anteil der P-Wellenenergie einschließlich der Tiefenphasen zu erfassen. Es wurde in der vorliegenden Arbeit mit einer Fensterlänge von 100 s gearbeitet.

Die *RF* enthalten jetzt idealerweise nur die konvertierten sowie deren multiplen S-Phasen. Nach der Dekonvolution der Q- und T-Komponenten wurde jeweils eine Normierung auf das Maximum der zugehörigen L-Komponente vorgenommen. Die Amplitudenverhältnisse innerhalb einer Spur bleiben dabei erhalten.

## 2.2.4 Auflösungsvermögen

Die Auflösung seismischer Methoden ist u.a. durch die Wellenlänge begrenzt. Dies ist z.B. von Bedeutung bei der Detektion von eng aufeinander folgenden Schichtgrenzen oder bei

Phasenübergängen mit vertikalen Geschwindigkeitsgradienten (siehe *Abschnitt 3.2*).

In der Reflexionsseismik liegt das vertikale Auflösungsvermögen bei  $\frac{1}{4} \lambda$  (Sheriff und Geldart, 1995; Helffrich, 2000). Dieser Reflexionsfall ist bei den RF mit der PpSs-Phase realisiert, die etwa 4,5 mal später auftritt als die direkte Ps-Konvertierte. Die Auflösung ist hier entsprechend um den Faktor 4,5 niedriger und liegt somit näherungsweise bei  $\lambda_S$ . Die S-Wellengeschwindigkeit beträgt nach *IASP91* in 410 km Tiefe  $v_S = 5,07 \frac{\text{km}}{\text{s}}$  (Kennett und Engdahl, 1991). Bei einer Periode von 8 s ergibt sich hier z.B. ein vertikales Auflösungsvermögen von ca. 40 km.

Das horizontale Auflösungsvermögen wird oft mit der *ersten Fresnelzone angegeben*. Dies ist der Bereich, aus dem Wellenenergie mit einer Phasendifferenz von maximal einer halben Wellenlänge den Empfänger erreicht und somit einen konstruktiven Beitrag zum Signal liefert:

$$R_1 = \sqrt{\left(d + \frac{\lambda}{2}\right)^2 - d^2} \quad (2.5)$$

wobei  $R_1$  den Radius,  $d$  die Tiefe und  $\lambda$  die Wellenlänge darstellt (Sheriff und Geldart, 1995; Budweg, 2002). Die Formel gilt strenggenommen nur für den senkrecht einfallenden Zentralstrahl, für schrägen Einfall ändert sich die Geometrie. Grundsätzlich ist der Radius stark abhängig von der Tiefe. Für das oben genannten Beispiel in 410 km Tiefe beträgt  $R_1$  ungefähr 130 km für ein einzelnes Quell-Empfänger-Paar.

Da der äußere Bereich der Zone nur minimalen Anteil zum Gesamtsignal leistet, wird oftmals  $\frac{1}{4} \lambda$  als Grundlage zur Berechnung angenommen (z.B. Eaton *et al.* (1991)), was den Radius in diesem Fall auf ca. 92 km reduziert. Durch die von der Zahl der Stationen und Erdbeben erreichten Überdeckung ist das tatsächliche Auflösungsvermögen jedoch noch höher.

## 2.3 Laufzeitkorrektur

Die Tiefe einer seismischen Diskontinuität lässt sich aus den *Receiver Functions* ableiten, wenn man die Ankunftszeit der konvertierten Phasen relativ zum direkten P-Einsatz bestimmt. Nach Gleichung (2.4) ist die Laufzeitdifferenz abhängig vom *Strahlparameter* ( $p$ ) und somit von der Epizentralentfernung eines Bebens. Dieser *Moveout*-Effekt nimmt mit der Tiefe, in welcher die Konversion erfolgt, zu. Während die Zeitunterschiede bei der Moho-Konversion noch vernachlässigbar gering sind, zeigen die Konvertierten von den Manteldiskontinuitäten bereits große Abweichungen.

*Abbildung 2.6* zeigt eine Sektion von Spuren, die über einen Entfernungsbereich von jeweils  $1^\circ$  aufsummiert wurden. Diese Summenspuren sind auf den P-Einsatz ausgerichtet und nach ihrer Epizentralentfernung sortiert. Die konvertierten Phasen bilden sich nicht parallel zu P ab, sondern zeigen mit zunehmender Entfernung kleiner werdende Laufzeitdifferenzen rela-

tiv zu P. Anders verhalten sich Entsprechend den Gleichungen (2.5) und (2.6) die multiplen Phasen. Hier wachsen die Laufzeitunterschiede mit zunehmender Herdentfernung an, so dass Multiple in einer Seismogrammsektion durch ihre Neigung von Ps-Phasen unterschieden werden können.

Um die Ankunftszeiten verschiedener RF direkt miteinander vergleichen bzw. die Signale kohärent summieren zu können, muss eine Laufzeit- bzw. *Moveout*-Korrektur durchgeführt werden. Als Referenz-*Slowness* wird dabei  $6,4 \text{ s}^\circ$  gewählt, was nach dem *IASP91*-Modell einer mittleren Entfernung von ca.  $67^\circ$  entspricht. *RF* mit einer kleineren *Slowness* werden bei dieser Korrektur gedehnt, solche mit größerer *Slowness* entsprechend gestaucht. Das Signal wird dadurch in seinem Frequenzgehalt verändert, und zwar umso stärker, je größer die Abweichung vom Referenzwert ist.

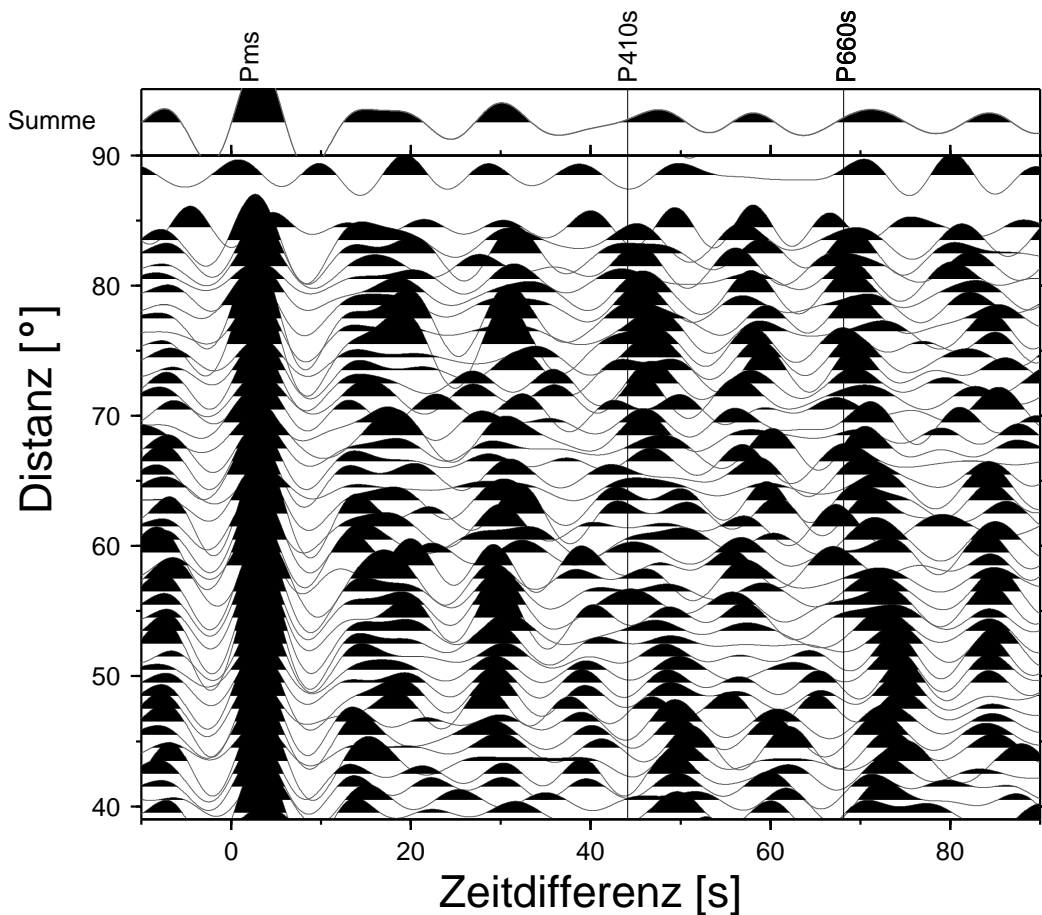


Abbildung 2.6: Beispieldaten der Station KIP (Oahu). Die Einzelspuren wurden nach ihrer Epizentralentfernung sortiert und in  $1^\circ$ -Intervallen aufsummiert und auf den direkten P-Einsatz ausgerichtet. Die an den Manteldiskontinuitäten konvertierten Phasen zeigen deutliche Laufzeitunterschiede abhängig von der Herdentfernung. Die Markierungen entsprechen den theoretischen Ankunftszeiten nach *IASP91*.

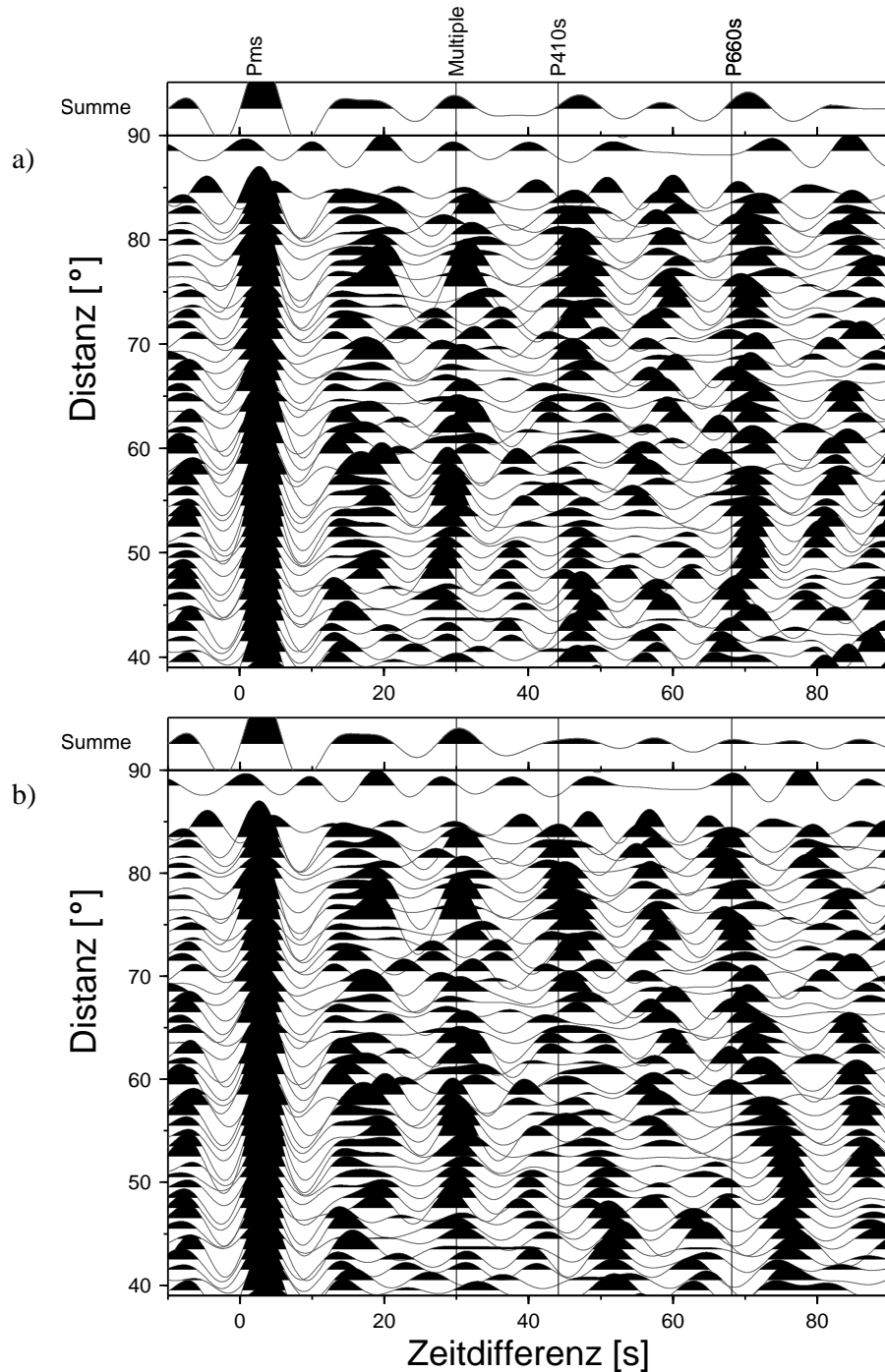


Abbildung 2.7: Das Datenbeispiel aus Abb. 2.6 nach der Laufzeitkorrektur. In a) wurde auf den Ps-Einsatz korrigiert, so dass die an den Manteldiskontinuitäten konvertierten Phasen parallel zum P-Einsatz abgebildet werden. Der mit zunehmender Herdentfernung später auftretende Einsatz um 30 s deutet auf eine multiple Phase hin.

In b) wurde daher auf die PpPs-Phase korrigiert. Die zum P-Einsatz parallele Phase bei 30 s kann so als Multiple verifiziert werden. Die Laufzeitdifferenzen der Mantelkonvertierten hingegen sind wieder deutlich unterschiedlich. In beiden Fällen wurde  $67^\circ$  als Referenzentfernung gewählt.

Nach der Laufzeitkorrektur bilden sich die konvertierten Phasen zeitgleich ab (*Abbildung 2.7 a*)), während Multiple (nach rechts) geneigt erscheinen. Korrigiert man die Sektion hingegen auf die erste multiple Phase (PpPs, siehe *Abbildung 2.7 b*)), so ist nun diese Phase parallel zu P, während die Ps-Phasen (nach links) geneigt abgebildet werden. Entsprechend ändern sich auch die Amplituden in den jeweiligen Summenspuren. Somit bietet die *Moveout*-Korrektur auch eine Möglichkeit multiple Phasen zu identifizieren.

## 2.4 Summationstechniken und Bootstrap-Methode

Der Anteil der konvertierten Energie in der P-Coda ist gering. Das gilt insbesondere für schwache Geschwindigkeitskontraste oder graduelle Übergangszonen, wie etwa bei den Manteldiskontinuitäten (siehe auch Abschnitt 2.1). Ein wesentliches Problem bei der Untersuchung von konvertierten Phasen ist deshalb das Hintergrundrauschen, welches das Nutzsignal überdecken kann. Um das Signal-Rausch-Verhältnis (*signal-to-noise ratio*, im Folgenden als SNR bezeichnet) zugunsten des Nutzsignals zu erhöhen, besteht die Möglichkeit, Seismogramme aufzusummieren (Stapelung). Voraussetzung dafür ist die Durchführung der oben beschriebenen Laufzeitkorrektur, da die Konvertierten wegen des *Moveout* sonst verschmiert würden. Bei der Untersuchung oberflächennaher Strukturen kann auf die Korrektur verzichtet werden.

Bei der Stapelung wird über viele Spuren gemittelt. Da durch die Restitution die Instrumentencharakteristiken aus dem Signal entfernt worden sind, können auch Spuren unterschiedlicher Stationen summiert werden. Die Energie des kohärenten Signals steigt bei zunehmender Zahl  $N$  von Spuren mit  $N^2$ , während die Energie des inkohärenten Rauschens nur mit  $\sqrt{N}$  wächst und somit immer mehr in den Hintergrund tritt (Morozov und Dueker, 2003). Die Summenspur gibt dabei ein über die durchstrahlte Zone gemittelttes Abbild des Untergrundes wieder.

Unterschiedliche Ankunftszeiten der Ps-Phasen, die etwa durch laterale Tiefenänderungen einer Diskontinuität oder durch Anisotropie hervorgerufen werden können, werden in der Summenspur verschmiert. Strukturen mit nur geringer Ausdehnung können dabei ganz verloren gehen. Ein kritischer Punkt ist daher die Definition eines geeigneten Summationsfensters, welches einerseits eine durchschnittliche Mindestzahl von Spuren zusammenfassen, andererseits aber nicht zu grob über das Messgebiet mitteln soll.

Üblicherweise werden Spuren nach Azimutbereichen oder anhand der Koordinaten ihrer Durchstoßpunkte für bestimmte Tiefen zusammengefasst. Die Größe des Summationsfensters bestimmt dabei das laterale Auflösungsvermögen. Mit überlappenden Summationsfenstern

(*sliding windows*) kann man dabei eine Glättung der Darstellung erreichen, da jeweils ein Teil der gestapelten Spuren auch in die Stapelung des benachbarten Summationsfensters eingeht.

Die *Bootstrap-Methode* (Efron und Tibshirani, 1986) stellt ein statistisches Mittel zur Kontrolle der Stabilität beobachteter Phasen in Summenspuren dar. Aus dem Gesamtdatensatz werden dabei willkürliche Teilmengen gleicher Größe extrahiert und jeweils aufsummiert. Die dabei erzeugten Summenspuren werden anschließend verglichen. Handelt es sich bei einer Beobachtung um das Signal einer existierenden Schichtgrenze, muss die Phase in allen Summenspuren auftreten. Ist das nicht der Fall, lässt dies auf zufällige Energiemaxima durch Hintergrundrauschen, Störsignale, Reverberationen oder starke kleinräumige Heterogenitäten schließen.

Kann durch das *Bootstrapping* eine Diskontinuität verifiziert werden, so erlaubt die zufällige Auswahl der Spuren gleichzeitig eine Abschätzung der Genauigkeit. Verschiedene Spuren durchlaufen unterschiedliche Bereiche des Untergrundes, so dass die gemessenen Laufzeitverzögerungen der Teilsummen voneinander abweichen. Aus den Teilsummen kann ein Schwankungsbereich für jede Diskontinuität bestimmt werden.

Wie bereits erwähnt steigt das SNR mit der Zahl aufsummierter Spuren, so dass Störsignale und Rauschen bei einer größeren Spurzahl besser unterdrückt werden. Liegt die pro Teilmenge ausgewählte Anzahl von Spuren jedoch zu nah an der Gesamtzahl der zu untersuchenden Daten, könnte ein amplitudenstarkes Störsignal bei der *Bootstrap-Methode* wiederum in zu vielen Summenspuren abgebildet und somit fälschlich als Diskontinuität interpretiert werden. Umfassen die Teilmengen z.B. die Hälfte der Gesamtsuren, so würde sich ein solches Störsignal theoretisch in der Hälfte der Summenspuren abbilden. Ein *Bootstrapping* wird sinnvoller Weise nur bei einer hinreichend großen Gesamtdatenmenge pro Summationsfenster angewendet.

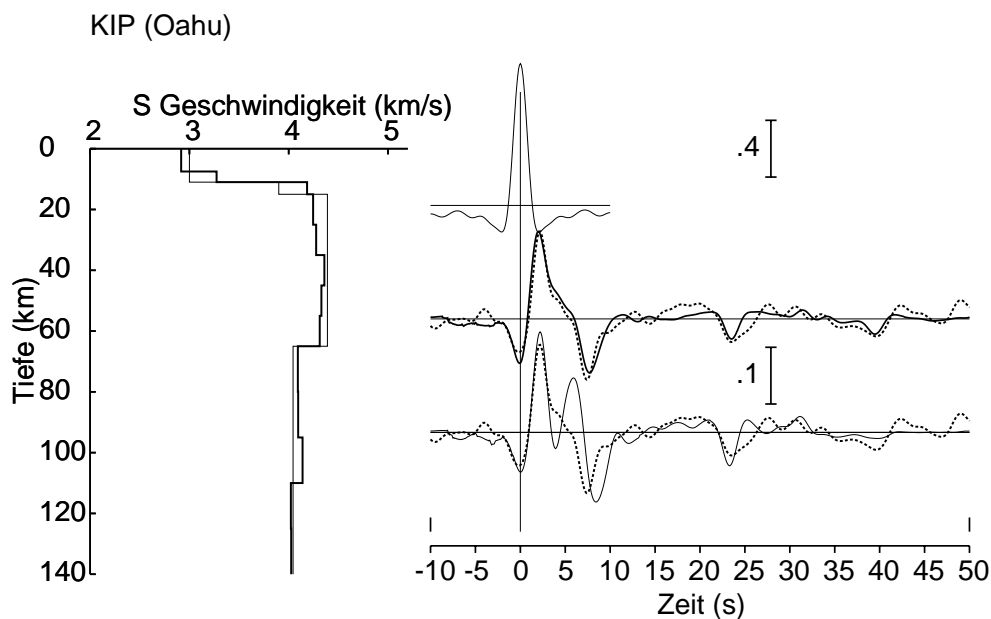
## 2.5 Inversion von *Receiver Functions*

Für geringe Tiefen kann die Signalform von RF in ein eindimensionales Geschwindigkeits-Tiefen-Modell invertiert werden (z.B. Owens *et al.* (1984); Yuan *et al.* (1997)). In Kind *et al.* (1995) ist die in dieser Arbeit verwendete Inversionsmethode beschrieben: Für ein Startmodell wird ein theoretisches Seismogramm nach der Methode von Haskell (1962) für einen durchschnittlichen Einfallswinkel berechnet. Dieses wird in der gleichen Weise rotiert und dekonvolviert wie das zu invertierende beobachtete Seismogramm. Die optimalen Modellparameter werden iterativ durch Minimierung der Summe der kleinsten Quadrate ermittelt.

Um ein von kleinräumigen Strukturen weitgehend ungestörtes durchschnittliches Geschwin-

digkeitsmodell unterhalb einer Station zu erhalten, wird zur Inversion eine Summenspur verwendet. Da eine Laufzeitkorrektur die Signalform verändert, entfällt dieser Schritt, statt dessen wird nur über einen mittleren Entfernungsbereich ( $\Delta \approx 50^\circ - 80^\circ$ ) summiert.

Das Ergebnis der Inversion ist allerdings nicht eindeutig, da verschiedene Geschwindigkeitsstrukturen die beobachtete Signalform erklären können. Mit komplexen, oft jedoch unrealistischen Modellen ist es relativ einfach, eine beliebig gute Anpassung an das beobachtete Seismogramm zu erreichen. Da die Methode prinzipiell nach einem dem Ausgangsmodell ähnlichen Resultat sucht, ist die Einbeziehung von a priori Informationen obligatorisch (Ammon *et al.*, 1990). *Abbildung 2.8* erläutert die Methode anhand eines Beispiels.



*Abbildung 2.8: Beispiel einer Inversion an der Station KIP auf Oahu. Auf der rechten Seite sind die Seismogramme abgebildet, wobei das obere das dekonvolvierte und auf 1 normierte Signal der L-Komponente zeigt. Darunter werden die Q-Komponenten gezeigt. Die Skalierung gibt die Relation der Amplituden wieder.*

*Die dünne durchgezogene Linie (unten) ist das Signal des Ausgangsmodells, welches auf der linken Seite mit einer ebenfalls dünnen Linie angezeigt wird. Die dicke durchgezogene Linie ist das angepasste Modell. Das zugehörige ebenfalls dick gezeichnete Seismogramm ist in der Mitte zu sehen. Die gestrichelte Spur gibt jeweils das tatsächlich beobachtete Signal wieder.*

# Kapitel 3

## Der Aufbau der Erde

Das Innere des Erdkörpers entzieht sich dem unmittelbaren Zugriff und damit der direkten Untersuchung durch den Menschen. Zwar erlauben einige seltene tiefe Aufschlüsse (z.B. die Ivrea-Zone in Norditalien), Tiefbohrungen sowie Mantelxenolithe einen Einblick in die Kruste und den obersten Mantel, jedoch liefern auch diese Quellen lediglich Informationen aus vergleichsweise oberflächennahen Bereichen.

Erkenntnisse über den Aufbau des tieferen Erdkörpers können allein aus physikalischen Beobachtungen abgeleitet und durch Laborversuche teilweise überprüft werden. Eine Schlüsselrolle zur Untersuchung der Strukturen des Erdinneren nimmt dabei die Seismologie ein.

Informationen über tiefe Schichten der Erde können insbesondere aus Fernbeben gewonnen werden. Lay und Wallace (1995) geben einen historischen Überblick: 1906 entdeckte Oldham den Erdkern, die Tiefe der Kern-Mantel-Grenze (*CMB*) wurde 1913 von Gutenberg auf 2900 km bestimmt. Der innere Kern schließlich wurde 1936 durch Inge Lehmann entdeckt, während bereits 1909 durch Mohorovičić die heute allgemein als *Moho* bezeichnete Krusten-Mantel-Grenze gefunden wurde. Mit den *Jeffreys-Bullen Tables* wurde 1939/40 erstmals ein detailliertes Bild des Erdaufbaus bis ins Zentrum vorgestellt.

Die stete Verbesserung der Aufzeichnungen und die wachsende Zahl von Beobachtungen führte zu immer detaillierteren Vorstellungen des Erdaufbaus und bildeten die Grundlage für die heute gültigen globalen Erdmodelle wie z.B. *PREM* (Dziewonski und Anderson, 1980) oder *IASP91* (Kennett und Engdahl, 1991). Letzteres wird in dieser Arbeit verwendet. *Abbildung 3.1* stellt die Verläufe der Geschwindigkeiten nach *IASP91* dar.

### 3.1 Zusammensetzung

Um die Vorgänge in der Erde und deren Strukturen genauer verstehen zu können, ist die Kenntnis über ihre chemische Zusammensetzung von wichtiger Bedeutung. Chondritische Meteorite, insbesondere *Kohlige Chondrite*, lassen vermuten, dass sie in ihrer stofflichen Zu-



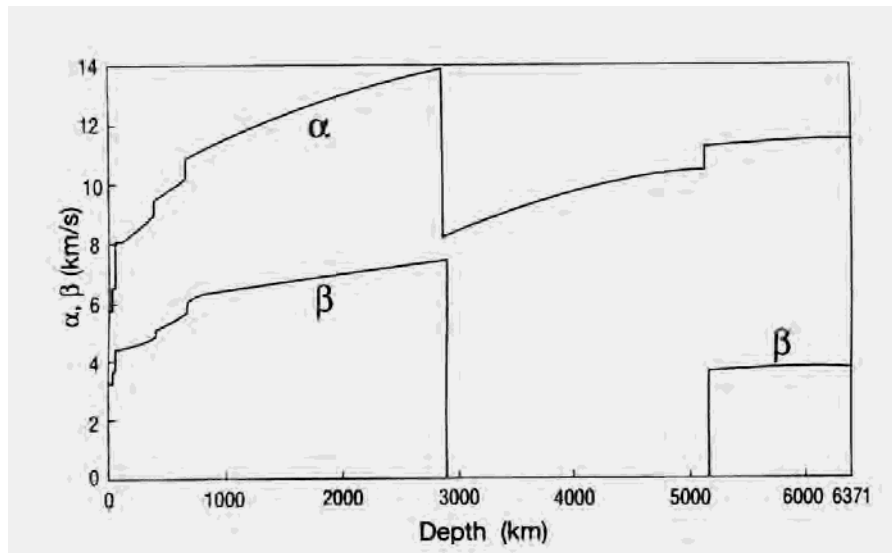


Abbildung 3.1: Das globale Geschwindigkeitsmodell IASP91.  $\alpha$  bezeichnet die P-Wellengeschwindigkeit,  $\beta$  die S-Wellengeschwindigkeit. Das Modell ist konzipiert für kontinentale Kruste (Mohotiefe: 35 km), die Diskontinuitäten in 410 km und 660 km Tiefe sind berücksichtigt (aus: Stacey (1992)).

sammensetzung die Materie zur Zeit der Akkretion des Erdkörpers widerspiegeln. Sie liefern damit grundlegende Erkenntnisse über die Häufigkeitsverteilung der chemischen Elemente. Verschiedene Annahmen über das Vorkommen unterschiedlicher Meteorite ergeben eine Reihe von Modellvorstellungen über die Zusammensetzung der Erde (Ringwood, 1979; Condie, 1982). *Tabelle 3.1* zeigt ein Beispiel.

Vereinfacht ist die Erde unterteilt in einen inneren und äußeren Kern, sowie Mantel und Kruste. Experimentell wurde festgestellt, dass der innere wie der äußere Kern aus Elementen mit Ordnungszahlen größer als 23 bestehen. Nach *Tabelle 3.1* kommen hierfür in erster Linie Eisen und Nickel in Frage. Während für den inneren Kern Dichte und seismische Geschwindigkeiten bestimmt wurden, die auf nahezu pures Eisen schließen lassen, wird für den äußeren Kern ein kleiner Anteil leichterer Elemente wie z.B. Sauerstoff, Silizium oder Schwefel angenommen. Der äußere Kern muss flüssig sein, da hier keine Scherwellen transmittiert werden. Der flüssige Zustand ist gleichermaßen auch Voraussetzung für die Entstehung des Erdmagnetfeldes in dieser Tiefe (Kearey und Vine, 1996).

Der Mantel nimmt nach Volumen und Masse den größten Teil der Erde ein. Man unterscheidet zwischen dem oberen und dem unteren Mantel, der unterhalb der Mantelübergangszone in 660 km Tiefe beginnt. Zwei grundsätzliche Mantelmodelle wurden vielfach diskutiert. Auf Ringwood (1975) geht das *Pyrolit-Modell* zurück, wonach der obere Mantel aus Olivin (60

Eisen (Fe)	34,6%
Sauerstoff(O)	29,5%
Silicium (Si)	15,2%
Magnesium (Mg)	12,7%
Nickel (Ni)	2,4%
Schwefel (S)	1,9%
Calcium (Ca)	1,1%
Aluminium (Al)	1,1%
Natrium (Na)	0,6%
andere	<0,9%

*Tabelle 3.1: Relative Häufigkeiten (in Gewichtsprozent) der chemischen Elemente für die gesamte Erde. (nach: Ringwood (1979); Condie (1982))*

%), Pyroxen (25 %) und Granat (15 %) besteht. Das *Piklogit-Modell* (Bass und Anderson, 1984; Anderson und Bass, 1986) sieht unterschiedliche Zusammensetzungen für verschiedene Tiefen des Mantels vor. Nach diesem Modell wird die Komposition des oberen Mantels bis in 220 km Tiefe bei deutlich geringerem Olivin-Anteil vor allem von Klinopyroxen und Granat, den Hauptbestandteilen des Eklogits, bestimmt.

Zahlreiche Hochdruck-Experimente, seismologische Beobachtungen und Modellierungen elastischer Größen wurden zur Bewertung der beiden Modelle herangezogen. Die Ergebnisse lassen Raum für verschiedene Interpretationen, wobei das pyrolitische Modell jedoch oft als das passendere angesehen wird (z.B. Chopelas (1991); Shearer und Flanagan (1999); Gaherty *et al.* (1999b)). Duffy und Anderson (1989); Fujisawa (1998) bevorzugen dagegen das piklogitische Modell mit einem geringeren Olivin-Anteil im oberen Mantel. Zha *et al.* (1997) gehen etwa von 50 % Olivin aus, Isaak (1992) von nur 43 %.

Der Mantel ist nur bedingt als homogen anzusehen. Einzelne Beobachtungen wurden konkret auf kompositionelle Änderungen zurückgeführt (z.B. Kawakatsu und Niu (1994); Kingma *et al.* (1995); Fujisawa (1998); van der Hilst und Kárason (1999)). Kellogg *et al.* (1999) führen etwa den Unterschied von Rift- (*MORB*) und Inselbasalten (*OIB*) auf eine chemische Trennung im unteren Mantel zurück. Als Hauptbestandteil des unteren Mantels wird  $\text{MgSiO}_3$ -Perovskit mit einem 6 %igen Anteil von  $\text{Al}_2\text{O}_3$  postuliert (Wentzcovitch *et al.*, 1998; Karki *et al.*, 2001; Akaogi *et al.*, 2002).

Die äußerste Schicht der Erde wird generell in die junge, dünne ozeanische und die ältere, dicke kontinentale Kruste unterschieden, welche meist einen wesentlich komplexeren Aufbau besitzt. Ozeanische Kruste nimmt etwa  $\frac{2}{3}$  der Erdoberfläche ein, so auch in der Region des Messgebiets. Sie wird an den ozeanischen Riftsystemen gebildet und besteht aus tholeiitischen Basalten (auch: *Mid Ocean Ridge Basalt* oder *MORB*) (Kay *et al.*, 1970).

## 3.2 Seismische Diskontinuitäten

Bereits aus der groben Einteilung in Kruste, Mantel und Kern wird der geschichtete Aufbau des Erdkörpers deutlich. Schichtgrenzen können, sofern sie mit einem hinreichend großen Impedanzkontrast einhergehen, mit seismologischen Methoden auch in großen Tiefen detektiert werden. Die Untersuchung von Erdbebensignalen ist daher für die heutigen Modellvorstellungen des Erdinneren von entscheidender Bedeutung gewesen. Die RF Methode eignet sich vor allem zur Untersuchung von Schichtstrukturen unterhalb des Empfängers bis in den oberen Teil des unteren Mantels.

Seismische Diskontinuitäten werden nicht nur durch Änderungen der chemischen Zusammensetzung hervorgerufen. Ebenso können thermische Effekte oder mineralogische Phasenübergänge die Ursache sein. Die Natur von seismischen Grenzsichten ist gerade im Zusammenhang mit der Mantelkonvektion relevant, da kompositionelle Grenzen im Widerspruch zu einer den gesamten Mantel umfassenden Konvektion stehen.

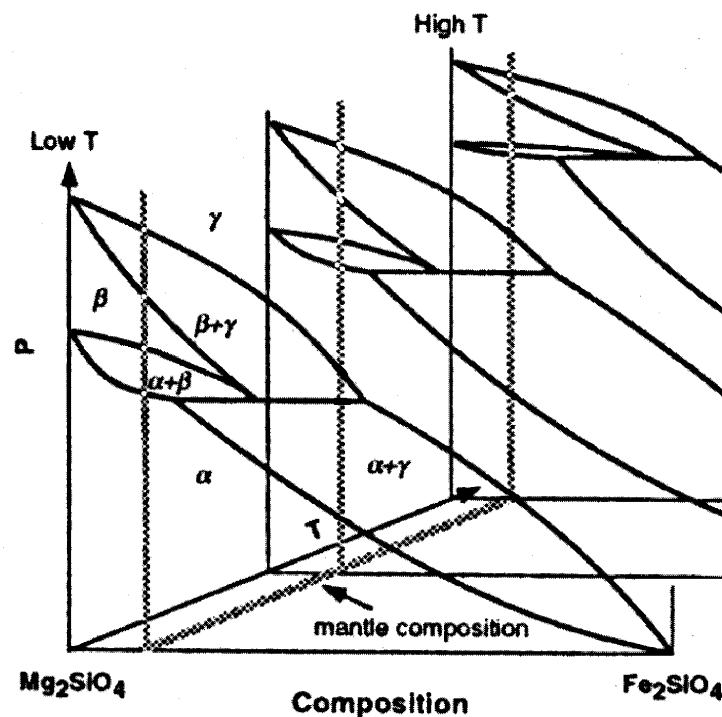


Abbildung 3.2: Phasenübergänge des Olivin-Spinell-Systems in Abhängigkeit von Druck, Temperatur und Zusammensetzung. Die eingefügte Linie markiert die Zusammensetzung des Mantelolivin (aus: Helffrich und Bina (1994)).

Bei einem Phasenübergang findet eine Umwandlung der Kristallstruktur ohne chemische Veränderung statt. Diese ist in der Regel abhängig von einem bestimmten Druck-Temperatur-Verhältnis. Mit Änderung der Temperatur verschiebt sich somit, abhängig von der *Clausius-Clapeyron-Steigung* ( $\frac{dP}{dT}$ ), auch die Tiefe des Phasenübergangs (Bina und Helffrich, 1994). Die *Abbildungen 3.2* und *3.4 (links)* veranschaulichen diesen Zusammenhang am Beispiel des Olivin. Die für die Erklärung seismologischer Beobachtungen in Frage kommenden Phasenübergänge konnten in Hochdruck-Experimenten untersucht werden.

Der Übergang von einer Struktur in eine andere findet nicht abrupt statt, sondern kann sich über einen mehrere zehn Kilometer umfassenden Bereich erstrecken (*Abbildung 3.2*), der seismisch eine Gradientenschicht darstellt. Verschiedene Faktoren, wie etwa das Verhältnis Mg/Fe oder das Vorhandensein von Wasser im Olivin-System (z.B. Wood (1995); Fujisawa (1998)), haben dabei Einfluss auf die Dicke der Übergangszone. Aber auch Bestandteile, die nicht unmittelbar an der Transformation beteiligt sind, können die Mächtigkeit des Phasenübergangs beeinflussen.

Nachfolgend soll ein Überblick über die bekannten Diskontinuitäten und deren möglichen Ursachen in Reihenfolge zunehmender Tiefe gegeben werden.

### 3.2.1 Krustenphasen

Während die kontinentale Kruste oftmals komplexe Strukturen aufweist und regional durch die Conrad-Diskontinuität in Ober- und Unterkruste unterteilt ist (Kearey und Vine, 1996), weist die ozeanische Kruste meist keine mit *RF* nachweisbaren inneren Schichtgrenzen auf. Sedimentablagerungen können jedoch starke oberflächennahe Konversionen erzeugen. Die durchschnittliche Mächtigkeit der Kruste beträgt ca. 35 km in kontinentalen und ca. 7 km in ozeanischen Gebieten. Die *Moho* ruft üblicherweise eine sehr ausgeprägte Konversion hervor.

### 3.2.2 Die Lithosphären-Asthenosphären-Grenze

Innerhalb der kontinentalen Lithosphäre sind regional positive Geschwindigkeitskontraste in 80-100 km Tiefe (*Hales-Diskontinuität*) beobachtet worden. Hales (1969) erklärt diesen Geschwindigkeitsanstieg unter den zentralen USA mit einem Übergang von Spinell in Granat-Peridotit. Ähnliche Beobachtungen in vergleichbarer Tiefe wurden z.B. im Arabischen Schild und im kanadischen Slave Kraton gemacht. Im ersten Fall wurde eine Veränderung der unteren Lithosphäre durch Metasomatose als mögliche Erklärung vorgeschlagen (Sandvol *et al.*, 1998), während in Kanada wegen des auftretenden Polaritätswechsels eine Anisotrope Schicht abgeleitet wurde (Bostock, 1998).

Die kontinentale Lithosphäre hat eine durchschnittliche Dicke von 110 km, in kratonischen Gebieten bis zu 150 km. Thybo und Perchuc (1997) haben die Lithosphären-Asthenosphären-

Grenze (im Folgenden als *LAB* bezeichnet) in seismischen Daten in Tiefen von 90-120 km als sogenannte 8°-Diskontinuität identifiziert. Die nach unten anschließende Asthenosphäre wird erklärt durch 1-3% partieller Schmelze, hervorgerufen durch die Annäherung der im Mantel vorherrschenden Temperatur an die Solidus-Temperatur. Sie ist gekennzeichnet durch herabgesetzte Geschwindigkeiten, niedrige Viskosität, hohe elektrische Leitfähigkeit und starke Dämpfung.

In ozeanischen Regionen führen höhere Temperaturen zu einer ausgeprägten LAB, welche hier in der Regel als *Gutenberg-Diskontinuität* bezeichnet wird. Verschiedene seismische Beobachtungen (Bock, 1991; Revenaugh und Sipkin, 1994; Pavlenkova, 1996; Gaherty *et al.*, 1999a) ergaben Mächtigkeiten zwischen 60 und 90 km für ozeanische Lithosphäre. Plomerová *et al.* (2002) assoziieren die LAB mit einem Wechsel der Anisotropie von Oberflächenwellen und leiten hieraus Tiefen zwischen 40 und 70 km ab.

Gemäß der Annahme, dass die LAB durch die Temperatur kontrolliert wird, ist eine Verdickung der Lithosphäre mit zunehmender Entfernung vom ozeanischen Rücken zu erwarten (Forsyth, 1975). Gegenteilige Beobachtungen jedoch lassen Zweifel an der rein thermischen Natur der Gutenberg-Diskontinuität aufkommen. Tatsächlich ergaben Laborversuche mit partieller Schmelze in Peridotiten keine signifikanten Effekte in den oben angeführten beobachteten physikalischen Eigenschaften der Asthenosphäre.

Karato und Jung (1998) führen das Auftreten der Gutenberg-Diskontinuität auf im Mantelgestein enthaltenes Wasser zurück. Bei Temperaturen über 1000°C kommt es zu fraktionaler

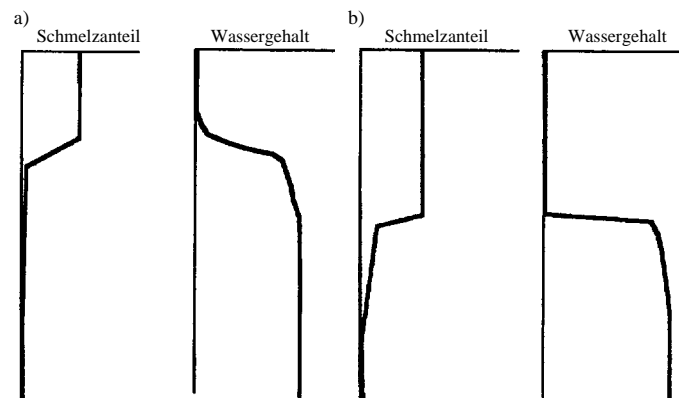


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des Vorgangs der partiellen Schmelze an der Gutenberg-Diskontinuität. a) langsamer Schmelzprozess und langsame Abnahme des Wassergehaltes bei Erreichen des trockenen Solidus. b) Vorangehende fraktionale Schmelze führt zu einer abrupten Verringerung des Wassergehaltes (aus: Karato und Jung (1998)).

Schmelze, welche dem Gestein Wasser entzieht. Damit erhöht sich wiederum die Solidustemperatur, so dass der Schmelzprozess nur langsam voranschreitet. Dieser Mechanismus dauert bis zum Erreichen des trockenen Solidus an, wo es dann zu partieller Schmelze kommt (*Abbildung 3.3*). Die Tiefe der LAB ist hierbei nicht abhängig vom Alter, sondern vom Wassergehalt und dem Fließmechanismus des Mantelmaterials.

Gaherty *et al.* (1999a) haben beobachtet, dass die westliche philippinische Platte dicker ist als die wesentlich ältere pazifische Platte. Sie schlagen ein Modell vor, in dem die Tiefe der LAB von der Quelltiefe des Magmas am ozeanischen Rücken bestimmt wird. Die volatilen Bestandteile des Mantelmaterials würden danach in die Schmelze eintreten und eine abgereicherte, trockene Residualschicht (Harzburgit) zurücklassen, deren Untergrenze die Gutenberg-Diskontinuität darstellt.

### 3.2.3 Die Lehmann-Diskontinuität

Die Lehmann-Diskontinuität konnte mit verschiedenen seismologischen Methoden in Tiefen um 210 km detektiert werden, unklar ist bislang jedoch, ob sie global existent ist. Die häufigsten Beobachtungen der Lehmann-Diskontinuität stammen aus kontinentalen oder Inselbogen-Regionen (Lehmann, 1959, 1961; Revenaugh und Jordan, 1991; Rost, 2000; Deuss und Woodhouse, 2002). Eine neuere Untersuchung von kurzperiodischen Daten liefert Hinweise auf eine Lehmann-Diskontinuität in etwa 200 km unter dem nordwestlichen Pazifik. Starke kleinräumige Tiefenvariationen könnten die Unsichtbarkeit der Lehmann in langperiodischen Daten erklären (Rost und Weber, 2001).

Zur Ursache der Lehmann gibt es unterschiedliche Ansichten: Thybo und Perchuc (1997) interpretieren sie als die untere Grenze der Asthenosphäre, wie früher allgemein angenommen. Karato (1992) deutet sie als Ausdruck der Orientierungsänderung der Olivinkristalle infolge veränderter Deformationsmechanismen. Ähnlich argumentieren Gaherty *et al.* (1999a), die ebenfalls von einer mechanischen Grenzschicht ausgehen verbunden mit dem Verschwinden radialer Anisotropie, und Plomerová *et al.* (2002), die in der Lehmann einen Wechsel „eingefrorener“ Anisotropie und aktueller spannungsbedingter Anisotropie sehen.

Einige wenige Beobachtungen weisen auf eine mögliche weitere Grenzschicht unterhalb der Lehmann in 250-350 km Tiefe hin, die als X-Diskontinuität bezeichnet wird (Revenaugh und Jordan, 1991; Revenaugh und Sipkin, 1994). Ihre Existenz ist jedoch umstritten. Als mögliche Erklärung käme ein Phasenübergang des SiO<sub>2</sub> von Coesit zu Stishovit in Frage, welcher jedoch nur in MORB-Komposition wahrscheinlich ist. Alternativ wäre eine Transition des Ca-armen Pyroxen von Orthoenstatit zu Klinoenstatit möglich (Deuss und Woodhouse, 2002).

### 3.2.4 Die Mantelübergangszone

Die Manteltransitionszone (im Folgenden als *MTZ* bezeichnet) wird als Übergang vom oberen zum unteren Mantel angesehen. Sie ist gekennzeichnet durch eine Reihe von Phasenübergängen, welche benannt sind nach der durchschnittlichen Tiefe, in der sie auftreten. Dominant sind dabei die Phasentransitionen des Olivin-Spinell-Systems, welche ursächlich sind für die drei bekannten Diskontinuitäten in 410, 520 und 660 km Tiefe:

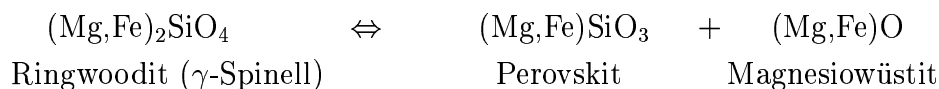
Die '410-km'-Diskontinuität wird zurückgeführt auf den Phasenübergang des Olivin in die  $\beta$ -Phase, welcher sich in Drücken um 14 GPa ereignet:



Der *Clapeyron-Slope* dieser Transition wurde für eine Temperatur von 1600 K mit +2,9 MPa/K bestimmt (Bina und Helffrich, 1994; Lebedev *et al.*, 2002). Bei etwa 18 GPa Druck kommt es zum nächsten Phasenübergang verbunden mit der '520-km'-Diskontinuität:



Für diese Transition wurde im Labor ein *Clapeyron-Slope* zwischen +4 und +5,3 MPa/K ermittelt (Chopelas, 1994; Helffrich, 2000; Deuss und Woodhouse, 2001). Den unteren Abschluss der MTZ bildet die '660-km'-Diskontinuität. Diese geht zurück auf den Zusammenbruch der Spinell-Struktur bei ca. 23,5 GPa:



Der *Clapeyron-Slope* liegt hier bei etwa -2 MPa/K (Bina und Helffrich, 1994; Collier *et al.*, 2001; Lebedev *et al.*, 2002).

Durch den Eisenanteil im Olivin finden die Übergänge graduell in einer Koexistenz-Zone statt (siehe *Abbildung 3.2*), so dass streng genommen ein *Clapeyron-Slope* nicht definiert ist. Die Dicke des Übergangsbereiches wird zudem auch von der Temperatur sowie durch das Auftreten von Spurenelementen und Wasser beeinflusst.

Aus kurzperiodischen Daten wurde eine Mächtigkeit der '410' von etwa 5 km ermittelt (Yamazaki und Hirahara, 1994; Helffrich, 2000), und auch die '660' zeigt eine Dicke von weniger als 10 km (Castle und Creager, 2000). Laborexperimente lassen in der Regel größere Mächtigkeiten erwarten (etwa 8-19 km für das Beispiel der 410-km-Diskontinuität). Diese Diskrepanz basiert darauf, dass die Transformation nicht linear mit dem Druck voranschreitet. Der Hauptteil der Umwandlung geschieht in einem relativ engen Intervall, so dass die effektive Transitionsdicke geringer erscheint (Stixrude, 1997).

Gleichwohl beide Diskontinuitäten als global existent angesehen werden, ist die '410' meist wesentlich schwerer nachzuweisen als die 660-km-Diskontinuität. Eine Ursache hierfür ist die regional stark vorhandene Topographie der Diskontinuität, die gerade in langperiodischen Daten zu einer schlechteren Sichtbarkeit führen (Bina und Helffrich, 1994; Chevrot *et al.*, 1999; Rost und Weber, 2002). Die '520' hingegen ist nur vereinzelt klar identifiziert worden. Obgleich ein globales Auftreten des Phasenüberganges naheliegt, wird das globale Auftreten einer Diskontinuität in 520 km Tiefe kontrovers diskutiert (Cummins *et al.*, 1992; Gossler und Kind, 1996; Shearer, 1996; Gaherty *et al.*, 1999a). Mögliche Ursachen für die eingeschränkte Detektierbarkeit liegen zum einen in der Dicke der  $\beta$ - $\gamma$ -Koexistenz-Zone von ca. 30 km (Gaherty *et al.*, 1999a) und zum anderen in der Größe des *Clapeyron-Slopes*, welche starke Topographie-Effekte hervorrufen könnte. Zudem bergen die durch die Dekonvolution hervorgerufenen *Sidelobes* von konvertierten Phasen die Gefahr, fälschlich als '520' interpretiert zu werden (Bock, 1994).

Daneben kommt es in diesem Tiefenbereich zu einer weiteren Phasentransition. Bei  $\approx 18$  GPa dissoziiert  $\text{CaMgSi}_2\text{O}_6$ -Pyroxen (Diopsid) in eine Mischung aus Spinell, Stishovit und  $\text{CaSiO}_3$ -Perovskit und geht bei  $\approx 19$  GPa über in  $\text{MgSiO}_3$ -Ilmenit und  $\text{CaSiO}_3$ -Perovskit. Die *Clapeyron-Steigung* liegt zwischen 0 und -2 MPa/K (Ita und Stixrude, 1992; Koito *et al.*, 2000). Durch die konträren Vorzeichen der beiden Übergänge kann ein lokaler Temperaturunterschied zu gegenläufigen Tiefenänderungen und somit zu einer Verbreiterung oder gar Aufspaltung der Diskontinuität führen (Deuss und Woodhouse, 2001).

In den Mineralen der MTZ sind etwa sechs mal mehr Wasser gespeichert als in den Ozeanen (Murakami *et al.*, 2002).  $\text{H}_2\text{O}$  hat insbesondere Einfluss auf die '410', da die  $\beta$ -Phase deutlich mehr aufnehmen kann als die  $\alpha$ -Phase (Helffrich, 2000; Collier *et al.*, 2001). Die Präsenz von Wasser - in Form fluider Hochdruckphasen - führt zu einer Verringerung der Übergangstiefe, sowie zu einer Änderung der Dicke des Koexistenz-Bereiches. Während Wood (1995) eine Verdickung erwartet, argumentiert Chen *et al.* (2002) für einen gegenteiligen Effekt.

Neben den dominierenden Olivin-Phasen kommt es auch zu Übergängen im Granat-System. In *Abbildung 3.4* sind die Phasenübergänge des Olivin-Spinell-Systems denen der residuellen Bestandteile gegenübergestellt. Ein wesentlicher Bestandteil der MTZ ist Majorit, eine Hochdruckphase des Granat mit ca. 12 %mol Aluminium, die in etwa 450-500 km aus Pyroxen (Al-haltigem Enstatit) und Granat (Pyrop) entsteht (Irfune *et al.*, 1996; Kubo und Akaogi, 2000).

Majorit transformiert in Tiefen zwischen etwa 610-660 km in die Ilmenit-Struktur (Simmons und Gurrola, 2000; Vacher *et al.*, 1998) und geht in 710-720 km Tiefe schließlich in aluminiumhaltigen Perovskit über. Dieser Übergang wird als Ursache der 720-km-Diskontinuität angesehen. Bei hohen Temperaturen transformiert der Majorit direkt in Perovskit (*Abbildung*



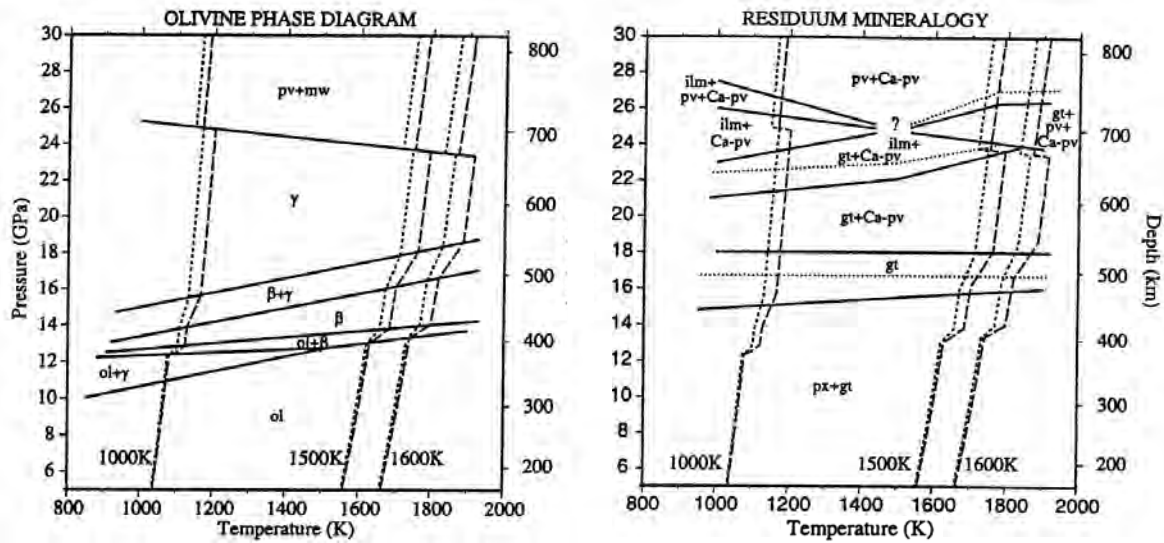


Abbildung 3.4: Phasenübergänge im oberen Mantel. Neben den Phasen des Olivin-Systems (links) sind weitere Übergänge der Restkomponenten (rechts) dargestellt. Gepunktete Linien gelten für piklogitische, durchgezogene bzw. gestrichelte Linien für pyrolitische Komposition. ol:  $\alpha$ -Olivin, pv: Perowskit, mw: Magnesiowüstit, px: Pyroxen, gt: Granat, ilm: Ilmenit (aus: Vacher et al. (1998))

3.4). Die *Clapeyron-Steigung* liegt hier bei etwa 1,3 MPa/K, so dass eine temperaturbedingte Tiefenänderung gegenläufig zu der des Spinell-Systems wäre. Der Granatanteil kann somit zu multiplen Diskontinuitäten im unteren Bereich der MTZ führen (Akaogi *et al.*, 2002; Kubo und Akaogi, 2000; Simmons und Gurrola, 2000; Vacher *et al.*, 1998; Stixrude, 1997). Eine Anreicherung von Granat kann auch auf subduziertes Material zurückgehen: Pyroxenreiche ozeanische Kruste transformiert demnach in ein granatreiches Material. Liegt die Viskosität dieser Granatitschicht zwischen ca.  $10^{21}$  und  $10^{23}$  Pa s kann es auf Grund des Dichtekontrastes zu ihrer Abscherung in 660 km Tiefe kommen (Mambole und Fleitout, 2002; Karato, 1997).

### 3.2.5 Diskontinuitäten des unteren Mantels

Eine seismische Diskontinuität verbunden mit einem Geschwindigkeitsanstieg wurde in Subduktionszonen in ca. 920 km, in einer späteren Studie zwischen 900 und 1080 km (Repetti- oder '920-km'-Diskontinuität), verifiziert. Trotz der großen Tiefenvariation lassen die zugrunde liegenden kurzperiodischen Daten auf eine geringe Dicke ( $\approx 10$  km) dieser Grenzschicht schließen. Möglicherweise stellt sie die Unterseite einer Granatitschicht dar, welche durch

Umwandlung aus subduzierten ozeanischen Platten entsteht jedoch nicht in 660 km separiert worden ist (Kawakatsu und Niu, 1994; Niu und Kawakatsu, 1997; Anderson, 1998).

Vinnik *et al.* (2001) weisen jedoch darauf hin, dass die '920' auch in anderen tektonischen Gebieten als Subduktionszonen gefunden wurden, so dass andere Ursachen zu Grunde liegen müssen. In ihrer Studie wurden ebenfalls in Subduktionsgebieten herdnahe Reflektionen und Konversionen untersucht. Hier konnten Diskontinuitäten in ca. 870 km, 1050 km, 1200 km und 1700 km mit jeweils großen Schwankungsbereichen detektiert werden, wobei die Grenzschicht in 1050 km als die Repetti-Diskontinuität benannt wurde.

Neben dieser werden auch die '1200-km'-Diskontinuität und die '1700-km'-Diskontinuität als globale Grenzschichten interpretiert, die jedoch sowohl in ihrer Tiefe wie in ihrer Deutlichkeit stark veränderlich sind. Die letztere ist wegen ihrer großen Tiefe mit der hier verwendeten Methode nicht zu untersuchen. Ihre Ursache ist möglicherweise ein struktureller Übergang des Wüstit (FeO) von der NaCl- in die NiAs-Struktur (Mao *et al.*, 1996; Vinnik *et al.*, 2001). Das Auftreten von Diskontinuitäten in 920 km und 1200 km Tiefe kann auch durch Fluidtransport in abtauchenden Slabs erklärt werden, welche in der hier auftretenden Dehydrations-Zone vorkommen und das MgO/SiO<sub>2</sub>-Verhältnis verändern können (Ohtani *et al.*, 2001). Eine Anreicherung von SiO<sub>2</sub> war bereits von Kingma *et al.* (1995) postuliert worden, um die Diskontinuität in 1200 km Tiefe als Übergang von Stishovit in die CaCl<sub>2</sub>-Struktur zu erklären. Dieser Phasenübergang führt zu einem abrupten Anstieg der P- bzw. S-Wellengeschwindigkeiten um 20 bzw. 60 %, so dass schon ein SiO<sub>2</sub>-Gehalt von etwa 2 % im unteren Mantel eine deutlich sichtbare Diskontinuität in dieser Tiefe erzeugen müsste (Karki *et al.*, 1997, 2001).

### 3.3 Mantelplumes

Vulkanismus ist ein Phänomen, das üblicherweise mit aktiven Plattenrändern, also entweder Subduktions- oder Riftzonen, verknüpft ist. *Hotspot*-Vulkanismus hingegen kann unabhängig von Plattengrenzen auftreten und unterscheidet sich zudem durch seine ursprüngliche, nicht an inkompatiblen Elementen abgereicherte Zusammensetzung (Inselbasalte) von den tholeiitischen Riftbasalten.

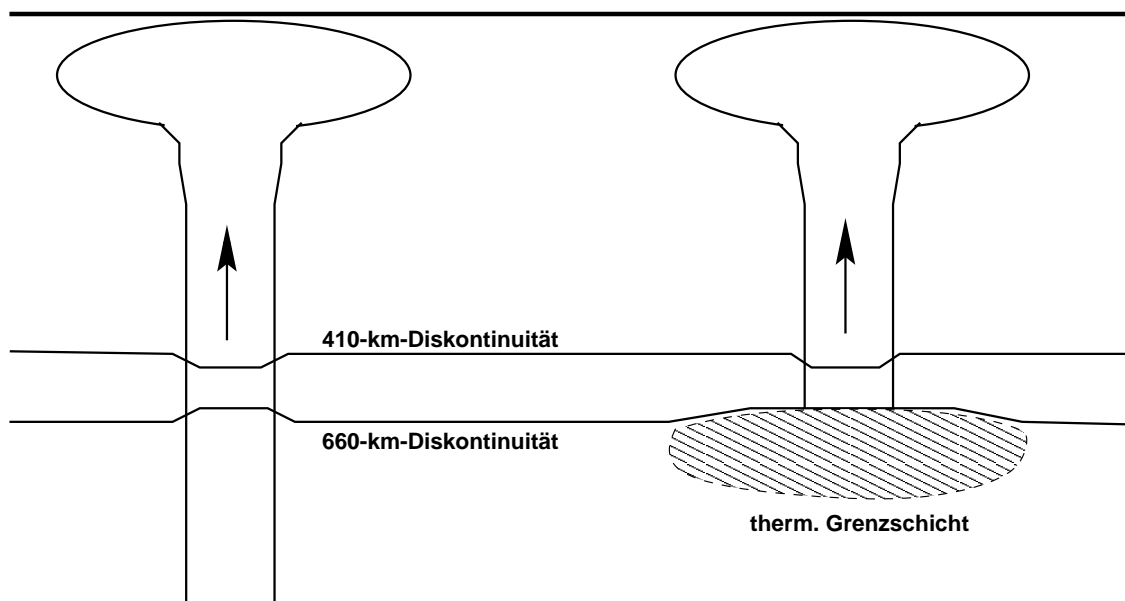
Auf Wilson (1963) und Morgan (1971) geht die heute gültige Theorie zurück, nach der *Hotspots* durch aufsteigendes heißes Material verursacht werden, das aus großer Tiefe aufsteigt und entsprechend der Plattenbewegung eine Reihe von Vulkaninseln zurücklässt. Das Fließverhalten ist dabei abhängig von der Rayleigh-Zahl des Materials und somit von der Temperatur (Weeraratne und Manga, 1998). Mantelplumes verursachen eine Reihe beobachtbarer Effekte, wie z.B. die Entstehung von Schwellen durch Auftrieb, Ausdünnung der Lithosphäre,

magmatisches *Underplating* oder das Aufbrechen kontinentaler Lithosphäre (Seidler *et al.*, 1999; Ernst und Buchan, 2002).

Aus Modellrechnungen und Laborexperimenten leitet sich das Aussehen solcher Mantelplumes ab. Danach bestehen sie aus einem ausgedehnten pilzförmigen Plumekopf mit mehreren hundert Kilometern Radius und einem vergleichsweise schmalen Plumeschlauch (*Conduit*) mit einem Radius von weniger als 100 km (Bercovici und Kelly, 1997; Steinberger und O'Connel, 1998). *Abbildung 3.5* verdeutlicht dies schematisch.

An der Erdoberfläche werden Regionen mit massiven Eruptionen von Flutbasalten mit dem Auftreffen eines Plumekopfes assoziiert, während der dünnere Plumeschlauch wegen der Plattenbewegung eine Kette von Vulkanen progressiven Alters, den sogenannten *Plume-track*, zurücklässt (Steinberger, 2000; Ernst und Buchan, 2002; Ritsema und Allen, 2003).

Manteldiapire entstehen aus Instabilitäten einer heißen thermischen Grenzschicht von geringerer Viskosität und Dichte als die überlagernde Schicht. Eine solche Grenzschicht ist z.B. die D<sup>4</sup>-Schicht an der Kern-Mantel-Grenze (*Core Mantle Boundary, CMB*) in ca. 2900 km Tiefe, die lange als einzige Quellregion von Mantelplumes galt. Für diese These spricht die Zusammensetzung der Inselbasalte, die auf die Existenz eines primitiven Mantelreservoirs schließen lässt, das nicht durch Konvektionsströme durchmischt wurde (Bercovici und Kelly, 1997; Seidler *et al.*, 1999; Steinberger, 2000).



*Abbildung 3.5: Schematische Darstellung eines Mantelplumes bestehend aus dem Plumekopf und -schlauch. Links: Ein an der D<sup>4</sup>-Schicht entstehender Plume durchdringt die Manteltransitionszone. Rechts: Beispiel eines Mittmantelplumes, gespeist aus einer thermischen Grenzschicht unterhalb der MTZ.*

Eine weitere thermische Grenzschicht existiert jedoch unterhalb der 660-km-Diskontinuität, welche wegen ihres endothermen Charakters das Durchdringen des aufsteigenden Materials behindert. Dies kann in einzelnen Fällen zur kompletten Stagnation eines von der CMB aufsteigenden Diapirs führen, was wiederum in die Entstehung eines sekundären Plumes münden kann (Marquart und Schmelting, 2000).

Die Resistenz gegen die Durchdringung aufsteigenden Materials wird zwar durch den exothermen Majorit-Perovskit-Übergang gemindert (Akaogi und Ito, 1999; Hirose, 2002), kann aber dennoch zu einer niederviskosen Zone unterhalb der MTZ führen, die wiederum als Quellregion für Mittmantelplumes in Frage kommt (Ringwood, 1994; Cserepes und Yuen, 2000; Cserepes *et al.*, 2000a; Zhao, 2001). Insbesondere auch die Anlagerung einer Granatitschicht im unteren Teil der MTZ würde die Entstehung einer thermischen Grenzschicht begünstigen (Karato, 1997). Vergleichende Untersuchungen von Plumes liefern tatsächlich nur für eine kleine Anzahl von Hotspots stichhaltige Hinweise für die CMB als Quellregion (Ritsema und Allen, 2003; Clouard und Bonneville, 2001). Vielfach liegen die beobachteten Tiefenänderungen der Manteldiskontinuitäten innerhalb des normalen globalen Schwankungsbereiches (Li *et al.*, 2003).

Hotspots werden als prinzipiell ortsfest relativ zur Plattenbewegung angenommen. Bei der Entstehung eines Plumes an einer thermischen Grenzschicht wird durch viskose Kopplung ein dünner Film von Material der überlagernden Schicht mitgerissen. Die Plumeposition im Mantelmaterial wird dadurch verankert, großräumige Konvektionsströme allerdings können das gesamte System bewegen („fließende Verankerung“). Die dadurch verursachte Drift beträgt etwa 1-2 mm/a, so dass die Eigenbewegung gegenüber der Plattenbewegung vernachlässigbar gering ist (Davaille *et al.*, 2002). Gerade das Beispiel Hawaii scheint aber nach einigen Untersuchungen diesem Prinzip zu widersprechen und eine weitaus größere Eigenbewegung aufzuweisen (Norton, 1995; Stoll und Leven, 2003).

Wang und Wang (2001) postulieren, dass die Eigenbewegung eines Plumes direkt auf die Horizontalkomponente von Fließbewegungen im unteren Mantel schließen lässt. Im Gegensatz dazu sieht Steinberger (2000) keine Auswirkung des unteren Mantels auf die Bewegung von Hotspots, sondern interpretiert sie als Ausdruck von Strömungen des mittleren Mantels. Grundsätzlich beeinflussen Strömungen innerhalb des Mantels die Lage des Plumeschlauches. Abhängig von der Viskosität kann die Fließbewegung des Mantels zu einer Neigung oder gar zu einer Störung des Plumeschlauches führen. Insbesondere tiefe Plumes weisen oft eine Neigung auf (Steinberger und O'Connell, 1998; Steinberger, 2000). Scherströmungen unterhalb der Lithosphäre können z.B. auch zum Zerreißen des Plumeschlauches in einzelne Diapire führen, welche dann getrennt aufsteigend und separate Vulkane formen (Cox, 1999).

Auf Grund der relativ kleinräumigen Ausdehnung eines Mantelplumes ist dessen Nachweis mit globaler Tomographie wegen des meist sehr großen Stationsabstandes ungeeignet. Lokale Tomographie wiederum ist gerade in ozeanischen Untersuchungsgebieten wegen der eingeschränkten Standortauswahl oft insuffizient. Die *Receiver Function* Methode hingegen ist geeignet, indirekt auf die Position eines Plumes hinzuweisen.

Durch die überhöhte Temperatur hat ein Mantelplume direkten Einfluss auf die Tiefenlage der Phasenübergänge und somit auf eine Reihe der Diskontinuitäten speziell der Transitionzone. Die unterschiedlichen Vorzeichen der Clapeyron-Steigungen der beiden dominierenden Manteldiskontinuitäten in 410 und 660 km Tiefe führen zu einer Abhängigkeit der Dicke der MTZ von der Temperatur. So konnte zum Beispiel anhand von SS-Vorläufern gezeigt werden, dass die MTZ unterhalb der heißeren ozeanischen Gebiete etwa 9 km dünner, in den kühleren kontinentalen Regionen jedoch etwa 5 km dicker ist als im globalen Mittel (Gossler und Kind, 1996).

Durch die Bestimmung von Differenzlaufzeiten bei *Receiver Functions* kann direkt auf die Dicke der MTZ geschlossen werden. Eine Änderung der Differenz um 1 s bedeutet dabei eine Tiefenänderung von etwa 10 km, was einer Temperaturvariation von 70 - 100°C entspricht (Li *et al.*, 2003). Geschwindigkeitsvariationen innerhalb des oberen Mantels wirken sich zwar auf die Ankunftszeiten der konvertierten Phasen, nicht aber auf deren Differenz aus (Chevrot *et al.*, 1999). Die Ausdehnung des ausgedünnten Bereiches wiederum lässt Rückschlüsse auf die Ursprungstiefe des Plumes zu, wie ebenfalls in *Abbildung 3.5* zu sehen ist: Ein von der CMB aufsteigender Plume wirkt auf einen schmaleren Radius ein als eine thermische Grenzschicht, die sich unmittelbar unterhalb der MTZ bildet (Shen *et al.*, 1998).

# Kapitel 4

## Das Untersuchungsgebiet

### 4.1 Der Hawaii-Hotspot

Die Hawaii-Inseln befinden sich im zentralen nördlichen Pazifik, wobei die größte und jüngste Insel namensgebend für den ganzen Archipel ist. Dazu gehören unter anderem - mit zunehmendem Alter - die Inseln Maui, Lanai, Molokai, Oahu und Kauai. Die bekannte Inselgruppe (*Abbildungen 4.1 und 4.5*) stellt jedoch lediglich das südöstliche und jüngste Ende der *Hawaii-Emperor-Kette* dar. Es handelt sich dabei um eine Vielzahl von Vulkanen, welche größtenteils unterhalb des Meeresspiegels liegen (Cox, 1999).

Der geradlinige Verlauf der Inselkette zusammen mit dem zunehmendem Alter des Vulkangesteins führte Wilson (1963) und Morgan (1971) auf die bis heute gültige Theorie tief im Mantel entstehenden stationären Diapire. Während die pazifische Platte sich relativ zum darunter liegenden Mantelmaterial bewegt, bleibt die Quelle des Vulkanismus annähernd ortsfest und führt so zu einer Spur von Vulkanen. Der jüngste Vulkan der Hawaii-Kette ist der Loihi Seamount. Er entsteht etwa 30 km vor der südöstlichen Küste der Hauptinsel.

Als Ursprungsregion des Hawaii-Plumes wird die CMB, respektive die D“-Schicht, angenommen (z.B. Ji und Nataf (1998)). Tomographische Modelle und Untersuchungen der Anisotropie liefern Hinweise auf tiefreichende Geschwindigkeitsanomalien. Sie sind wegen ihrer geringen Auflösung insbesondere mit zunehmender Tiefe jedoch nur bedingt aussagekräftig. Der gekoppelte Anstieg der Isotopenverhältnisse von  $^{186}\text{Os}/^{188}\text{Os}$  sowie  $^{187}\text{Os}/^{188}\text{Os}$  ist aber ein Zeichen auf Materialeintrag aus dem äußeren Kern (Brandon *et al.*, 1998).

Unsicherheiten bezüglich des Ursprungsortes des Plumes bestehen somit weniger in der Tiefe als vielmehr in der lateralen Position. Fouch *et al.* (2001) leiten aus der Anisotropie im untersten Mantel eine Quellregion direkt unterhalb des Hotspots und somit einen senkrecht aufsteigenden Plume ab. Ji und Nataf (1998) postulieren ebenfalls einen nahezu senkrechten Aufstieg des Plumes, sehen die Quellregion jedoch etwas nordwestlich der Hauptinsel Hawaii. Eine weitere tomographische Untersuchung ergab niedrigere Geschwindigkeiten un-

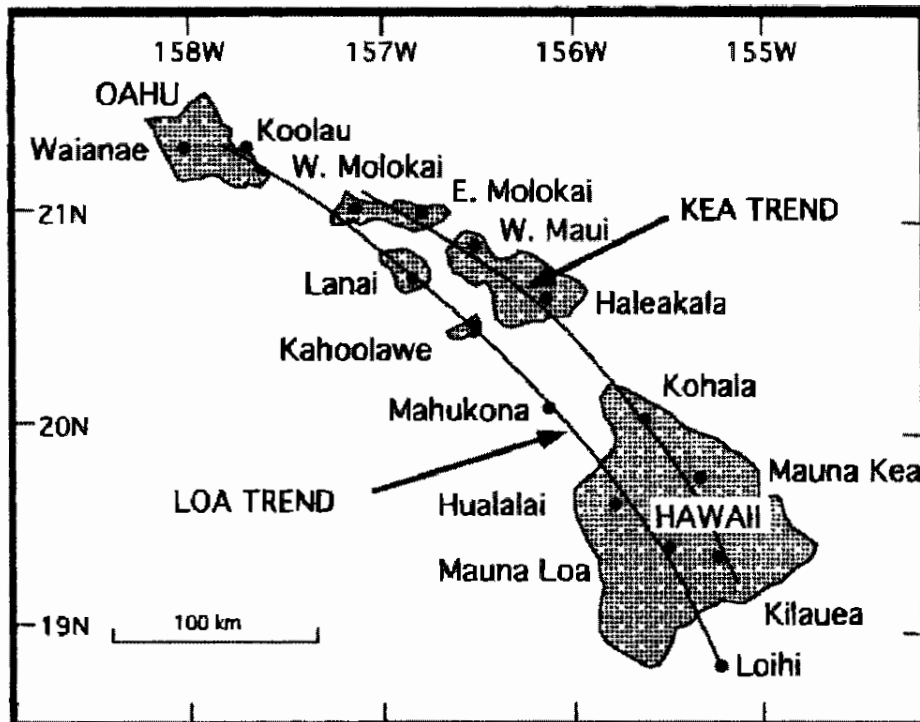


Abbildung 4.1: Einteilung der Vulkane der bekannten Hawaii-Inseln in den Loa-Trend und den weiter nördlich verlaufenden Kea-Trend (aus: Cox (1999)). Der Mahukona Seamount füllt eine Lücke im Loa-Trend. Dieser Vulkan ist in seiner Entwicklung offenbar im Präschild-Stadium stehen geblieben (Garcia et al., 1990).

terhalb von Hawaii bis in 2000 km Tiefe, die möglicherweise mit einer weiter nördlich gelegenen Anomalie bis zur D“-Schicht verknüpft ist (Zhao, 2001). Eine andere Studie ergab starke Anisotropie durch Strömungen an der Kern-Mantel-Grenze in Richtung des Plumeschlauches. Dessen Wurzel befindet sich demnach südöstlich von Hawaii (Russel *et al.*, 1998).

#### 4.1.1 Vulkanismus

Die Entwicklung eines Hotspot-Vulkans verläuft nach einem einfachen Schema beginnend mit dem submarinen Wachstum bis zum Erreichen des Meeresspiegels. Oberhalb setzt sich das Wachstum weiter fort und es entstehen Inseln, die meist aus mehreren Schildvulkanen aufgebaut werden. Entfernt sich der Vulkan schließlich soweit vom Hotspot, dass er durch ihn nicht mehr gespeist werden kann, erlischt der Vulkan.

Wettereinflüsse und das Einwirken der Brandung beginnen bereits während der aktiven Phase, das vulkanische Material wieder abzutragen. Gleichzeitig führt die Auflast des Vulkan-

massivs kombiniert mit der Kontraktion durch Auskühlung zum Absinken der Lithosphärenplatte (*Subsidenz*). Wird kein weiteres Magma gefördert, versinkt die Insel wieder im Meer und bildet schließlich einen Tiefseeberg (*Seamount*). Weist ein solcher Tiefseeberg eine durch Abrasion entstandene ebene Hochfläche auf, wird er als *Guyot* bezeichnet. Die Abfolge der Entwicklungsstadien und der vulkanologischen Stadien ist in *Abbildung 4.2* schematisch dargestellt.

Petrologisch wird der Hawaii-Vulkanismus in vier Stadien unterteilt (Ribe und Christensen, 1999; Tagami *et al.*, 2003), wobei allerdings nicht jeder Vulkan sämtliche vier Stadien durchläuft. Phase I ist die Initiierung des Vulkanismus im *Präschild-Stadium*, welches durch Alkalibasalte charakterisiert ist, teilweise vermischt mit tholeiitischen Laven. In dieser Phase werden ca. 1-3% des späteren Gesamtvolumens des Vulkans ausgeworfen. Im Präschild-Stadium befindet sich derzeit der Loihi Seamount.

In Phase II entsteht der tholeiitische Schild. Das *Schildstadium* ist gekennzeichnet durch voluminöse Eruptionen, die letztlich 95-98% des Vulkanmassivs formen. Mit fortschreitender Entfernung vom Hotspot werden die Laven alkalischer. Der Schildaufbau endet in Phase III, dem *Postschild-Stadium*, mit dem Auswurf von Alkalibasalten, die ca. 1% des Gesamtvolumens ausmachen.

Danach tritt eine Phase (0,25 bis 2,6 Mio Jahre) vulkanischer Ruhe ein, der schließlich Phase IV folgt. In diesem *posterosinalen* oder *verjüngten Stadium* werden unterkieselte, stark alkalische Laven gefördert, die < 1% des Gesamtvolumens ausmachen. Rezenten Vulkanismus des verjüngten Stadiums findet man am Haleakala, Ost-Maui (Valbracht *et al.*, 1996; Bergmanis *et al.*, 2000; Tagami *et al.*, 2003).

Ein dynamisches Modell des Hawaii-Vulkanismus von Ribe und Christensen (1999) erklärt diesen Ablauf: Im Plumeschlauch aufsteigendes heißes Material wird auf Grund von Druckentlastung aufgeschmolzen. Diese erste Schmelzzone erstreckt sich von ca. 100 km vor dem Plume bis etwa 190 km hinter dem Plume (auf der Achse in Bewegungsrichtung der Platte) und speist die Stadien I bis III. Dahinter bewegt sich das Material durch die Mantelströmung tiefer und der Schmelzprozess endet. Im Bereich 320 bis 520 km hinter dem Plume steigt das Material erneut auf. Dies führt zu einer zweiten Schmelzzone, die ursächlich ist für das IV. Stadium des Vulkanismus.

Ergebnisse aus dem PELENET-Experiment zeigen eine Niedriggeschwindigkeitsanomalie zwischen Maui und Molokai, die anhand dieses Modells als Quelle des verjüngten Vulkanismus erklärt wird (Wolfe *et al.*, 2002).



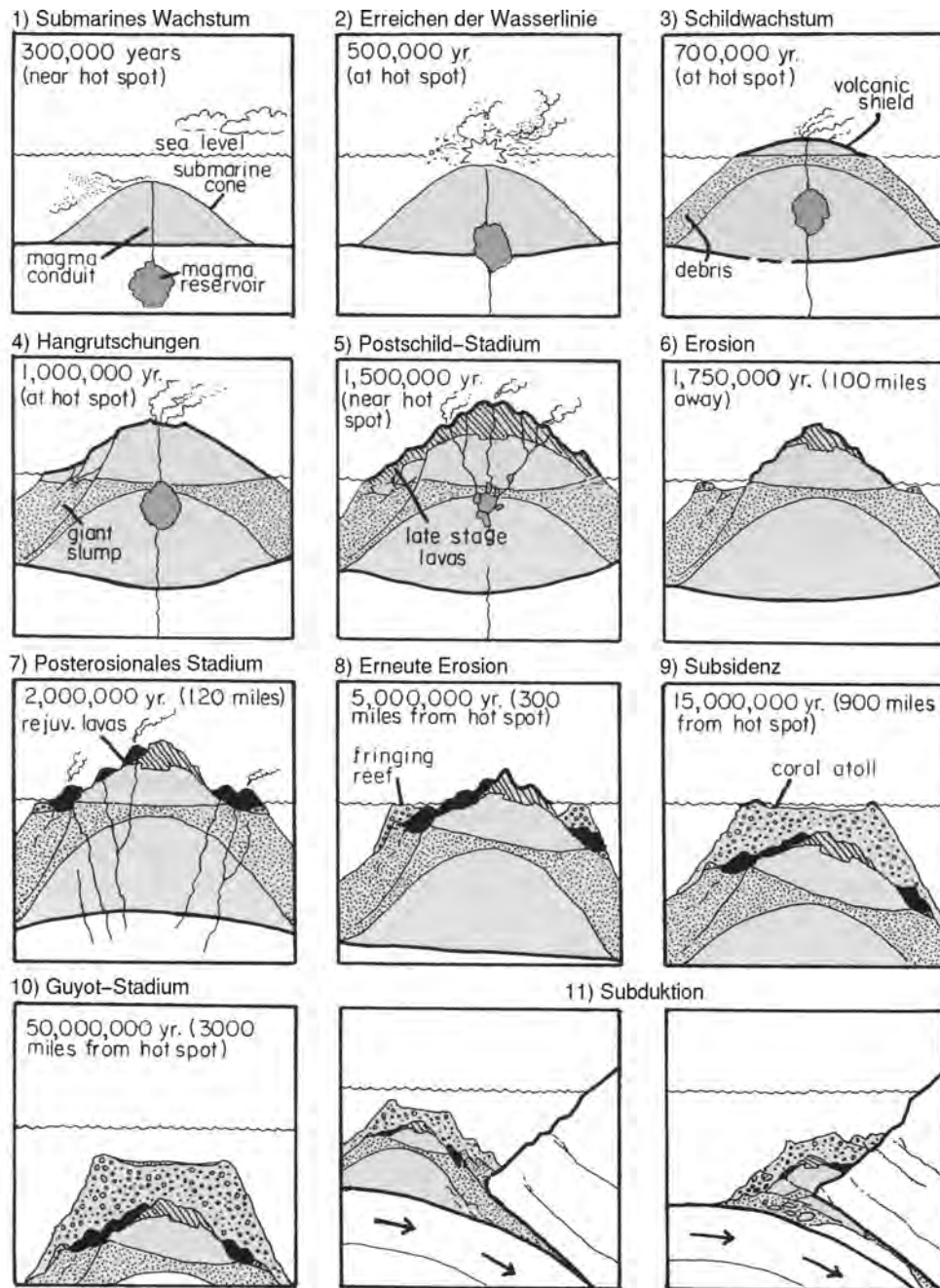


Abbildung 4.2: Übersicht über die Entwicklung eines Hotspot-Vulkans. Erläuterungen siehe Text. (aus: Hazlett und Hyndman (2000)).

#### 4.1.2 Die Inselkette

Die Vulkane der Hawaii-Kette liegen nicht auf einer einzelnen Linie, sondern bilden eine Abfolge von linearen Segmenten, die auf zyklische vulkanische Perioden hindeuten. Die jungen Hawaii-Inseln werden von zwei annähernd parallel verlaufenden Segmenten aufgebaut, wie

Abbildung 4.1 zeigt. Der südliche *Loa-Trend* reicht vom Loihi Seamount bis zum Koolau (Oahu), während der nördlichere *Kea-Trend* die Vulkane vom Kilauea (Hawaii) bis Ost-Molokai umfasst.

Beide Segmente unterscheiden sich geringfügig in den Isotopenverhältnissen z. B. des Osmium und des Neodym. Die Laven des Kea-Trends nähern sich dabei MORB-typischen Werten an (Abbildung 4.3). Dies könnte durch im peripheren Bereich des Plumeschlauches mitgeführtes Material aus der Asthenosphäre hervorgerufen werden. Die Peripherie speist zwar den Kea-Trend, nicht aber den Loa-Trend (Hauri, 1996). Material in MORB-Zusammensetzung kann jedoch möglicherweise auch in geringer Tiefe während der Differentiationsphase in das Magma eingetragen werden (Wang *et al.*, 2003). Valbracht *et al.* (1996) ziehen auch die Existenz einer heterogenen Plumequelle in Betracht.

Das Auftreten dualer Vulkanketten ist nach einem Modell von Hieronymus und Bercovici (1999) die natürliche Konsequenz aus der Verlagerung vulkanischer Auflast auf die flexible Lithosphäre abseits der Hotspot-Achse. Dies geschieht etwa bei einer Richtungsänderung der Plattenbewegung. Ob hierbei eine Bifurkation ausgelöst wird, hängt vom Radius der Magmaquelle ab, der für Hawaii mit  $r = 110$  km angegeben wird. Da Loa- und Kea-Trend relativ jung sind, muss entsprechend für ihre Entstehung eine Richtungsänderung der Platte vor ca. 3 Mio. Jahren verantwortlich sein (Hieronymus und Bercovici, 1999). Der Effekt würde ebenfalls auftreten, wenn sich statt der Plattenbewegung in gleicher Weise die Eigenbewegung des Plumes verändert.

Die Inselkette erstreckt sich von Hawaii ausgehend etwa 3300 km weit unter einem Azimut von ca.  $300^\circ$  nach Nordwesten (Hawaii-Rücken), wo sie um ca.  $60^\circ$  nach Norden hin abknickt (Emperor-Rücken). In der Region von Kamschatka endet die Inselkette am Aläutengraben, wo sie mit der pazifischen Platte subduziert wird.

Ausgehend von der Annahme eines quasi ortsfesten Mantelplumes deutet die Richtungsänderung der Inselkette auf eine Änderung der Plattenbewegung vor ca. 43 Mio. Jahren hin (z.B. Wessel und Kroenke (1998)). Paläomagnetische Untersuchungen am Detroit Seamount als Teil der Emperor-Kette ergaben dagegen eine Wanderung des Hotspots um ca. 1000 km (Tarduno und Cottrell, 1997; Stoll und Leven, 2003). Demnach liegt dem Abknicken der Inselkette eine Änderung der Eigenbewegung des Hawaii-Plumes zu Grunde. Gestützt wird diese Annahme durch das Fehlen von Strukturen im zirkumpazifischen Raum, die auf ein tektonisches Ereignis vor 43 Mio. Jahren hinweisen. Ein solches aber hätte einer Richtungsänderung der Plattenbewegung in dieser Größenordnung vorausgehen müssen (Norton, 1995).

Eine neuerliche Richtungsänderung in der Hawaii-Kette hat möglicherweise vor 2-3 Mio. Jahren stattgefunden (Wessel und Kroenke, 1997; Cox, 1999). Das jüngste Segment der In-

selkette (Loihi bis etwa Molokai/Oahu) weist einen Azimut von etwa  $325^\circ$  auf. Zwar wurde eine Änderung der Plattenbewegung im globalen Rahmen nicht ermittelt, jedoch kann diese über den geringen Zeitraum anhand der zugrunde liegenden Daten nicht zuverlässig aufgelöst werden (Gripp und Gordon, 2002).

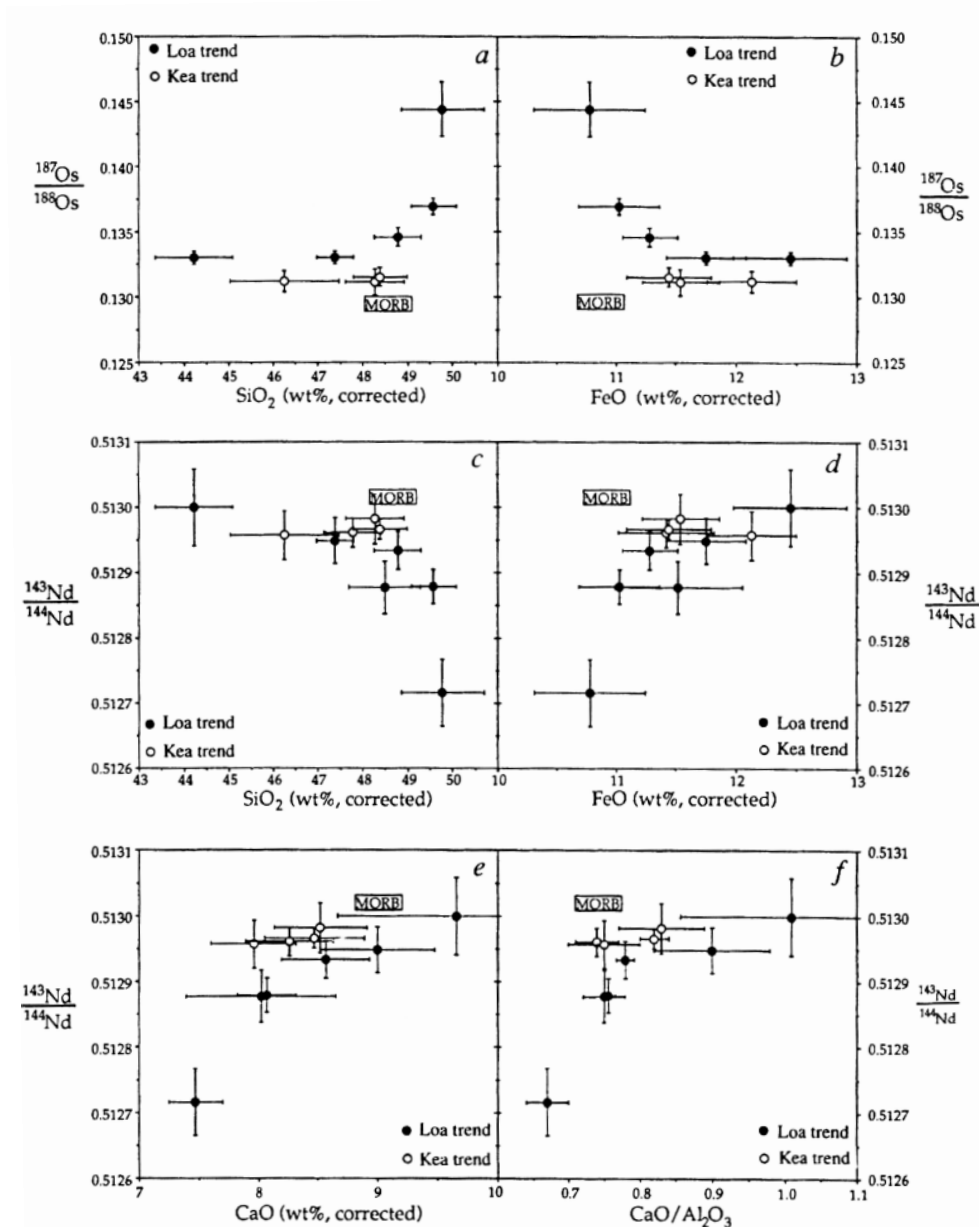
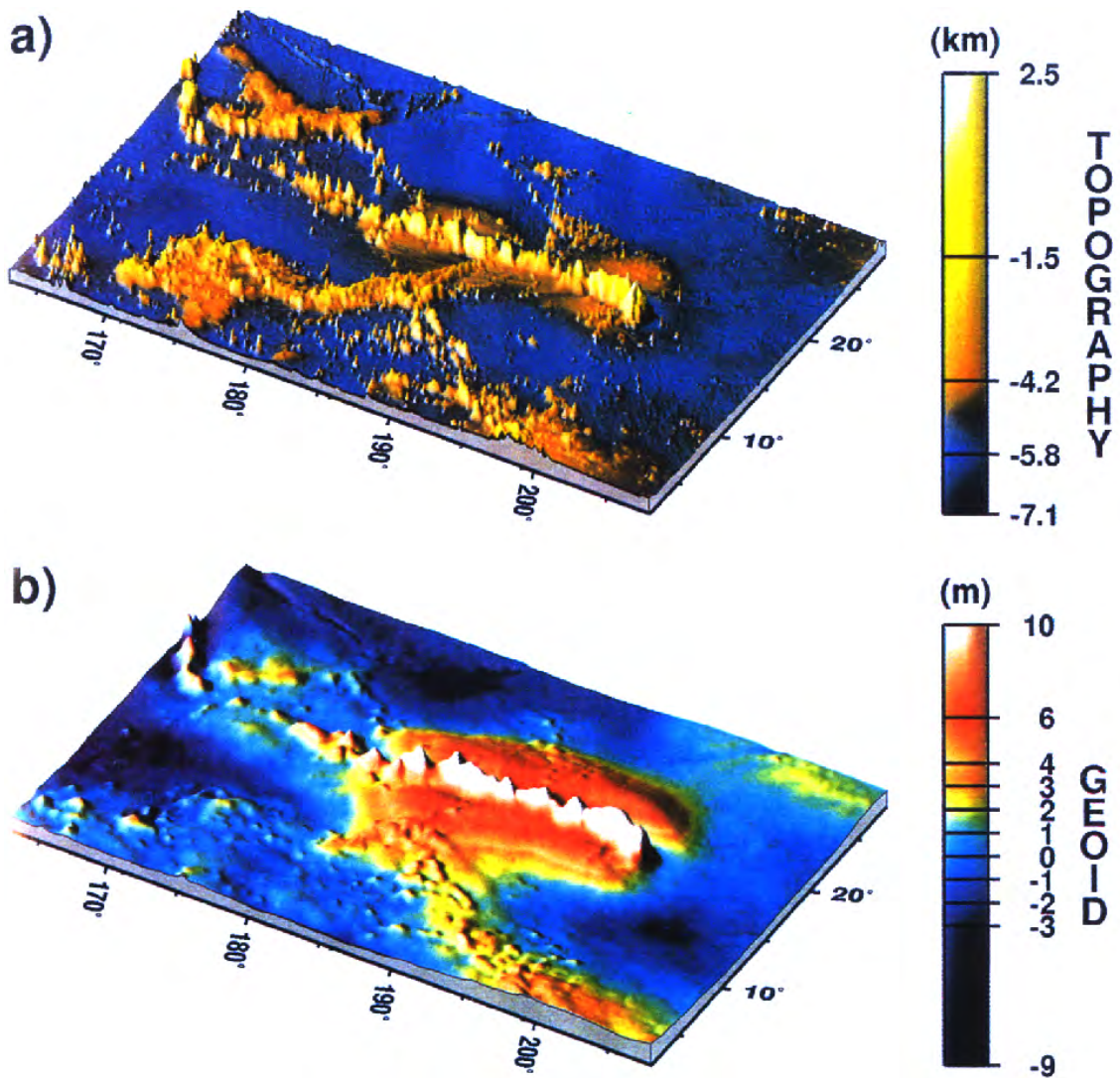


Abbildung 4.3: Unterschiede in den Isotopenverhältnissen des Osmium und des Neodym. Verglichen mit den Werten des Loa-Trends (Punkte) liegen die Werte des Kea-Trends (Kreise) in allen Fällen näher an den MORB-typischen Werten (Kästchen). Ein Eintrag von Mantelmaterial ist daher wahrscheinlich (aus: Hauri (1996)).

### 4.1.3 Die Hawaiischwelle

Der südöstliche Teil des Hawaii-Rückens ist umgeben von der parallel zur Inselkette gerichteten sogenannten Hawaiischwelle, einem mehrere hundert Kilometer breitem Gebiet, das einen um etwa 1500 m flacheren Meeresboden aufweist, als in der Region üblich ist. Die topographische Anhebung geht einher mit einem Geoid-Hoch, wie *Abbildung 4.4* deutlich macht.

Frühere Modelle gingen von einem Aufstieg bedingt durch einfache thermische Expansion aus. Entlang des *Hawaiian Swell* ist tatsächlich ein erhöhter Wärmefluss feststellbar, jedoch



*Abbildung 4.4: Südöstlicher Ausschnitt der Hawaii-Emperor-Kette: a) Topographisches Relief des Meeresbodens b) Residuales Geoid nach Abzug des regionalen Geoids. (aus: Wessel (1993)).*

nur in moderatem Ausmaß und mit großen Unregelmäßigkeiten (Moore *et al.*, 1998). Zudem findet der Aufstieg der Schwelle in einem geologisch sehr kurzem Zeitraum statt, so dass ein rein termisches Modell zur Erklärung nicht ausreicht. Ein zusätzlicher Effekt entsteht allerdings durch das aufwärtsströmende Plumematerial, welches ein *dynamisches Uplift* erzeugt (Wessel, 1993; Cserepes *et al.*, 2000b).

Das Auftreten des dynamischen Uplifts wird indirekt durch ein anderes Phänomen bestätigt: Die Insel Lanai steigt jährlich um etwa 2 mm auf. Eine Erklärung liefert die Flexur der Lithosphäre bedingt durch Subsidenz, welche durch die vulkanische Auflast von *Big Island* verursacht wird. Dieser Vorgang erklärt jedoch nur ein Viertel des beobachteten Aufstiegs, so dass auch hier ein zusätzliches Einwirken durch aufströmendes Material erforderlich ist (Zhong und Watts, 2002).

Auffällig ist eine Asymmetrie der Hawaiischwelle: Die nördliche Flanke ist höher und auch breiter. Dies impliziert, dass Wärmeenergie vom Plume nordwärts in den abseits der Hotspot-Achse gelegenen Mantel geführt wurde - entweder durch Mantelströmungen oder durch Richtungsänderung. Wärmeflussmessungen bestätigen höhere Werte an der Nordflanke (Wessel, 1993; Cox, 1999). Diese Beobachtung ist konsistent mit den oben angeführten Modellvorstellungen a) zur Entstehung der dualen Vulkanketten des Loa- und Kea-Trends und b) zur Erklärung der Isotopenverhältnisse des Kea-Trends durch Materialeintrag im peripheren Bereich des Plumes.

## 4.2 Datenmaterial

Bedingt durch die geographische Lage sind seismologische Untersuchungen auf den Inseln von Hawaii mit Schwierigkeiten behaftet. Dies betrifft zum Beispiel die Verteilung der Messstationen. Unter dem Aspekt der Überdeckung ist die ausschließlich landgebundene Stationsverteilung ungünstig, da der Untergrund auf diese Weise nur lückenhaft durchleuchtet werden kann. Der Einsatz von Meeresboden-Seismometern (*Ocean Bottom Seismometer*) ist mit großem technischen und finanziellen Aufwand verbunden und die Wahl der Standorte somit eingeschränkt.

Ferner ist zu erwarten, dass der Pazifik störend auf die Signalqualität einwirkt: Gezeiten und Brandung sind wesentliche Quellen für ozeanisch induzierte Mikroseismik, deren Frequenzgehalt typischerweise ein Maximum zwischen 0,15 - 0,2 Hz erreicht (Lay und Wallace, 1995) und somit innerhalb des Nutzsignals liegt. Das Signal-Rausch-Verhältnis ist daher leider generell niedrig.

### 4.2.1 Das Hawaii-Plume-Projekt

Das Projekt ist eine Kooperation des *Dublin Institute for Advanced Studies (DIAS)*, des *GeoForschungszentrums (GFZ)*, Potsdam und der *University of Hawaii at Manoa*, Honolulu. Im Rahmen dieses Projektes wurde ein temporäres Messnetz aus mobilen Breitbandseismometern auf den vier größten der Hawaii-Inseln aufgebaut. Die geographischen Koordinaten und der jeweilige erreichte Datenumfang sind im Anhang zusammengefasst.

Die Messperiode des temporären Netzes begann Ende Juni 1999 mit dem Aufbau der ersten fünf Seismometer auf Oahu bzw. Big Island. Zeitgleich wurde auf Maui eine semipermanente Station des GeoForschungs-Netzes (GEOFON) des GFZ in Betrieb genommen. Die Aufbau-phase wurde im November 1999 abgeschlossen.

Es handelte sich dabei um *Güralp CMG-40T* Breitbandseismometer in Kombination mit *Earthdata Daten-Loggern* und externen GPS-Empfängern. Die Station MAUI ist ausgestat-

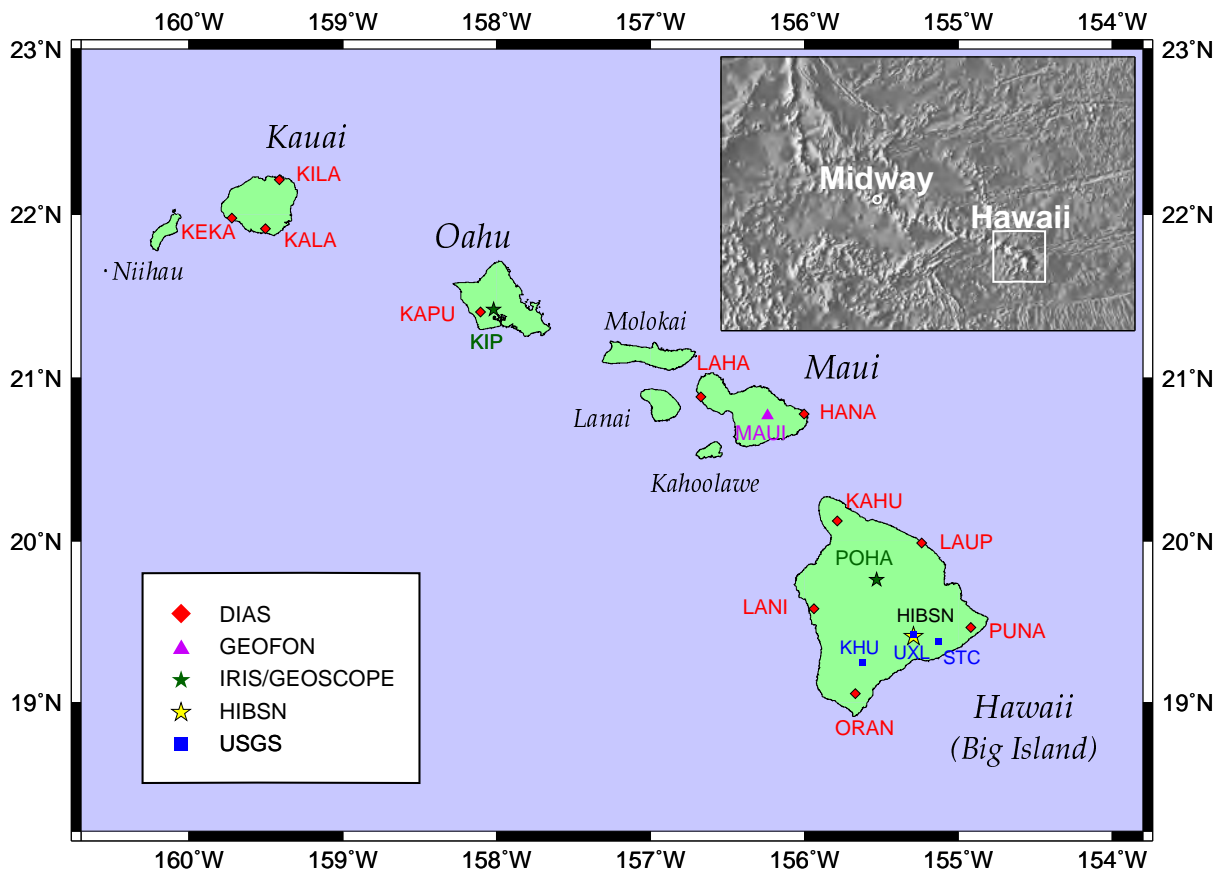
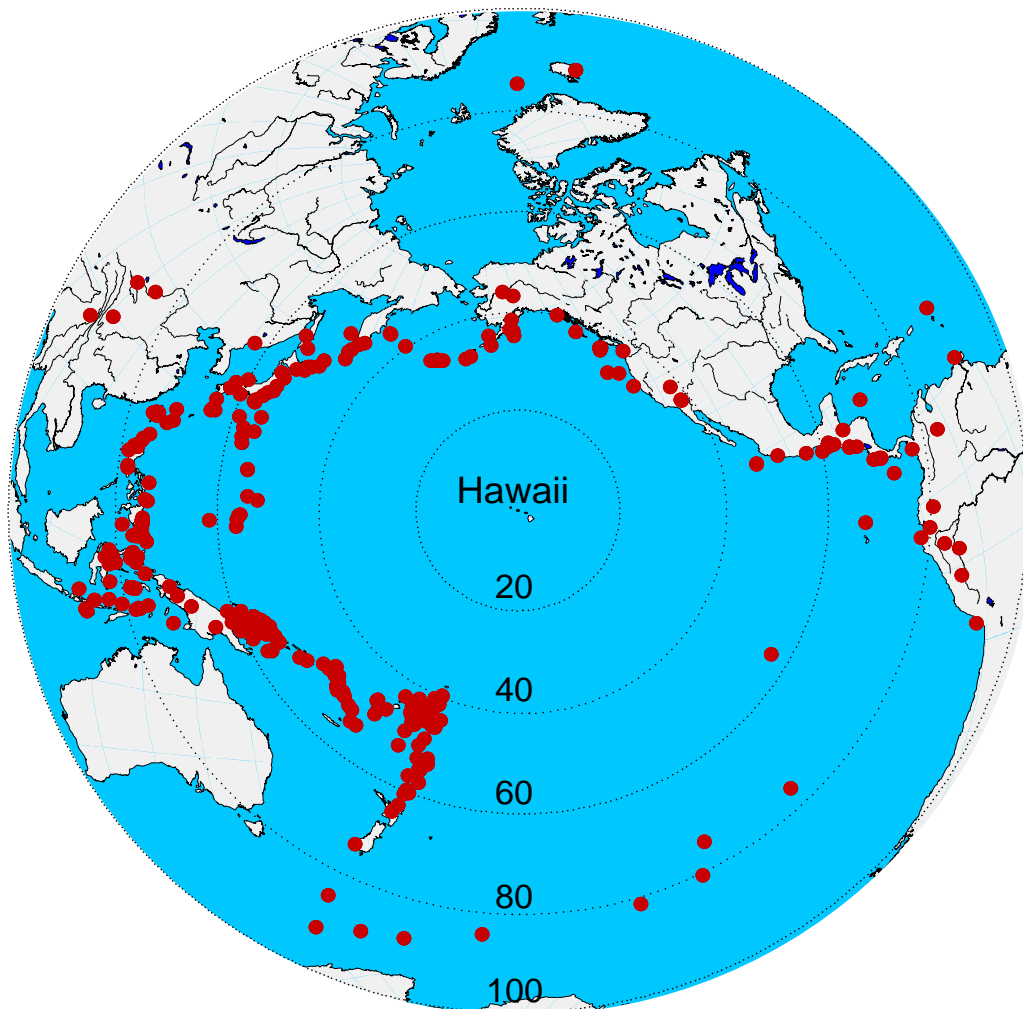


Abbildung 4.5: Verteilung der permanenten und temporären seismischen Stationen auf den Hawaii-Inseln, mit der zusätzlichen USGS-Station Midway (kleiner Kasten, oben rechts).

tet mit einem *Streckeisen STS-2* Breitbandseismometer kombiniert mit einer *RefTek* Apparatur. Der Abbau der mobilen Stationen erfolgte nach einer Messdauer von anderthalb bis zwei Jahren Anfang Mai 2001.

*Abbildung 4.5* zeigt die Verteilung der seismischen Stationen über das Messgebiet, wobei auch Stationen des *USGS* und des Netzwerkes *IRIS/Geoscope* berücksichtigt sind. Zusätzliche Daten wurden von einer *USGS*-Station auf der Insel Midway benutzt. Insgesamt wurden 19 Stationen verwendet.



*Abbildung 4.6: Geographische Verteilung der Epizentren (Magnitude  $\geq 5,7$ ) von Juni 1999 bis Mai 2001 innerhalb des nutzbaren Entfernungsbereiches.*

### 4.2.2 Datenauswahl

Für die *Receiver Function* Methode ist ein Entfernungsbereich von  $\Delta = 35^\circ$  und  $\Delta = 95^\circ$  nutzbar, wie in *Abschnitt 2.2.1* erläutert wurde. Hawaii liegt inmitten des pazifischen Ozeans, umgeben vom sogenannten zirkumpazifischen *Feuerring*, einem vulkanisch und seismologisch hoch aktiven Gürtel von Subduktionszonen, die innerhalb des geforderten Entfernungsbereiches liegen.

Die *Abbildungen 4.6 und 4.7* veranschaulichen die Verteilung der Epizentren der während der Messphase vom Juni 1999 bis zum Mai 2001 aufgezeichneten Erdbeben. Dargestellt sind nur Ereignisse mit einer Magnitude  $m_b \geq 5,7$  innerhalb des geeigneten Entfernungsbereiches. Schwächere Beben wurden wegen des starken Hintergrundrauschens nicht in die Untersuchung mit einbezogen. An der IRIS-Station *KIP* auf Oahu standen Daten eines weitaus längeren Zeitraumes zur Verfügung. Hier wurden zusätzlich Ereignisse von Oktober 1988 bis Juni 1999 mit einer Magnitude von  $m_b \geq 6,5$  berücksichtigt.

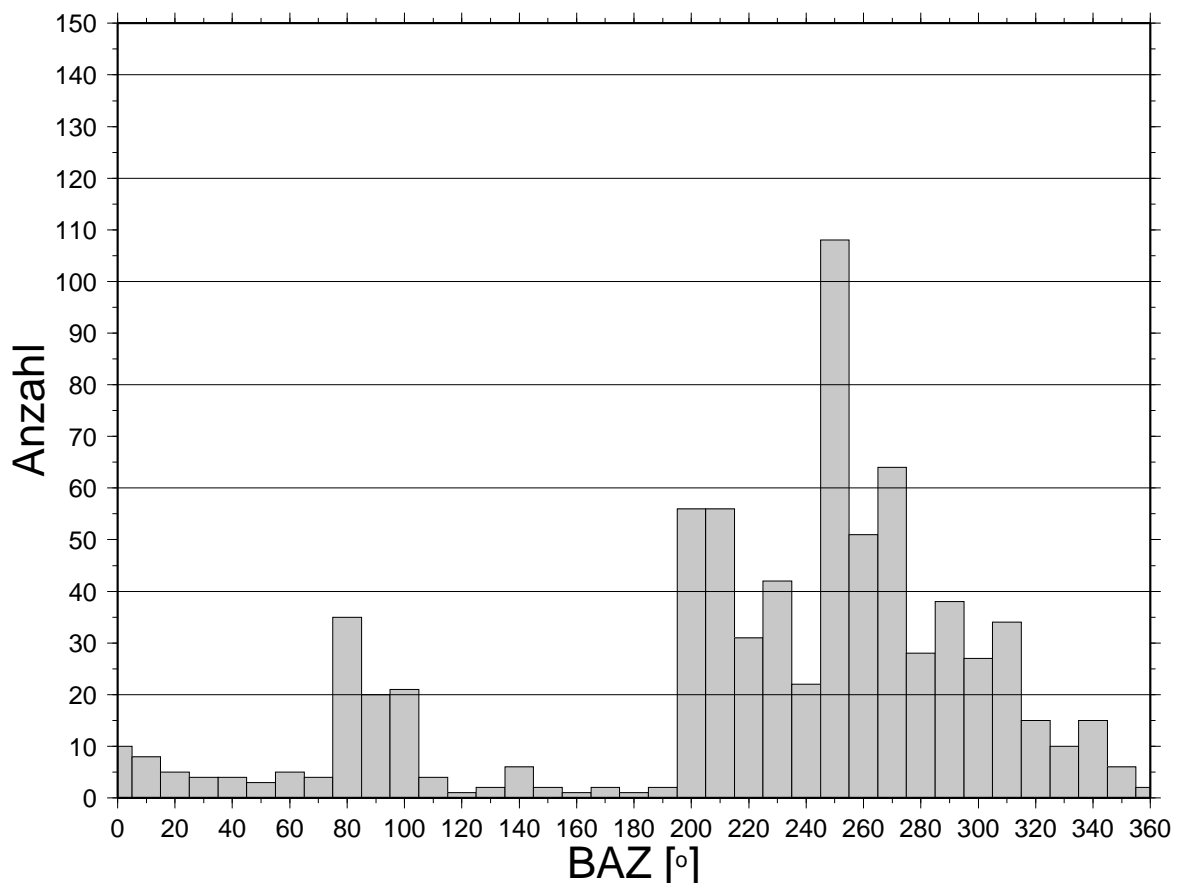


Abbildung 4.7: Häufigkeitsverteilung der Rückazimute (Winkel zwischen Nordrichtung und dem beobachteten Epizentrum) der in Abbildung 4.6 dargestellten Ereignisse.



Der größte Anteil der Epizentren liegt in den Regionen Fiji-Tonga, Salomonen, Papua-Neuguinea sowie den Philippinen, also in südwestlichen und westlichen Azimutbereichen. Am schwächsten abgedeckt ist der Südosten ( $100^\circ - 190^\circ$  BAZ), wo nur vereinzelte Ereignisse auftreten. Dies beeinträchtigt die Auflösung gerade im Bereich des rezenten Vulkanismus südöstlich von Big Island. Die Zahl der an den jeweiligen Stationen tatsächlich zur Auswertung verwendeten Einzelspuren ist aus dem Anhang ersichtlich.

# Kapitel 5

## Auswertung und Interpretation

### 5.1 Untersuchungsergebnisse

In diesem Kapitel werden die gewonnenen Daten dargestellt und ausgewertet. Die nach *Abschnitt 3.2* zu erwartenden Diskontinuitäten sollen dabei in der Reihenfolge zunehmender Tiefe verifiziert und untersucht werden. Von besonderem Interesse sind dabei Veränderungen, die auf das Einwirken des Mantelplumes zurückgeführt werden können, und Rückschlüsse über dessen Position im Mantel zulassen. Der Datensatz wird darüber hinaus auf zusätzliche konvertierte Phasen hin untersucht. Es wird diskutiert, ob diese Beobachtungen mit dem Plume in Zusammenhang gebracht und erklärt werden können.

Die *Tabelle 5.1* fasst zunächst die theoretischen Ankunftszeiten der wichtigsten Phasen zusammen. Zur Berechnung der Zeiten wird das *IASP91*-Erdmodell (Kennett und Engdahl, 1991) benutzt. Da dieses Modell jedoch von kontinentaler Kruste mit einer Mohotiefe von 35 km ausgeht, ist dessen Verwendbarkeit zu prüfen. Es soll daher zunächst ein modifiziertes Modell erstellt werden, das der Geschwindigkeitsstruktur unter den Hawaii-Inseln in erster Näherung gerecht wird.

Die größten Abweichungen vom Standard-Erdmodell werden durch die stark heterogene Kruste verursacht (Wölbern, 1999), ein weiterer Einfluss ist durch die höhere Temperatur des obersten ozeanischen Mantels zu erwarten. Das Hawaii-Modell wird deshalb aus einer Kombination des *IASP91*-Modells mit Inversionsergebnissen für die oberen 140 km gewonnen. Für die Inversion werden Daten der permanenten Station KIP auf Oahu benutzt, da hier auf Grund der langen Betriebsdauer die größte Zahl signalstarker Beben verfügbar ist.

Das Ergebnis der Inversion ist in *Abbildung 5.1* dargestellt. Das verwendete einfache Startmodell ist auf fünf Schichten begrenzt, wobei frühere Beobachtungen von Lindwall (1988) sowie Priestley und Tilmann (1999) grob berücksichtigt sind. Das resultierende Geschwindigkeitsmodell ersetzt nun den Tiefenbereich bis 140 km des *IASP91*-Modells. Die entspre-

chenden theoretischen Ankunftszeiten sind ebenfalls in *Tabelle 5.1* zusammengefasst. Deren Abweichungen von den *IASP91*-Werten sind verglichen mit Laufzeitänderungen durch Tiefenvariationen für die Moho oder für die Lithosphären-Asthenosphären-Grenze (LAB) mit maximal 0,5 s verschwindend gering.

Für tiefere Diskontinuitäten liegt die Abweichung bei ca. 1,4 s. Zur Identifizierung einer konvertierten Phase aus dieser Tiefe ist diese Abweichung unwesentlich und liegt im Bereich des üblichen globalen Schwankungsbereiches. Im Folgenden wird daher bei Vergleichen beobachteter Signale mit theoretischen Laufzeiten weiterhin das *IASP91*-Modell verwendet. Zu beachten ist allerdings, dass die Abweichungen für multiple Phasen bis zu 4 s betragen.

### 5.1.1 Die Krusten-Mantel-Grenze

Der generell einfache Aufbau ozeanischer Kruste sowie das Fehlen mächtiger Sedimentablagerungen auf den Inseln, lassen erwarten, dass die erste konvertierte Phase in der Seismogrammsektion an der Moho ( $P_{Ms}$ ) erzeugt wird. Ozeanische Kruste hat im Durchschnitt eine Mächtigkeit von 6-7 km. Zudem weist der zentrale Pazifik eine durchschnittliche Tiefe von  $\sim 5$  km, bzw. von  $\sim 2,5$  km unter Berücksichtigung der Hawaiischwelle, auf (Hazlett und Hyndman, 2000), so dass ausgehend von der Wasserlinie eine Mohotiefe von rund 10 - 12 km zu erwarten ist. Die Höhenlagen der Messapparaturen sind dem *Anhang B* zu entnehmen.

Phase	IASP91	Hawaii
$P_{Ms}$	1,55 s	1,64 s
$PpP_{Ms}$	5,45 s	5,74 s
$PpS_{Ms}$ (neg.)	7,01 s	7,38 s
$P_{Gs}$ (neg.)	10,16 s	10,41 s
$P_{210s}$	22,92 s	24,30 s
$PpP_{Gs}$ (neg.)	33,03 s	32,51 s
$PpS_{Gs}$	43,20 s	42,92 s
$P_{410s}$	44,10 s	45,49 s
$P_{520s}$	54,90 s	56,28 s
$P_{660s}$	68,12 s	69,50 s
$PpP_{210s}$	71,64 s	74,52 s
$P_{710s}$	72,49 s	73,87 s
$P_{920s}$	90,41 s	91,79 s
$PpS_{210s}$ (neg.)	94,55 s	98,82 s
$P_{1050s}$	101,66 s	103,04 s
$P_{1200s}$	114,91 s	116,29 s
$PpP_{410s}$	132,16 s	135,04 s

*Tabelle 5.1: Übersicht über theoretische Ankunftszeiten von konvertierten und multiplen Phasen an den bekannten und vermuteten Diskontinuitäten nach IASP91 sowie einem modifizierten Modell für eine Referenzentfernung von  $6^\circ$ .*

*$P_{Ms}$  bezeichnet die Mohophase, hier für 12 km Tiefe,  $P_{Gs}$  benennt die Konversion an der Lithosphären-Asthenosphären-Grenze (Gutenberg-Diskontinuität), die hier mit 90 km angenommen wurde. Phasen, die im Seismogramm mit negativer Amplitude auftreten, sind mit (neg.) gekennzeichnet.*

Mohotiefen und krustale Geschwindigkeitsmodelle wurden für einige Bereiche der Hawaii-Inseln bereits in früheren Studien z.B. aus lokalen Erdbeben oder aktiven Experimenten gewonnen. Die Ergebnisse decken sich weitgehend mit den erwarteten 12 km. Abseits der Inselkette liegt die Krustenmächtigkeit im Bereich des Durchschnittswertes: Südöstlich von Big Island hat die noch unbeeinflusste ozeanische Kruste eine Mächtigkeit von etwa 7 km (Zucca und Hill, 1980), während sie rund 250 km südwestlich von Maui, an der Flanke der Hawaiischwelle, mit ca. 6,2 km bestimmt wurde (Lindwall, 1991).

Nähert man sich dem Rücken, wächst die Krustendicke an und erreicht unterhalb der Inselkette ein Maximum. Südöstlich von Kauai wurde im Kauai-Kanal eine von etwa 12 km auf rund 14 km anwachsende Mohotiefe festgestellt. Im Kaiwi-Kanal zwischen Oahu und Molokai erreicht die Moho eine Tiefe von 15 bis 16 km (Lindwall, 1988). Weitere Untersuchungen mit unterschiedlichen Resultaten wurden im Bereich von Big Island gemacht. Eine P-Wellen-Tomographie geht von 12 km Tiefe aus (Tilman *et al.*, 2001), während Crosson und Koyanagi (1979) aus lokalen Beben Mohotiefen von 10 km ableiten, die zum zentralen Inselbereich hin auf 13 km zunehmen. Refraktionsdaten weisen ebenfalls auf eine gewölbte Moho mit Tiefen zwischen 11 und 15 km hin (Zucca und Hill, 1980).

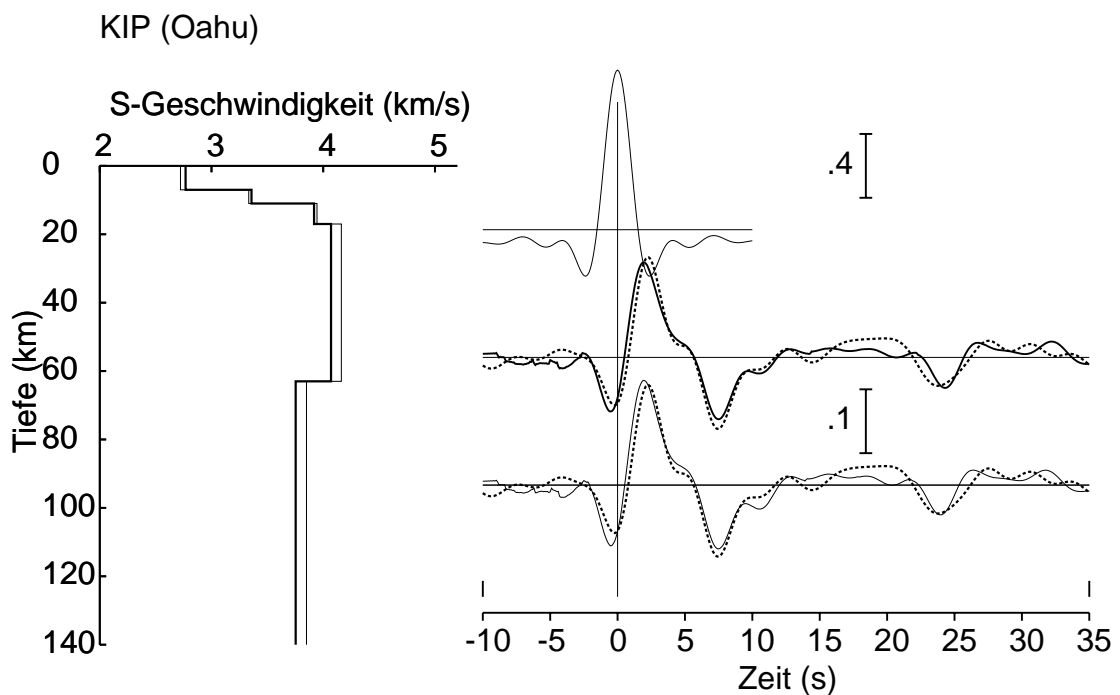


Abbildung 5.1: Inversionsrechnung für die Station KIP (Oahu). Die Daten wurden vor der Inversion mit einem Bandpass von 3 s bis 30 s gefiltert, um mit einem einfachen Modell arbeiten zu können. Das Signal des resultierenden Geschwindigkeitsmodell ist gut an das beobachtete Signal (gestrichelte Linie) angepasst. Die negative Phase bei ca. 24 s ist eine Multiple der LAB, auf die im Abschnitt 5.1.2 gesondert eingegangen wird.

Tabelle 5.2: Konversionszeiten der direkten und multiplen Mohophasen nach IASP91 für verschiedene Tiefen bei einer Referenzentfernung von  $\Delta = 67^\circ$ .

Tiefe	Ps	PpPs	PpSs
7 km	0,91 s	3,18 s	4,09 s
10 km	1,29 s	4,55 s	5,84 s
12 km	1,55 s	5,45 s	7,01 s
15 km	1,94 s	6,82 s	8,76 s
17 km	2,20 s	7,73 s	9,93 s

Beide Studien berichten von Hochgeschwindigkeitskernen in den Riftzonen und Vulkankegeln, die auf erstarrtes Magma zurückgeführt werden. Diese Beobachtungen werden durch eine lokale Tomographie bestätigt (Okubo *et al.*, 1997). Crosson und Koyanagi (1979) stellen zudem eine Niedriggeschwindigkeitszone (LVZ) von etwa 2 km Dicke direkt oberhalb der Krusten-Mantel-Grenze fest. Eine LVZ in 10 km Tiefe wird ebenfalls in einer Untersuchung von Sp-Konversionen gesehen, hier jedoch als eingeschlossene Sedimentschicht unter dem Vulkanmassiv gedeutet (Li *et al.*, 1992). Die Mohotiefe wird in dieser Studie zu 16 bis 18 km bestimmt, und weicht damit deutlich von den übrigen Ergebnissen ab.

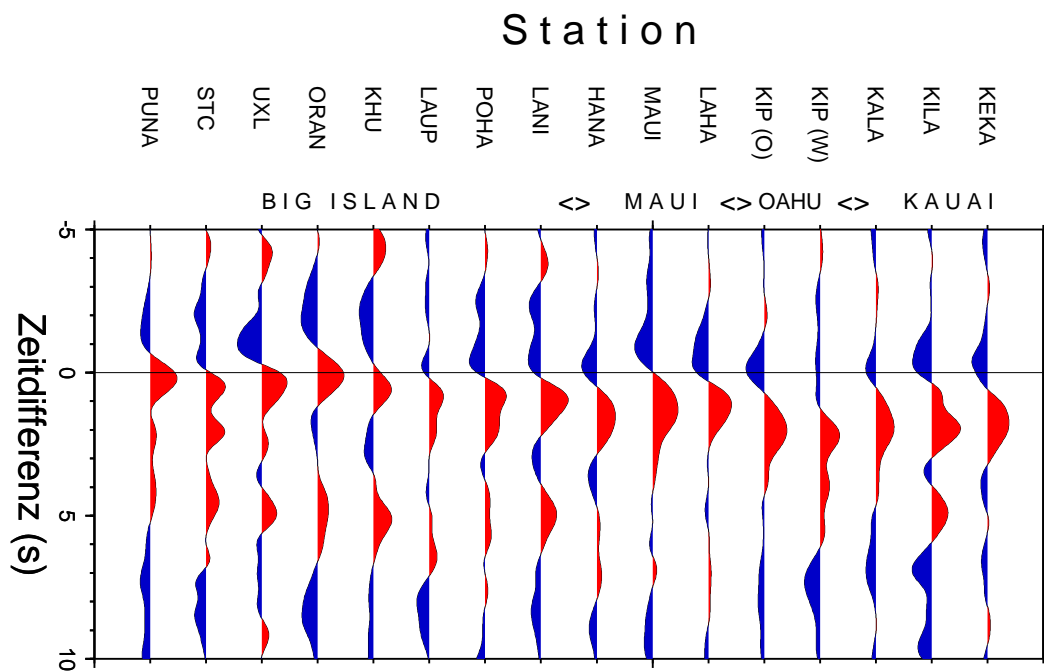
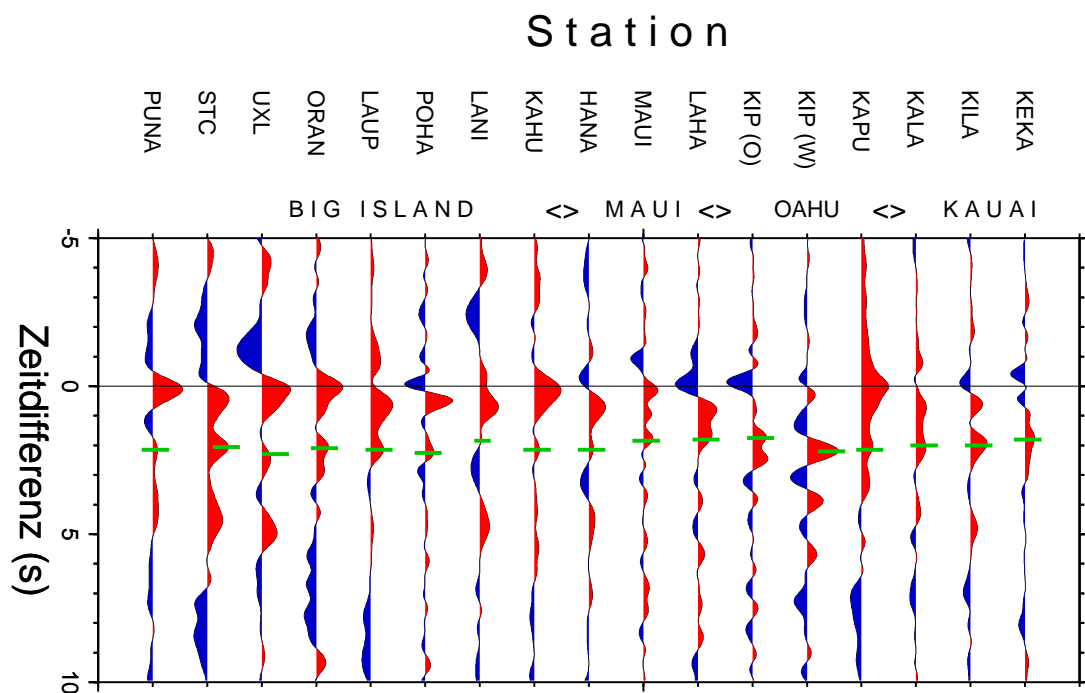


Abbildung 5.2: Summenspuren der Einzelstationen sortiert von Südost (links) nach Nordwest (rechts). Die Daten wurden vor der Summation mit einem Bandpass von 1 s bis 30 s gefiltert. Die erste Konversion wird in der Regel an der Moho generiert. In dieser Abbildung erscheint die Erstkonvertierte zwischen  $\sim 0$  s und 2 s und suggeriert ein kontinuierliches Abflachen der Moho vom älteren zum jüngeren Bereich.

Wegen der geringen Tiefe der Moho sind die zugehörigen Durchstoßpunkte (*Piercingpoints*) in Bereichen von nur etwa 3 km Radius um jede Station verteilt. Die Mohotiefen können demnach nur kleinräumig für die jeweiligen Standorte bestimmt werden. Zur Verbesserung des SNR werden die pro Station verfügbaren Spuren aufsummiert und die Zeit des maximalen Signals bestimmt. Ein weiterer Effekt der geringen Tiefe ist das Auftreten der zugehörigen Multiplen in kurzem zeitlichen Abstand. In *Tabelle 5.2* sind zur Übersicht die Zeitverzögerungen der konvertierten und multiplen Phasen relativ zum P-Einsatz für verschiedene Mohotiefen aufgezeigt.

Die Summenspuren der einzelnen Stationen sind in *Abbildung 5.2* dargestellt. Das Ergebnis ist zunächst überraschend. Deutlich zeigt sich eine dominierende Konversion, deren Maximum an den Stationen auf Kauai und Oahu bei etwa 2 s nach dem P-Einsatz registriert wird. Bewegt man sich jedoch weiter auf die jüngeren Teil der Inselkette zu, nimmt die Ankunftszeit dieser dominanten Phase immer weiter ab, was auf eine allmähliche Anhebung der Krusten-Mantel-Grenze in Richtung des heutigen Plumes hindeutet.



*Abbildung 5.3: Summenspuren der Einzelstationen wie in *Abbildung 5.2*. Vor der Bandpassfilterung wurde zusätzlich ein Simulationsfilter (WWSSN, kurzperiodisch) zur Verstärkung der höheren Frequenzen auf die Daten angewandt. Neben der starken frühen Konvertierten zeigt sich eine meist deutlich schwächere Phase um ca. 2 s, die zeitlich der Moho zugeordnet werden kann.*

Aus *IASP91* ergeben sich unterschiedliche Tiefen aus den Laufzeiten: Unter Kauai liegt die Moho demnach in einer Tiefe von rund 14 km, unter Oahu bei ca. 16 km, beides in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Lindwall (1988). Unter Maui erreichte die Moho eine durchschnittliche Tiefe von 10 km und unter dem zentralen Bereich von Big Island wäre sie bereits bis auf 7 km Tiefe angehoben. An der Südküste schließlich läge sie durchschnittlich bei 4 km, unter den Stationen ORAN, UXL und PUNA sogar bei bis zu 1 km, was deutlich oberhalb des durchschnittlichen Niveaus des Meeresbodens liegt. Die Verwendung des modifizierten Geschwindigkeitmodells führt jeweils auf leicht geringere Tiefen.

Zu beachten sind in diesem Zusammenhang auch die etwas späteren Phasen, die z.B. an den Stationen PUNA, STC und UXL bei ca. 2 s zu beobachten und auch bei den Stationen LAUP und POHA im Signal zu erkennen sind. Diese sind auf Grund ihrer Laufzeit nicht allein als Multiple der Erstkonversion zu erklären. Um genauere Aussagen über die Herkunft der Signalanteile machen zu können, muss die Auflösung der Daten erhöht, also mit höheren Frequenzen gearbeitet werden.

Dies kann durch einen Simulationsfilter erreicht werden, welcher die Instrumentencharakteristik des kurzperiodischen WWSSN-Standardinstrumentes auf die Daten überträgt. Durch die Anwendung des Filters wird das langperiodische Signal unterdrückt, so dass der hochfrequente Wellenanteil deutlicher hervortritt. Nach erneuter Summation der Stationsdaten ergibt sich nun ein etwas klareres Bild der Krustenstruktur. Das Ergebnis ist in *Abbildung 5.3* gezeigt.

Die einzelnen Maxima sind nun deutlich besser aufgelöst. Die Ankunftszeiten der stärksten Konversion bleiben dabei nahezu unverändert, jetzt aber zeigt sich in fast allen Spuren deutlich eine weitere, schwächer ausgeprägte Phase (in der Abbildung mit den grünen Strichen markiert), deren Laufzeit zwischen 1,6 und 2,2 s schwankt. Das entspricht nach *Tabelle 5.2* einem Tiefenbereich von etwa 12 bis 17 km und stimmt grob mit den Ergebnissen der früheren Studien überein.

Das vertikale Auflösungsvermögen liegt hier, ausgehend von einer durchschnittlichen S-Wellengeschwindigkeit der Kruste von 3,5 km/s und einer Frequenz von ca. 1 Hz, bei etwa 1 km. Da das Signal zudem durch Multiple der Erstkonversion beeinflusst wird, was zu einer Verschiebung des Maximums der Mohokonversion führen kann, wird auf eine exakte Quantifizierung der Mohotiefe verzichtet.

Es ist offensichtlich, dass die starken ersten Konversionen im jüngeren Teil der Inselkette nicht von der Krusten-Mantel-Grenze herrühren, sondern auf eine zusätzliche, flachere Struktur innerhalb der Kruste schließen lässt. Der Kilauea besitzt eine Magmakammer in etwa 2 - 4 km Tiefe (Ellsworth und Koyanagi, 1977; Pietruszka und Garcia, 1999), so dass die Grenzschicht, die an der Südküste von Big Island in etwa dieser Tiefe auftritt, mögli-

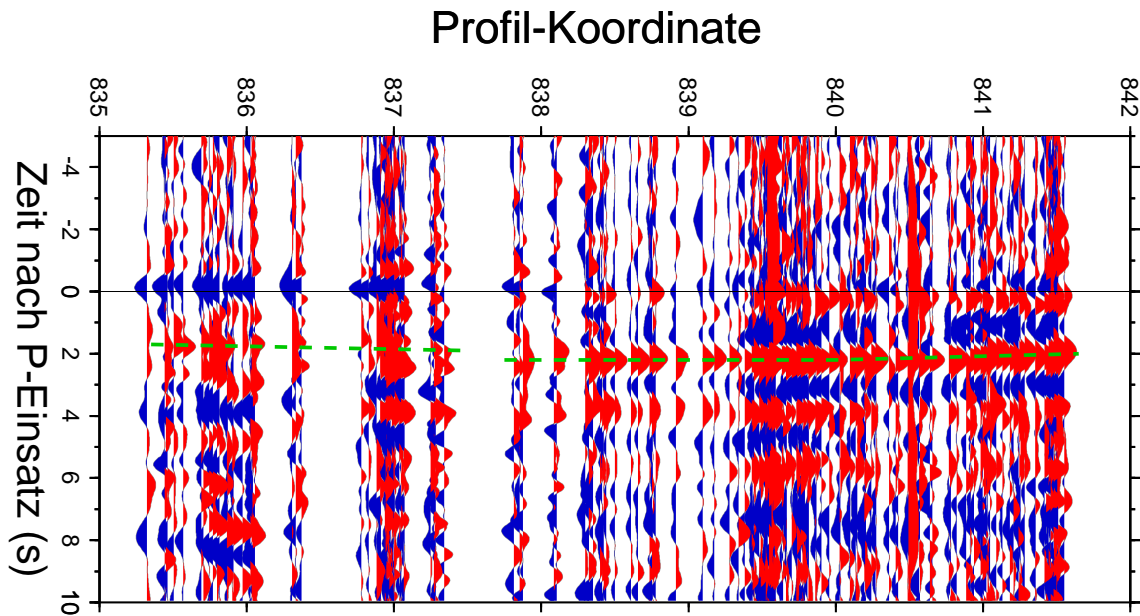


Abbildung 5.4: Einzelspuren der Station KIP auf Oahu, gefiltert mit einem Bandpass von 0,33 s bis 30 s. Zur Darstellung wurde eine abstandsgetreue Sortierung entlang des Inselprofils gewählt (Profillinie siehe Abbildung 5.8). Als Koordinaten liegen die Durchstoßpunkte für eine Tiefe von 15 km zu Grunde. Die Mohokonversion wurde mit den gestrichelten Linien angedeutet.

cherweise direkt auf Strukturen des rezenten Vulkanismus zurückgehen. In den Daten wird jedoch eine Struktur beobachtet, die von Maui bis Big Island reicht und dabei langsam ansteigt. Eine solche ist nicht allein durch den rezenten Vulkanismus zu erklären.

In den Abbildungen 5.2 und 5.3 sind die Daten an der Station KIP bereits für westliche und östliche Azimute getrennt dargestellt, da die Tiefe der Moho sich hier in Profilrichtung der Inselkette ändert. Dies ist in Abbildung 5.4 anhand einer Sektion von Einzelspuren entlang des Profils veranschaulicht. Die Spuren sind abstandsgetreu entsprechend ihrer Profilkoordinaten (in km) dargestellt. Diese wurden aus den Durchstoßpunkten für eine Tiefe von 15 km berechnet.

Im hinteren Teil der Sektion von etwa 838 km bis ca. 841,5 km zeigen sich klar voneinander getrennte Phasen. Die Mohokonversion ist grün gestrichelt markiert und liegt hier bei maximal 2,2 s entsprechend einer Tiefe von 17 km, dahinter folgen vermutlich Reverberationen. Im südöstlichen Teil zwischen etwa 835,5 km und 837,5 km treten die Maxima dichter beieinander auf und interferieren teilweise. Dadurch ist die Mohokonversion schwerer zu identifizieren. Sie tritt mit durchschnittlich 1,8 s (etwa 14 km) deutlich früher auf.



Sowohl im südöstlichen wie im nordwestlichen Teil variieren die Laufzeiten um wenige Zehntelsekunden. Zusätzlich deutet das starke negative Signal bei 0 s im südöstlichen Bereich (links) auf eine unzureichende Rotation hin. Verschiedene Ursachen, wie Schichtneigung, Anisotropie oder Streukörper, können hier eine Rolle spielen. Diese wirken sich in azimuthaler Abhängigkeit auf das Signal aus und führen ferner dazu, dass ein Teil der Energie auf der T-Komponente abgebildet wird (Jones und Phinney, 1998).

Im nächsten Schritt werden daher sowohl die Q- als auch die T-Komponenten der Station nach Azimut sortiert und auf signifikante Veränderungen untersucht. Zur Rauschunterdrückung und Glättung des Signals wird eine Summation durchgeführt. Es wird ein Stapelintervall von  $15^\circ$  gewählt, wobei sich die Summationsfenster jeweils um  $5^\circ$  überlappen. Die resultierenden Q-Komponenten sind in *Abbildung 5.5* dargestellt, die T-Komponenten in *Abbildung 5.6*.

Nach Jones und Phinney (1998) zeigen sich die genannten Faktoren als sinusförmige Veränderungen in Laufzeit und Amplitude. Anisotrope Schichten führen zu Veränderungen der Amplitude und der Laufzeit mit einer Periodizität von  $180^\circ$ , geneigte Schichten und Punktstreuer hingegen in von  $360^\circ$ . Letztere sind dadurch zu unterscheiden, dass im Falle des Streukörpers beide Komponenten einen Polaritätswechsel durchlaufen, während dies bei einer geneigten Schicht nur in der T-Komponente der Fall ist.

Die Q-Komponenten in *Abbildung 5.5* decken nicht den gesamten Azimutbereich ab und sind zudem wegen der geringen Überdeckung im Bereich zwischen  $0^\circ$  und  $100^\circ$  nicht gut aufgelöst. Hier ist die genaue Laufzeit der Mohokonversion nur schwer zu bestimmen, während im Bereich zwischen  $200^\circ$  und  $350^\circ$  eine leichte sinuskurvenförmige Änderung deutlich hervorgeht. Die gestrichelte Linie deutet die vermutete Variation der Ankunftszeit mit einer Periode von  $360^\circ$  an, was auf eine geneigte Moho schließen lässt.

Die früheste Ankunftszeit der Mohokonversion zeigt sich auf der Q-Komponente bei einem Azimut von etwa  $120^\circ$ . Dies entspricht der aufwärts gerichteten Seite (*updip*); Die Moho fällt demnach nach Nordwesten ein. Die Richtigkeit dieser Annahme kann anhand der T-Komponenten kontrolliert werden. Diese müssten entsprechend einen Polaritätswechsel in Richtung des *updip* zeigen wie auch entgegengesetzt.

In *Abbildung 5.6* sind die T-Komponenten dargestellt. Ebenso wie bei den Q-Receiver Functions existiert eine azimuthale Lücke, so dass der Vorzeichenwechsel bei  $120^\circ$  nicht direkt durch Beobachtungen erfasst ist. Dennoch sind die unterschiedlichen Polaritäten und der Wechsel bei  $300^\circ$  in den Daten deutlich belegt. Das Verhalten entspricht demnach den Erwartungen für den Falle einer geneigten Schicht. Die Beobachtung deutet darauf, dass die Krusten-Mantel-Grenze unterhalb Oahu nach Südosten geneigt ist. Das Streichen der Grenzschicht beträgt ungefähr  $210^\circ$ .

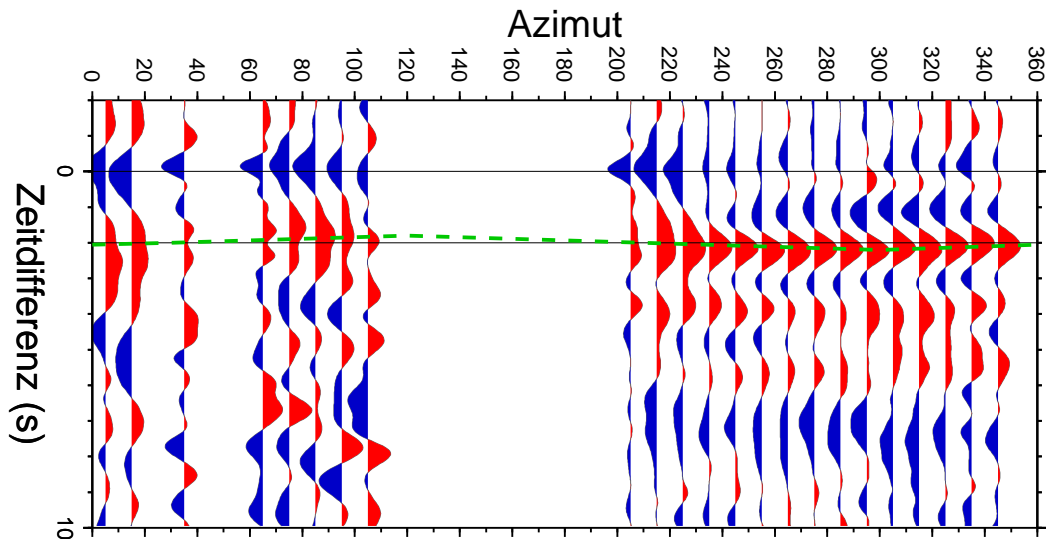


Abbildung 5.5: Mohokonversionen unter der Station KIP (Oahu). Die Q-Komponenten wurden mit einem Bandpass von 1 s bis 30 s gefiltert und in  $15^\circ$  Azimut-Intervallen mit  $5^\circ$  Überlappung (sliding window) aufsummiert. Die gestrichelte Linie deutet die azimutale Änderung der Ankunftszeit der Mohophase an. Trotz der schlechten Abdeckung zwischen  $0^\circ$  und  $200^\circ$  ist die leichte sinusförmige Variation erkennbar, die auf eine Neigung der Moho hindeutet.

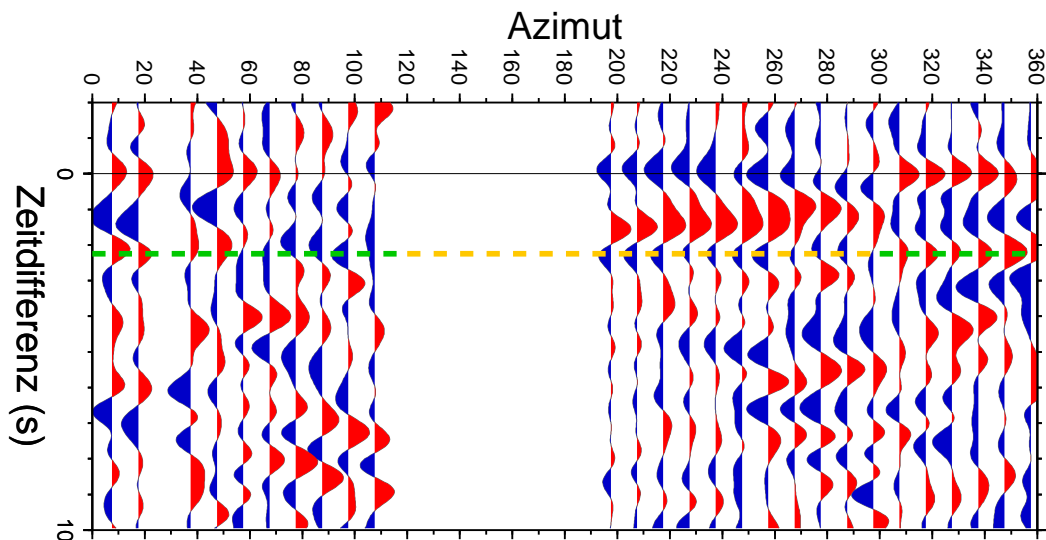


Abbildung 5.6: Zu Abbildung 5.5 gehörende T-Komponenten nach denselben Bearbeitungsschritten. Im Falle einer geeigneten Schicht wird Energie auf der T-Komponente abgebildet. Das Signal erfährt einen Polaritätswechsel in  $180^\circ$ -Intervallen (Jones und Phinney, 1998). Die gestrichelte Linie markiert diesen Effekt an der Station KIP. Im östlichen Azimutbereich ist das Verhalten nicht eindeutig aufgelöst.

Modellierungen von Savage (1998) und Vergne *et al.* (2003) zu Folge kann eine Periodizität von  $360^\circ$  jedoch ebenso durch Anisotropie hervorgerufen werden, sofern die Symmetrieachse nicht horizontal orientiert ist. Eine eindeutige Erklärung des beobachteten Polaritätswechsels ist erst nach weiteren eingehenden Untersuchungen möglich, die jedoch nicht im Rahmen dieser Arbeit behandelt werden.

### 5.1.2 Gutenberg-Diskontinuität

Ausgehend von der resultierenden Summenspur an der Station KIP (Oahu), wie in *Abbildung 5.1* dargestellt, tritt die zweite signifikante Phase bei ca. 7 - 8 s mit starker negativer Amplitude auf. Aus *Tabelle 5.1* ergeben sich zwei Erklärungsmöglichkeiten für eine negative Phase in diesem Zeitbereich. Die erste ist gegeben durch das Auftreten der zweiten Mohomultiplen ( $PpS_{MS}$ ), die nach *Tabelle 5.2* bei 8 - 9 s zu erwarten ist, die andere Möglichkeit liegt in der direkten Konversion ( $P_{GS}$ ) an der Lithosphären-Asthenosphären-Grenze (LAB), wie sie in der gezeigten Inversion (*Abbildung 5.1*) bereits vorgesehen ist.

In *Abbildung 5.7* ist daher zum Vergleich eine Inversion ohne Berücksichtigung einer LAB vorgestellt. Zunächst ist festzustellen, dass immer noch ein negatives Signal auftritt, schwächer allerdings als in den Daten beobachtet. Da das resultierende Geschwindigkeitsmodell (*Abbildung*, links) bei der beobachteten Mohotiefe zudem kaum einen Kontrast aufweist, kann die Mohomultiple nicht entscheidend sein.

Ein noch deutlicherer Hinweis für eine direkte Konversion an der Lithosphären-Asthenosphären-Grenze ist die negative Phase, die in *Abbildung 5.1* bei etwa 24 s auftritt, ohne LAB (*Abbildung 5.7*) jedoch nicht in Erscheinung tritt. Hierfür kommt als Erklärung nur die erste Multiple der LAB in Frage. Es ist zu schlussfolgern, dass die negative Phase bei 7 - 8 s eine direkte Konversion von der Unterseite der Lithosphäre erfordert, jedoch zum Teil auch Energie der Mohomultiplen beinhaltet.

In ozeanischen Gebieten wird die Lithosphären-Asthenosphären-Grenze in der Regel als Gutenberg-Diskontinuität bezeichnet. Wie bereits in *Abschnitt 3.2.2* beschrieben wurde, ist die Tiefe der LAB in erster Linie von der Differenz der vorherrschenden Manteltemperatur vom Solidus abhängig. Ozeanische Lithosphäre ist wegen des höheren Temperaturgradienten generell dünner als kontinentale. Das globale Mittel der Gutenberg-Diskontinuität wird in einer Tiefe von 60 - 70 km angenommen (Forsyth, 1975).

Für das Untersuchungsgebiet wurden verschiedentlich Tiefen der Gutenberg-Diskontinuität mit unterschiedlichen Ergebnissen bestimmt. Zum Beispiel leitet Bock (1991) aus S-zu-P Konversionen unter der Insel Oahu eine Lithosphärendicke von 70 - 80 km ab. Eine kombinierte Studie von ScS-Reverberationen, sowie Raum- und Oberflächenwellen in einem Korridor

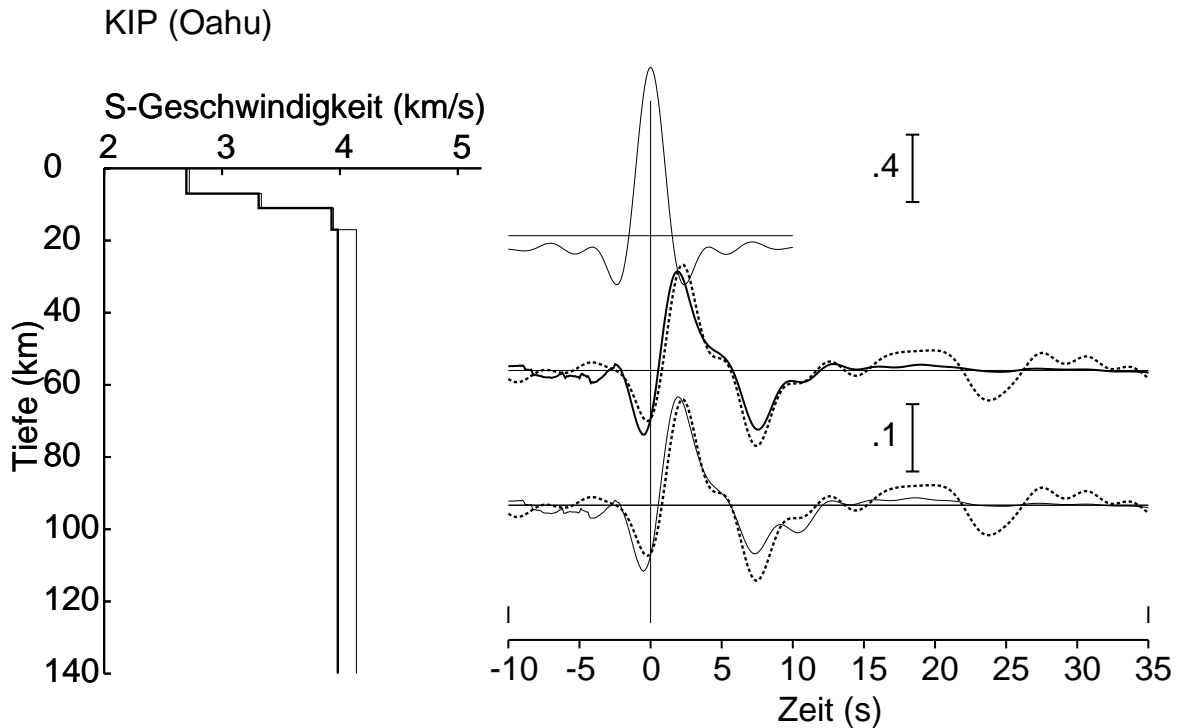


Abbildung 5.7: Inversionsrechnung für die Station KIP (Oahu). Die Daten und die Bearbeitungsschritte sind identisch zu den in Abbildung 5.1 beschriebenen. Der einzige Unterschied liegt im Geschwindigkeitsmodell: Im hier vorgestellten Fall wurde auf eine Lithosphären-Asthenosphären-Grenze verzichtet. Die negative Phase bei 24 s kann ohne diese jedoch nicht modelliert werden.

Tonga-Hawaii führten auf das Geschwindigkeitsmodell PA5 mit einer Lithosphärenmächtigkeit von 68 km (Gaherty *et al.*, 1996), während aus Phasengeschwindigkeiten von Rayleigh-Wellen zwischen Oahu und Big Island eine Tiefe der LAB von ca. 88 km abgeleitet wurden entsprechend einem Lithosphärenalter von 52-110 Ma (Priestley und Tilmann, 1999). Dieses Alter wird von Laske *et al.* (1999) bestätigt. In einer jüngeren *Receiver Function*-Untersuchung an der Südwest-Flanke der Hawaiischwelle wird die Tiefe der Gutenberg-Diskontinuität mit 80 km bestimmt (Collins *et al.*, 2002).

Tabelle 5.3: Laufzeitverzögerungen der direkten und multiplen Phasen von der Gutenberg-Diskontinuität nach IASP91 für verschiedene Tiefen (Referenzentfernung  $\Delta = 6^\circ$ ).

Tiefe	Ps	PpPs	PpSs
65 km	7,53 s	24,91 s	32,44 s
75 km	8,58 s	28,16 s	36,74 s
85 km	9,64 s	31,41 s	41,15 s
90 km	10,16 s	33,03 s	43,20 s
100 km	11,22 s	36,28 s	47,49 s

Den bisherigen Studien liegen entweder Daten von Einzelstationen zu Grunde oder aber Methoden, die nicht in der Lage sind, kleinräumige Tiefenänderungen aufzulösen. Diese sind aber wegen der postulierten Temperaturabhängigkeit der LAB in Verbindung mit dem aufsteigenden heißen Plumematerial in Betracht zu ziehen. Wie im Falle der Moho, erlaubt der verwendete Datensatz auch eine Untersuchung der Tiefenvariation der Gutenberg-Diskontinuität entlang der Inselkette. In der *Tabelle 5.3* sind die theoretischen Ankunftszeiten nach *IASP91* für verschiedene Tiefen der LAB aufgelistet.

Die Überdeckung und die Größe des von der jeweiligen Station erfassten Gebietes ist in *Abbildung 5.8* dargestellt. Es wurde dabei eine Tiefe von 100 km für die Berechnung der Durchstoßpunkte zu Grunde gelegt. In der *Abbildung 5.9* ist die Seismogrammsektion zum Vergleich zunächst ohne, dann mit markierten Phasen gezeigt. In den Einzelspuren ist nahezu durchgehend eine negative Phase zu erkennen, der eine Konversion an der Gutenberg-Diskontinuität zu Grunde gelegt werden muss.

Im Verlauf des Inselprofils ändert sich die Gutenberg-Konvertierte sowohl in der Ankunftszeit als auch in ihrer Amplitudenstärke. Im jüngeren Bereich des Profils bis unter den südöstlichen Teil von Oahu ist die Konversion bei etwa 9 s zu beobachten, was nach *Tabelle 5.3* einer Tiefe von etwa 80 km entspricht. Stationen auf Big Island zeigen die Phase stellenweise sogar erst um 10 s nach dem P-Einsatz, so dass die Diskontinuität hier erst in etwa 90 km Tiefe liegt. Auffällig ist hier ein lokal begrenzter Bereich unter Big Island, wo die  $P_G$ s-Phase deutlich früher, zwischen 7 s und 8 s, auftritt. Dieses würde eine (lokale) Aufwölbung der LAB auf 60 - 70 km bedeuten.

Der aufgewölbte Bereich ist dort zu beobachten, wo auch eine Niedriggeschwindigkeitszone auftritt (in der *Abbildung* als *LVZ* bezeichnet), welche im folgenden Abschnitt noch genauer untersucht wird. Dass die angehobene LAB mit dieser LVZ korreliert ist, kann besonders deutlich nachvollzogen werden, wenn man die Spuren, in denen die LVZ beobachtet wird, von den übrigen separat darstellt. Dies zeigen die *Abbildungen 5.10 und 5.11*.

Direkt unter der Insel Oahu ist ein abrupter Übergang von 9 s zu früheren Ankunftszeiten der Gutenberg-Konversion zu erkennen. Im weiteren Verlauf des Profils tritt sie nahezu konstant bei 7,3 s auf, was nach *IASP91* auf eine Tiefe von ca. 63 km führt. Die aus *Abbildung 5.1* bekannte Inversion für die Station KIP führt zu einem identischen Ergebnis.

Die gleiche Tiefe ergibt sich auch aus den Daten an der Station MIDW (Midway), die in der *Abbildung 5.9* ganz rechts dargestellt sind. Die Struktur unterhalb von Midway zeigt keine nennenswerten Unterschiede zu derjenigen unterhalb von Kauai, so dass die abgeleitete Tiefe der Gutenberg-Diskontinuität von 63 km möglicherweise über eine weite Strecke der Hawaii-Inselkette erhalten bleibt.

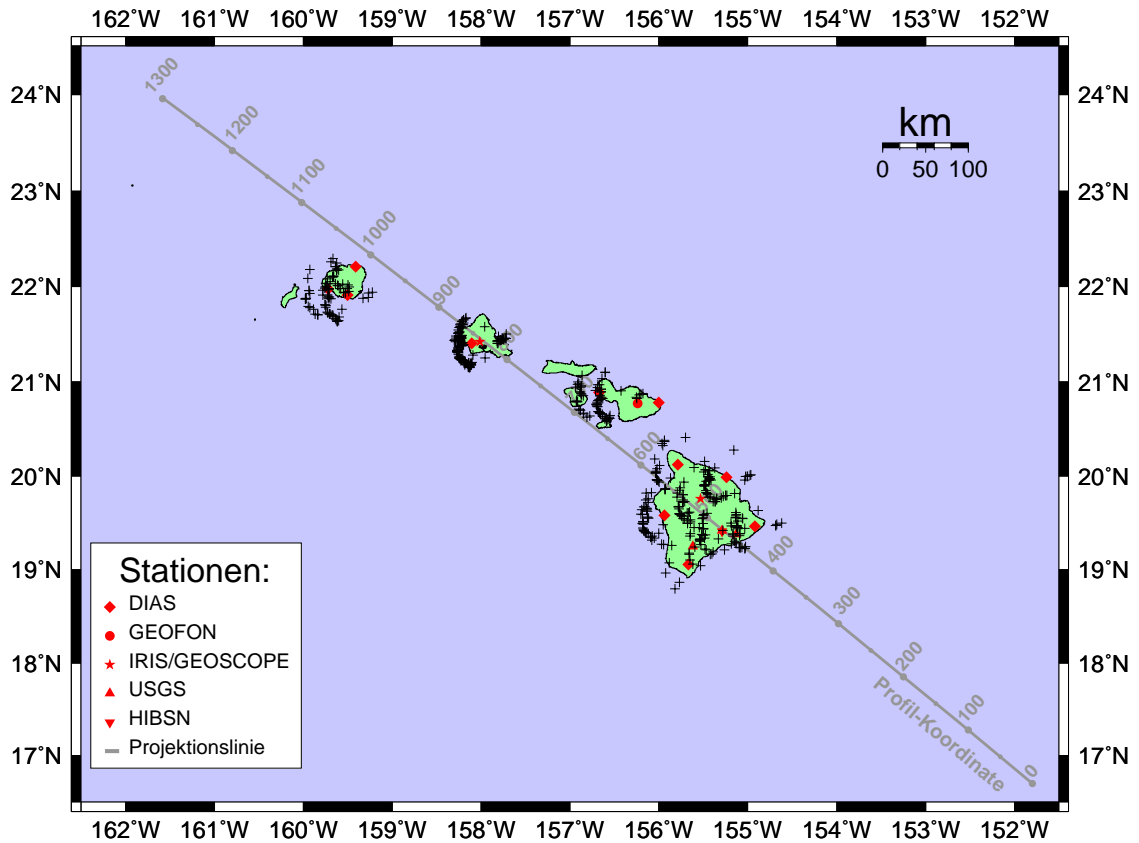


Abbildung 5.8: Durchstoßpunkte berechnet für eine Tiefe von 100 km. Die an den einzelnen Stationen aufgenommenen Ereignisse durchstrahlen jeweils nur ein kleines Gebiet unterhalb des Standortes. Die eingezeichnete Linie markiert das Profil, auf welches die Einzelspuren in den Abbildungen 5.4 und 5.9 projiziert wurden. Die Profilkordinaten sind in km angegeben.

Neben dem Zeitunterschied zwischen dem jüngeren und dem älteren Teil der Inselkette unterscheiden sich beide Bereiche auch durch die Stärke der negativen Phase. Sie ist im Bereich der flacheren Gutenberg-Diskontinuität wesentlich deutlicher ausgeprägt als im jüngeren Teil des Profils. Das hängt mit dem Zusammenfallen der Moho-Multipeln mit der direkten Konversion im älteren Teil der Inselkette zusammen, welches zu der oben beschriebenen Verstärkung des Signals führt. Im jüngeren Bereich hingegen liegt die Gutenberg-Diskontinuität zu einem etwas tiefer, während das Moho-Signal durch die zusätzliche flache Krustenphase und deren Multiple gestört wird.

### 5.1.3 Niedriggeschwindigkeitszone unter Big Island

Eine unterhalb von Big Island auftretende Niedriggeschwindigkeitszone wurde von Li *et al.* (2000b) entdeckt und als Zone partieller Schmelze in einer Tiefe von etwa 140 km interpretiert. Deren Auftreten wird auf das Erreichen der trockenen Solidustemperatur des dehy-

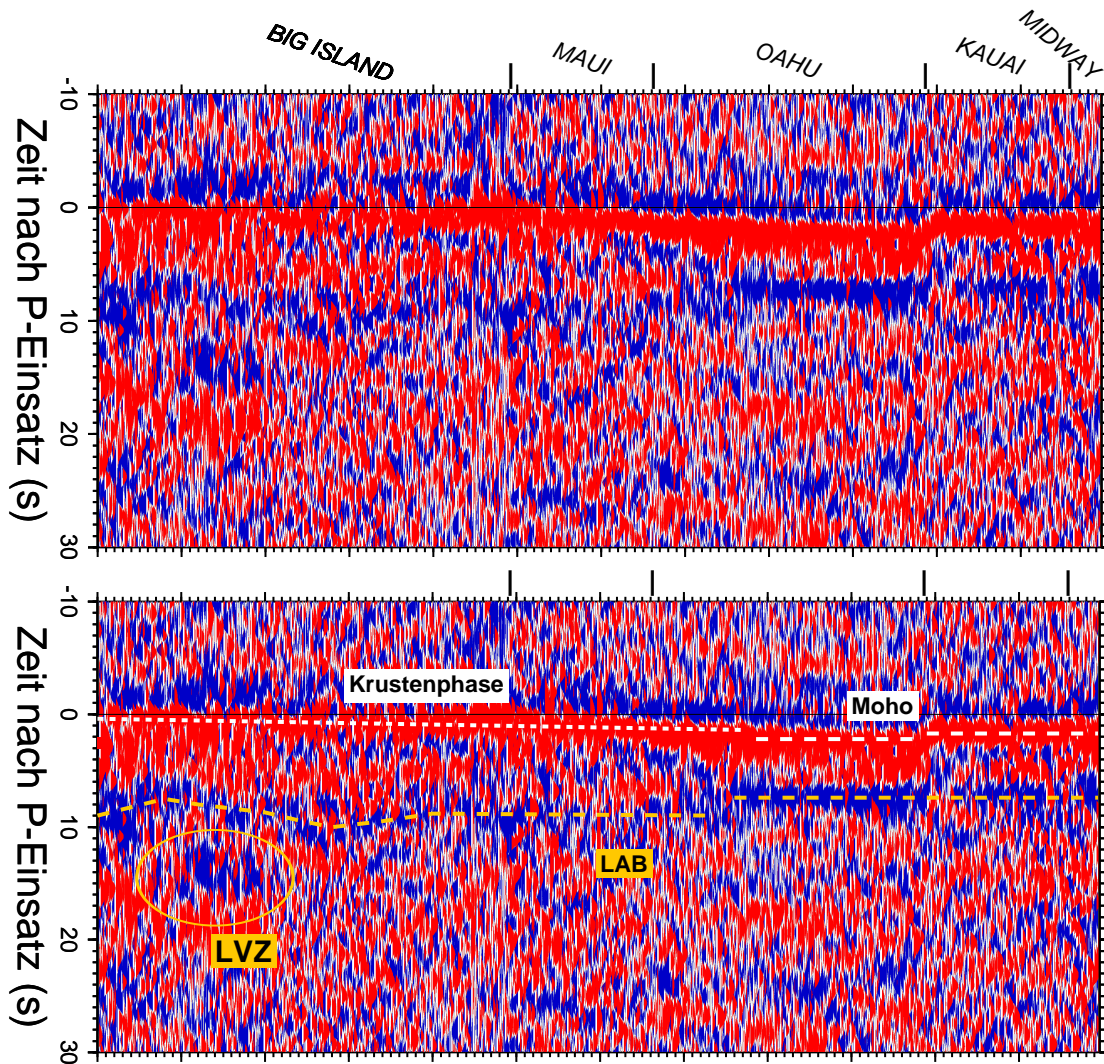


Abbildung 5.9: Sektion von Einzelspuren aller verfügbaren Stationen in äquidistanter Darstellung. Die Daten wurden mit einem Bandpass von 2 s bis 30 s gefiltert und in Profiltrichtung sortiert. Der Datensatz wurde hierbei um einige Spuren der Station MIDW (Midway, siehe Stationskarte, Abbildung 4.5) erweitert.

Die Darstellungen oben und unten sind identisch bis auf die Beschriftungen, welche die identifizierten Strukturen in den ersten 30 s der Sektion markieren. Die als Moho und Krustenphase bezeichneten Konversionen sind in Abschnitt 5.1.1 erläutert, der mit LVZ markierte Bereich wird in Abschnitt 5.1.3 vorgestellt.

drierenden Olivins und Pyroxens im heißen, ursprünglichen Plumematerial zurückgeführt. Möglicherweise handelt es sich um die Quellregion des rezenten Vulkanismus. Für die Hawaii-Inseln wurden jedoch verschiedene Quelltiefen des Magmas, oft anhand geochemischer und mineralogischer Gesichtspunkte, postuliert.

Die  $\text{SiO}_2$ -Menge der meisten Hawaii-Tholeiite deuten auf eine Entstehung der Schmelze oberhalb der Asthenosphäre hin. Für den Vulkan Koolau auf Oahu wäre z.B. eine Schmelztiefe von 35 - 45 km anzunehmen (Hauri, 1996). Für Big Island gibt es unterschiedliche Annahmen: Aus geochemischen Analysen wird eine Tiefe von  $\approx 85$  km abgeleitet (Watson und McKenzie, 1991), während in früheren Studien anhand vulkanischen Tremors auf Schmelztiefen von etwa 60 km geschlossen wurde. Ausgelöst wird der Tremor demnach durch das in einem Röhrensystem aufsteigende Magma (Ellsworth und Koyanagi, 1977). Eine Studie lokaler Erdbeben lieferte allerdings keinerlei Hinweise auf einen lithosphärischen Magmenkanal (Wolfe *et al.*, 2003).

Die Entdeckung der Niedriggeschwindigkeitszone (Li *et al.*, 2000b) basiert auf einer kleinen Datenmenge an einem einzelnen *Array*, welche eine genaue Bestimmung ihrer Ausdehnung nicht zuließ. Mit dem temporären Netzwerk des Hawaii-Plume-Projekts ist nunmehr in der Tiefe von 140 km unter dem Inselgebiet eine sehr gute Überdeckung erreicht. Schon *Abbildung 5.9* bestätigt die Existenz einer lokalen Geschwindigkeitsanomalie. Eine nähere Betrachtung des Datenmaterials für die Hauptinsel soll weiteren Aufschluss geben, über welchen Bereich sich die LVZ erstreckt.

Dazu wurde der Datensatz zunächst in Spuren mit bzw. ohne eine signifikante negative Phase bei ca. 14 s aufgeteilt. *Abbildung 5.10* zeigt zunächst den Teildatensatz ohne diese Phase. Hier dominiert klar die Konvertierte der Lithosphären-Asthenosphären-Grenze, welche grob in einem Zeitbereich zwischen 8 s und 10 s nach dem P-Einsatz zu beobachten ist. Die gestrichelte Linie markiert die durchschnittliche Ankunftszeit von 9 s, die im *Abschnitt 5.1.2* für den südöstlichen Teilbereich des Inselprofils bestimmt wurde. Dort, wo 14-s-Phase nicht erscheint, zeigt sich die LAB also kontinuierlich und ungestört.

Der zweite Teildatensatz, der alle die Spuren umfasst, welche ein negatives Signal bei etwa 14 s aufweisen, ist in *Abbildung 5.11* dargestellt. Diese späte Phase ist hier stärker ausgeprägt als die Konvertierte von der Gutenberg-Diskontinuität, wobei ihre Ankunftszeit nicht konstant ist, sondern im nördlichen Teil (rechts) verzögert ist. Jedoch verliert das Signal hier an Kohärenz, so dass die Schlussfolgerung einer im Norden tiefer liegenden LVZ mit Vorsicht zu betrachten ist. Die Ankunftszeit der LAB-Konvertierten weicht in dieser Sektion vom vorher gezeigten Teildatensatz ab. Offensichtlich hängt die Laufzeit der  $P_{GS}$ -Phase vom Auftreten der Niedriggeschwindigkeitszone ab, bzw. wird durch diese beeinflusst.

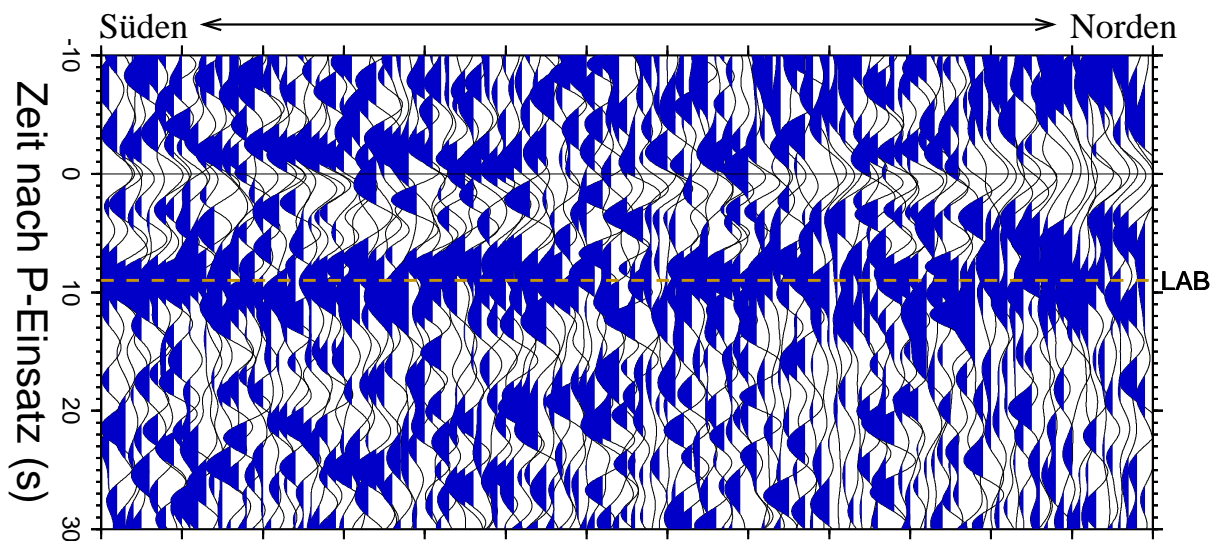
Eine Trennung des Datensatzes nach Auftreten oder Nichtauftreten einer zusätzlichen Kon-



vertierten ist somit möglich. Über die Durchstoßpunkte der untersuchten Einzelspuren soll nun die geographische Lage der vermuteten Niedriggeschwindigkeitszone bestimmt werden. In *Abbildung 5.12* ist die Verteilung der Durchstoßpunkte gezeigt. Kleine Symbole geben die unbeeinflusste Sektion wieder, große Symbole hingegen weisen auf eine LVZ hin. Die farbliche Unterscheidung ermöglicht zudem eine Zuordnung zur aufzeichnenden Station, so dass auch der Azimut des jeweiligen Ereignisses nachvollziehbar ist.

Eine Häufung der LVZ-Phase tritt deutlich im zentralen bis südwestlichen Teil von Big Island auf, welcher in der Abbildung durch die gestrichelte Linie eingefasst ist. Dieses Gebiet wird als Kernbereich der Niedriggeschwindigkeitszone vorgeschlagen, eine klare Abgrenzung des beeinflussten Gebietes anhand der beiden Teildatensätze ist jedoch nicht möglich. So treten z.B. südlich der Station POHA etliche Durchstoßpunkte unbeeinflusster Spuren auf, während sporadisch auch außerhalb des Kernbereiches Spuren mit der zusätzlichen Phase auftreten.

Eine mögliche Ursache der Ungenauigkeit liegt in der manuellen Unterteilung der Daten, die in uneindeutigen Einzelfällen fehlerhaft sein kann, wie auch die *Abbildungen 5.10* und *5.11* zeigen. Darüber hinaus muss das horizontale Auflösungsvermögen in dieser Tiefe bedacht werden. Die erste Fresnelzone hat hier nach Gleichung (2.5) eine Ausdehnung von  $\approx 50$  km



*Abbildung 5.10: Sektion von Einzelspuren aufgezeichnet auf Big Island. Die Daten wurden mit einem Bandpass von 5 s bis 30 s gefiltert und anhand ihrer Durchstoßpunkte für 140 km Tiefe nach geographischer Breite sortiert. Die hier gezeigte Auswahl von Spuren weist neben der Gutenberg-Konvertierten keine signifikante negative Phase auf. Die Ankunftszeit der konvertierten Phase von der LAB schwankt um durchschnittliche 9 s.*

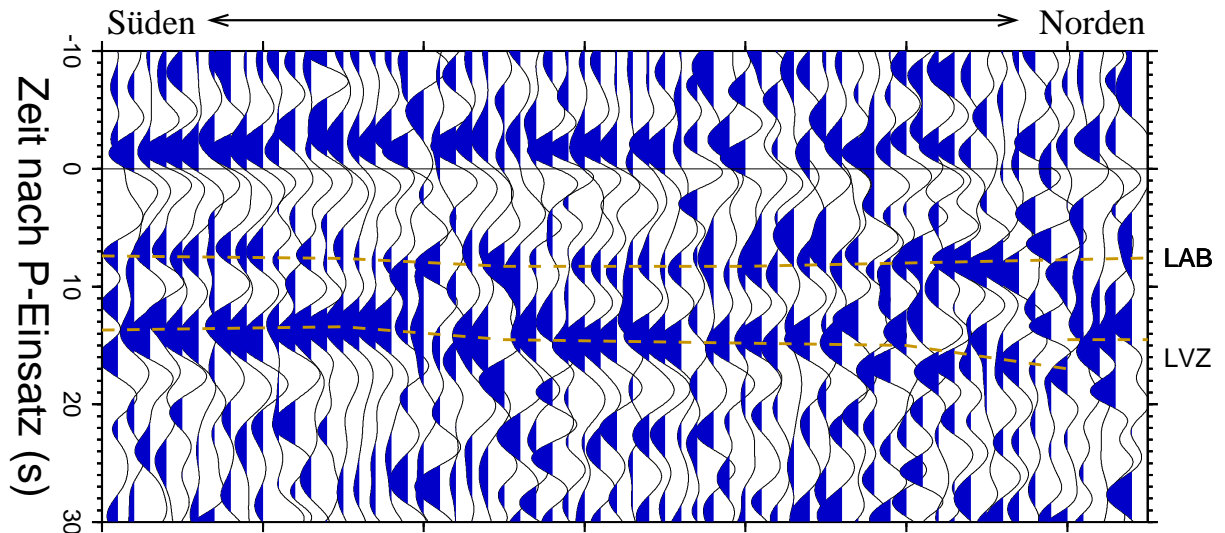


Abbildung 5.11: Sektion wie in Abbildung 5.10. In diesen Spuren tritt eine dominante Phase bei rund 14 s auf, die als LVZ interpretiert wird. Die Konvertierte von der Gutenberg-Diskontinuität tritt 1 s - 2 s früher auf und ist gleichzeitig schwächer als in Abbildung 5.10.

für eine Einzelspur. Durch die große Zahl der überlappenden Beobachtungen ist die effektive Auflösung allerdings deutlich besser.

Schließlich ist auch die räumliche Struktur des von der partiellen Schmelze betroffenen Gebietes unklar, so dass die Bedingungen für eine detektierbare Konversion nicht zwangsläufig überall gegeben ist. Festzuhalten ist in jedem Fall, dass ein gehäuftes Auftreten zusätzlicher konvertierter Phasen im markierten Bereich beobachtet wird.

#### 5.1.4 Lehmann-Diskontinuität und Mantelübergangszone

In zunehmender Tiefe sind vier weitere Diskontinuitäten des oberen Mantels bekannt, zum einen die Lehmann-Diskontinuität in etwa 210 km Tiefe, zum anderen die Übergänge des Olivin-Systems in rund 410 km, 520 km und 660 km, welche zusammen die Mantelübergangszone (MTZ) bilden. Die Lehmann-Diskontinuität wurde bisher in ozeanischen Gebieten kaum nachgewiesen. In einem Korridor Tonga-Hawaii wurde sie als Grenzschicht bezüglich Anisotropie in etwa 165 km interpretiert (Gaherty *et al.*, 1996).

Direkte Hinweise auf die Lehmann-Diskontinuität liefert eine Studie von PP-Reflexionen. Die hierbei festgestellten starken Tiefenvariationen werden als Ursache für die schwierige Detektierbarkeit der Lehmann-Diskontinuität insbesondere bei Untersuchungen von langperiodischen Daten angesehen (Rost und Weber, 2001).

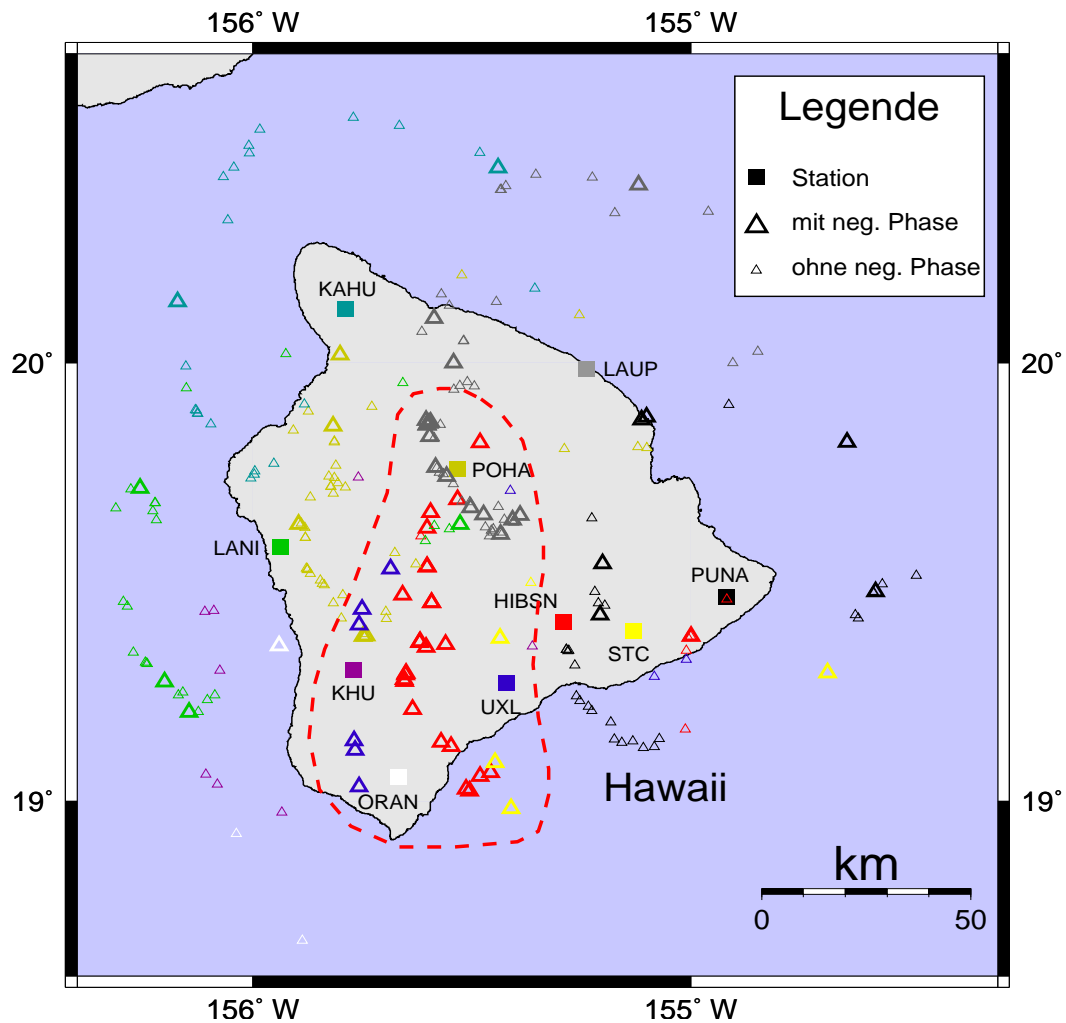


Abbildung 5.12: Durchstoßpunkte unter Big Island berechnet für eine Tiefe von 140 km. Anhand der Symbole kann unterschieden werden, ob in der jeweiligen Spur eine negative Phase bei ca. 14 s auftritt oder nicht. Im zentralen bis südwestlichen Teil der Insel häufen sich Spuren, die diese mit der LVZ erklärten Phase zeigen. Der Bereich innerhalb der gestrichelten Linie deutet die ungefähre Lage der LVZ an.

Deutlich ausgesprägt sind meist die global beobachteten Diskontinuitäten in 410 km und 660 km Tiefe. Ob ein globales Auftreten als scharfe Schichtgrenze auch auf die Diskontinuitäten in 210 km und 520 km zutrifft, wird nach wie vor kontrovers diskutiert (vgl. *Abschnitte 3.2.3* und *3.2.4*). Nach bisherigen Studien zeigt die Mantelübergangszone im Messgebiet einige Abweichungen vom Standard-Erdmodell. Das Geschwindigkeitsmodell PA5 (Gaherty *et al.*, 1996) fasst frühere Ergebnisse in dem bereits erwähnten Korridor Tonga-Hawaii zusammen.

Die Diskontinuitäten der Übergangszone liegen danach in 415 km, 507 km bzw. 651 km Tiefe und führen auf eine um 14 km verdünnte MTZ verglichen mit *IASP91*.

(Li *et al.*, 2000b) haben südwestlich von Big Island in einer Untersuchung von RF eine Aufwölbung der 660-km-Diskontinuität um 40-50 km relativ zu *IASP91* postuliert, mit Daten von nur zwei Stationen ist die Überdeckung jedoch sehr schwach. Eine weitere *Receiver Function* Studie (Collins *et al.*, 2002) führt auf eine Ausdünnung der MTZ um ca. 30 km relativ zum Modell PA5 und bestätigt somit dieses Ergebnis. Allerdings wird in dieser Studie eine Ausdünnung der MTZ über etwa 700 km entlang der Südflanke der Hawaiischwelle abgeleitet, auch hier aber ist das Ergebnis nur schwach mit Daten belegt.

Mit dem Datensatz aus dem Hawaii-Projekt ist nun eine weitaus bessere Überdeckung erreicht. Eine Übersicht über die in den Daten auftretenden Phasen des oberen Mantels bietet *Abbildung 5.13*. Diese zeigt eine Sektion von Einzelspuren entlang des Inselprofils sowie die zugehörige Summenspur mit den markierten Ankunftszeiten nach *IASP91*. Die Abbildung unterstreicht die Notwendigkeit der Summation: Selbst die allgemein recht ausgeprägten Konvertierten aus 410 km und 660 km Tiefe sind in der Sektion nur schwer erkennbar und können in den Einzelspuren vielfach gar nicht identifiziert werden. In der Summenspur treten beide jedoch deutlich hervor, wobei das Signal allerdings durch die veränderlichen Ankunftszeiten verschmiert wird.

Laut *Tabelle 5.1* liegt die theoretische Ankunftszeit der  $P_{210s}$  nach *IASP91* bei etwa 22,9 s. Annähernd zur gleichen Zeit tritt jedoch eine multiple Phase der Lithosphären-Asthenosphären-Grenze auf, wie bereits aus der Inversion in *Abbildung 5.1* bekannt ist. Eine Beobachtbarkeit der Lehmann-Diskontinuität in den *Receiver Functions* ist damit unwahrscheinlich. Die stärksten Phasen in *Abbildung 5.13* sind den schon beschriebenen Konversionen an der Moho bzw. innerhalb der Kruste, sowie der LAB zuzuordnen. Diese starken Konversionen führen zu einer Reihe von Reverberationen, welche in den Daten den frühen Zeitbereich bis etwa 40 s bestimmen und weitere Phasen, soweit vorhanden, überdecken. Die Abbildung bestätigt das Zusammenfallen der negativen LAB-Multiplen um ca. 24 s mit der theoretischen Ankunftszeit der Lehmann-Konvertierten. Diese kann daher nicht identifiziert werden.

Wie erwähnt, sind die an den Diskontinuitäten der Mantelübergangszone konvertierten Phasen in der Sektion zwar erkennbar, weisen jedoch in den Einzelspuren stark variierende Ankunftszeiten auf, so dass ihre eindeutige Identifizierung oftmals schwierig ist. Zur Verdeutlichung ist der Zeitbereich, der die konvertierten Phasen der MTZ enthält, in *Abbildung 5.14* gesondert dargestellt. Die Auflösung wurde im Vergleich zu *Abbildung 5.13* durch die Anwendung eines kürzerperiodischen Filters erhöht.

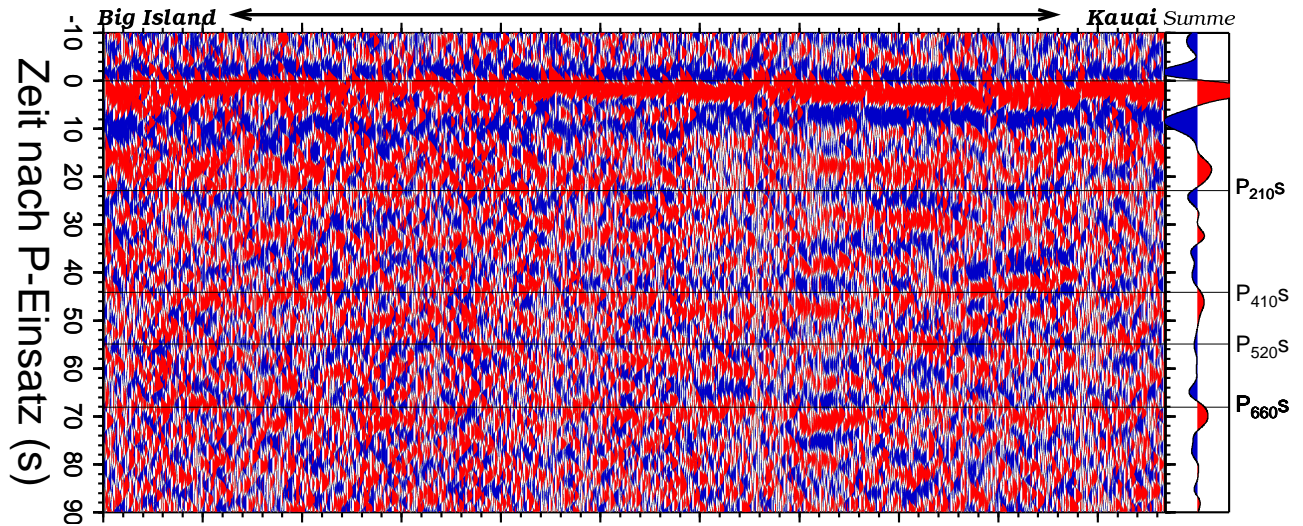


Abbildung 5.13: Sektion von Einzelspuren anhand ihrer Durchstoßpunkte für 410 km Tiefe entlang des Inselprofils sortiert mit der zugehörigen Summenspur (rechts). Die Daten wurden mit einem Bandpass von 5 s bis 30 s gefiltert und auf direkte Konvertierte korrigiert, die schwarzen Linien markieren die theoretischen Ankunftszeiten der Mantelphasen nach IASP91. Die Verteilung der Durchstoßpunkte ist aus Abbildung 5.17 (oben) zu ersehen.

Am stärksten ist in beiden Abbildungen die  $P_{660s}$  ausgeprägt, während die  $P_{410s}$  in den höheren Frequenzen weniger deutlich zu erkennen ist. Die in den Abbildungen jeweils rechts dargestellte Summenspur liefert hierfür eine Erklärung: Während die  $P_{410s}$  im längerperiodischen Frequenzbereich (Abbildung 5.13) in der Summe zu einem sehr breiten Signal verschmiert, summiert sich ihr Signal bei höheren Frequenzen zu mehreren unterscheidbaren Maxima. Etwas weniger ausgeprägt ist dieser Effekt bei der  $P_{660s}$ , deren Summe ebenfalls verschmiert erscheint und bei höheren Frequenzen (Abbildung 5.14) andeutungsweise zwei, allerdings kaum getrennte, Maxima erkennen lässt.

In beiden Abbildungen ist zudem ein Signal zwischen den beiden Hauptdiskontinuitäten der MTZ sichtbar. Stellenweise fällt dieses mit der theoretischen Laufzeit der  $P_{520s}$  zusammen, insgesamt aber ist das Signal vor dem Hintergrundrauschen kaum auszumachen und die Ankunftszeit schwankt sehr stark. Während die  $P_{520s}$  in Abbildung 5.13 in der Summe gar nicht auftritt, zeigt sich in den kürzeren Perioden (Abbildung 5.14) ein schwaches verfrühtes Maximum, das möglicherweise der  $P_{520s}$  entspricht.

Der Grund für die schwankenden Ankunftszeiten der drei Phasen und für die dadurch hervorgerufene Aufspaltung der Maxima in den Summenspuren liegt möglicherweise in veränderlichen Tiefenlagen beider Diskontinuitäten oder aber in lokalen Abweichungen der seismischen Geschwindigkeiten oberhalb der MTZ von den regionalen Durchschnittswerten im Messge-

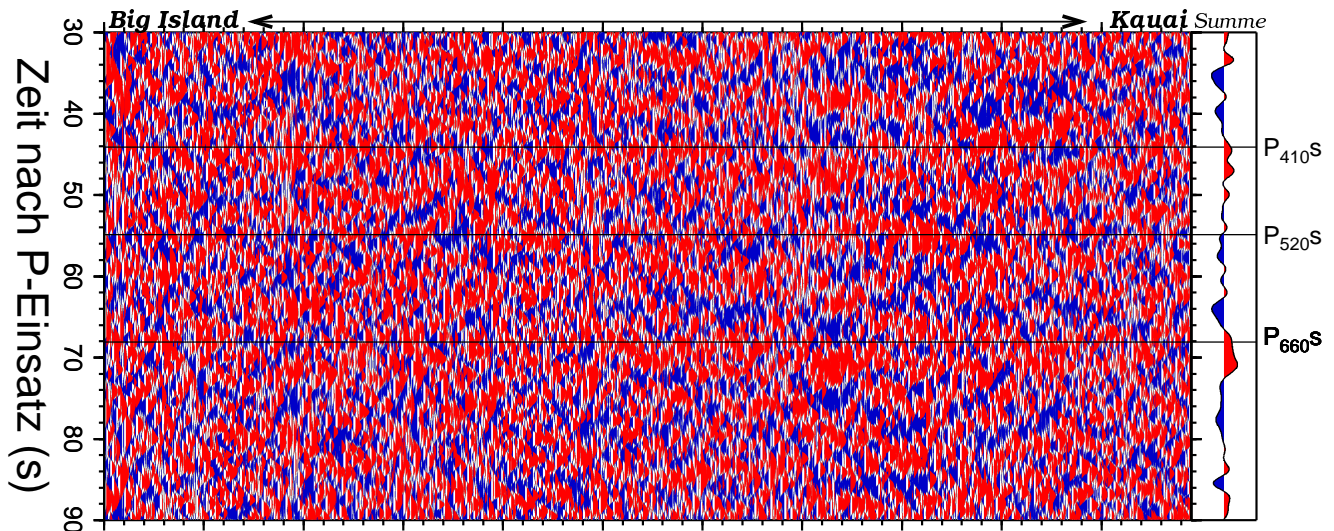


Abbildung 5.14: Sektion von Einzelspuren mit zugehöriger Summenspur (rechts) sortiert wie in Abbildung 5.13. Die Darstellung beschränkt sich auf das Zeitintervall von 30 s bis 90 s, in welchem die Konvertierten aus der MTZ zu erwarten sind. Zur Erhöhung der Auflösung wurde ein Bandpassfilter von 2 s - 30 s angewandt. Die eingefügten Linien entsprechen wiederum den theoretischen IASP91-Konversionszeiten.

biet. Beide Effekte könnten durch den postulierten heißen Plume verursacht werden, da sich Temperaturänderungen zum einen auf die Tiefen der Mineralübergänge, welche für die Diskontinuitäten ursächlich sind, und zum anderen auch auf die seismischen Geschwindigkeiten - insbesondere der S-Wellen - auswirken.

Bereits aus den Summenspuren des Gesamtdatensatzes wird deutlich, dass die Mantelphasen aus 410 km bzw. 660 km Tiefe im Messgebietes eine durchschnittliche Verzögerung um etwa 2 s relativ zu *IASP91* erfahren, wobei die Differenz der Konversionszeiten zunächst keine Hinweise auf eine Ausdünnung der Mantelübergangszone zeigt. Dies ist vor allem in der längerperiodischen Darstellung (*Abbildung 5.13*) zu sehen.

Um Rückschlüsse auf die genaue Position des Plumes zu ziehen, ist es sinnvoll, kleinräumige Veränderungen der Ankunftszeiten der Mantelphasen zu kartieren. Zu diesem Zweck soll eine Summationstechnik angewandt werden, die das Signal gegenüber dem Hintergrundrauschen verstärkt. Die Kartierung wird für die Diskontinuitäten in 410 km und 660 km durchgeführt. Auf Grund der sehr starken Zeitvariationen und der gleichzeitig eher schwachen Amplituden der  $P_{520S}$  wird auf eine Kartierung dieser Phase verzichtet.

Für die Summation werden zunächst die Koordinaten der Durchstoßpunkte aller Spuren in der entsprechenden Tiefe berechnet. Dann wird das Messgebiet in Intervalle von  $0,7^\circ$

mal  $0,7^\circ$  aufgeteilt, wobei sich die Intervalle um  $0,2^\circ$  überlappen (*sliding window* Technik). Anschließend werden für beide Tiefen separat jeweils alle diejenigen Spuren aufsummiert, deren Durchstoßpunkte innerhalb eines definierten Summationsintervalles liegen.

Durch die Überlappung können einzelne Spuren zu mehreren Intervallen beitragen, wodurch die effektive Anzahl der Spuren bei der Summation erhöht wird. Diese Methode stellt einen räumlichen Filter dar, der zu einer Angleichung der Ergebnisse in benachbarten Bereichen, also zu einer Glättung führt. Die Ankunftszeiten der jeweiligen Phase werden schließlich automatisch anhand der maximalen Amplitudenwerte innerhalb eines definierten Zeitfensters (43 s - 49 s für die  $P_{410s}$  bzw. 67 s - 73 s für die  $P_{660s}$ ) ermittelt.

Die Ergebnisse dieser Summationstechnik sind in den *Abbildungen 5.15* und *5.16* gezeigt. Die schwarzen Kästchen markieren den jeweiligen Summationsbereich. Die zu Grunde liegenden Durchstoßpunkte sind durch Kreuze markiert, zur besseren Übersicht jedoch auch noch einmal gesondert in *Abbildung 5.17* dargestellt. Die ermittelten Ergebnisse sind wegen der Überlappung der Intervalle nur im zentralen Bereich jedes Kästchens angezeigt. Kästchen mit weniger als fünf Spuren wurden dabei nicht berücksichtigt.

Die farbliche Darstellung gibt die Ankunftszeiten in drei Intervallen wieder: Ockergelb entspricht den für das gesamte Messgebiet festgestellten durchschnittlichen Ankunftszeiten, welche demnach für beide Phasen 2 s hinter dem globalen Mittel nach *IASP91* liegen. Rot weist auf Verzögerungen der  $P_{410s}$  bzw. auf verfrühte Einsätze der  $P_{660s}$  hin, was bezogen auf die gegensätzlichen Vorzeichen der *Clapeyron-Steigungen* beider Diskontinuitäten jeweils auf einen Temperaturanstieg hindeutet. In den blauen Gebieten verhält es sich entsprechend umgekehrt.

Wie vorab schon gezeigt, hat die Wahl des Filters Einfluss auf die Form der Summenspur. Die Summation wurde deshalb zum Vergleich in jeweils zwei Frequenzbereichen durchgeführt: Die *Abbildungen 5.15* und *5.16* zeigen jeweils im oberen Teil die Ergebnisse nach Anwendung eines Bandpasses von 10 s - 30 s, sowie im unteren Teil entsprechend für einen Filter von 2 s - 30 s, welcher zwar eine höhere Auflösung erlaubt, gleichzeitig jedoch auch einen höheren Rauschanteil zulässt.

*Abbildung 5.15* zeigt zunächst die Ankunftszeiten der Konvertierten aus 410 km Tiefe. Beide Teilabbildungen zeigen stellenweise stark schwankende Ankunftszeiten, u.a. bedingt durch den Rauschpegel, der durch die relativ geringe Zahl summierter Spuren nur ungenügend unterdrückt werden kann. Beim Vergleich der Darstellungen beider Frequenzbereiche werden ebenfalls Abweichungen in den Resultaten deutlich.

Zwei Gebiete weisen jedoch ein annähernd stabiles Ergebnis in beiden Frequenzbereichen auf: Im Gebiet zwischen Maui und Big Island und westlich davon zeigt sich in beiden Darstellun-

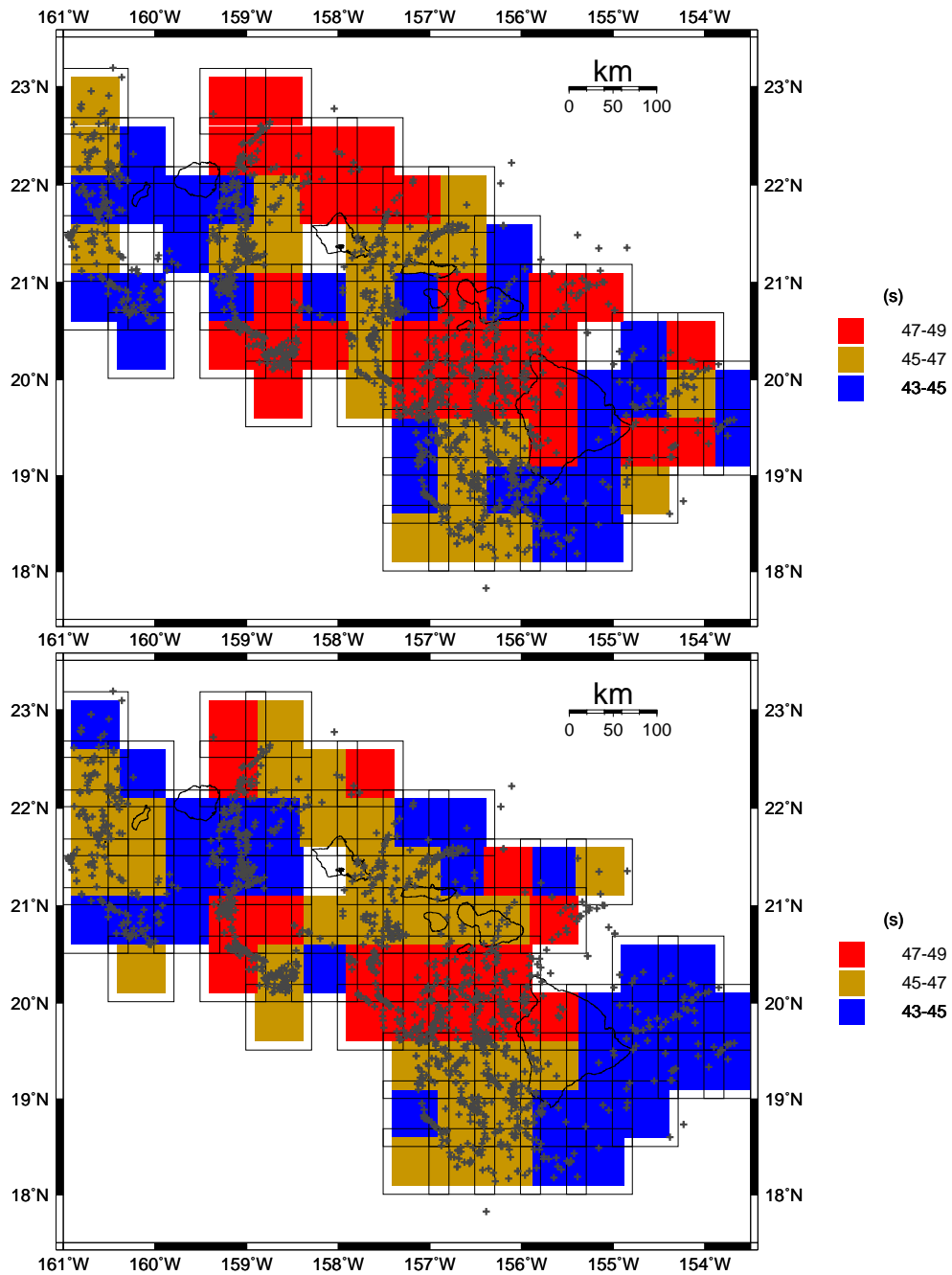


Abbildung 5.15: Laufzeitvariationen der  $P_{410}$ s-Konvertierten im Messgebiet. Die Einzelspuren wurden anhand der Lage ihrer Durchstoßpunkte in dieser Tiefe in Kästchen von  $0,7^\circ$  mal  $0,7^\circ$  aufsummiert, wobei die Summationsintervalle um jeweils  $0,2^\circ$  überlappen. Kästchen, in denen weniger als fünf Einzelspuren zur Summation beitrugen wurden nicht ausgewertet. Die Durchstoßpunkte sind mit Kreuzen markiert, die schwarzen Kästchen geben die Summationsintervalle wieder.

Im oberen Bild wurde vor der Summation ein Bandpass von 10 s - 30 s angewandt, im unteren von 2 s - 30 s. Verzögerte Ankunftszeiten der  $P_{410}$ s sind in rot, frühere hingegen in blau dargestellt. Rote Kästchen markieren somit relativ heiße Gebiete. Beide Darstellungen zeigen starke Zeitvariationen auf und liefern stellenweise unterschiedliche Ergebnisse.



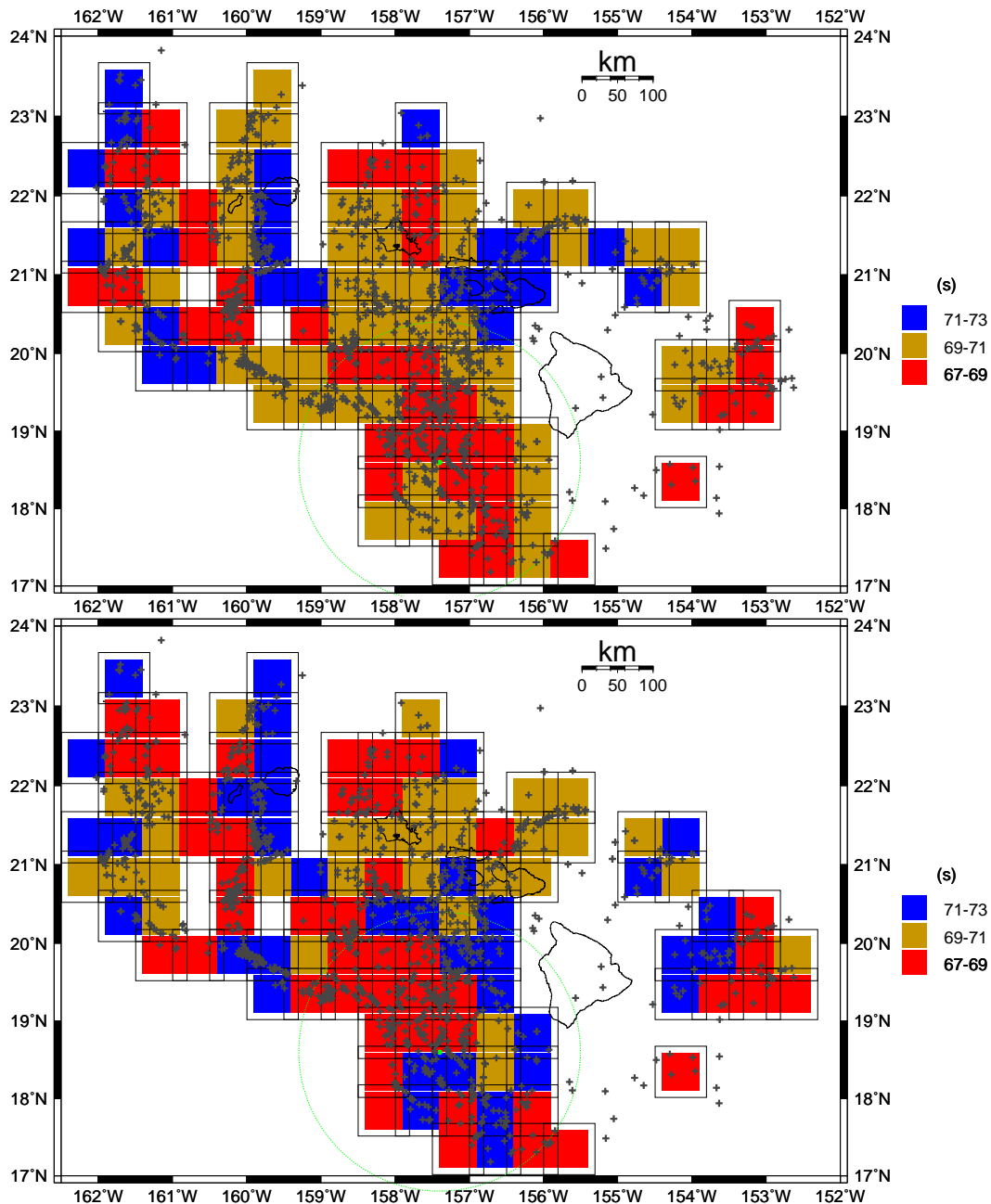


Abbildung 5.16: Laufzeitvariationen der  $P_{660s}$ -Konvertierten im Messgebiet. Die Filterung und die Summation wurde wie in Abbildung 5.15 beschrieben durchgeführt, dabei ist der langperiodische Datensatz wiederum oben dargestellt. Der grün umkreiste Bereich markiert die hypothetische Position des Plumes nach Li et al. (2000b). Rote Kästchen markieren wiederum heiße Gebiete, hier also frühere Ankunftszeiten der  $P_{660s}$ , blaue Kästchen hingegen verzögerte Zeiten relativ zum Durchschnittswert.

Die Wahl des Filters verändert auch hier deutlich das Ergebnis. Insgesamt schwanken die Werte auch hier recht stark. Auffällig ist dennoch eine Häufung sehr früher Ankunftszeiten (rot) im Bereich der Kreismarkierung, welche auf eine erhöhte Temperatur und damit möglicherweise auf den Plume hindeutet.

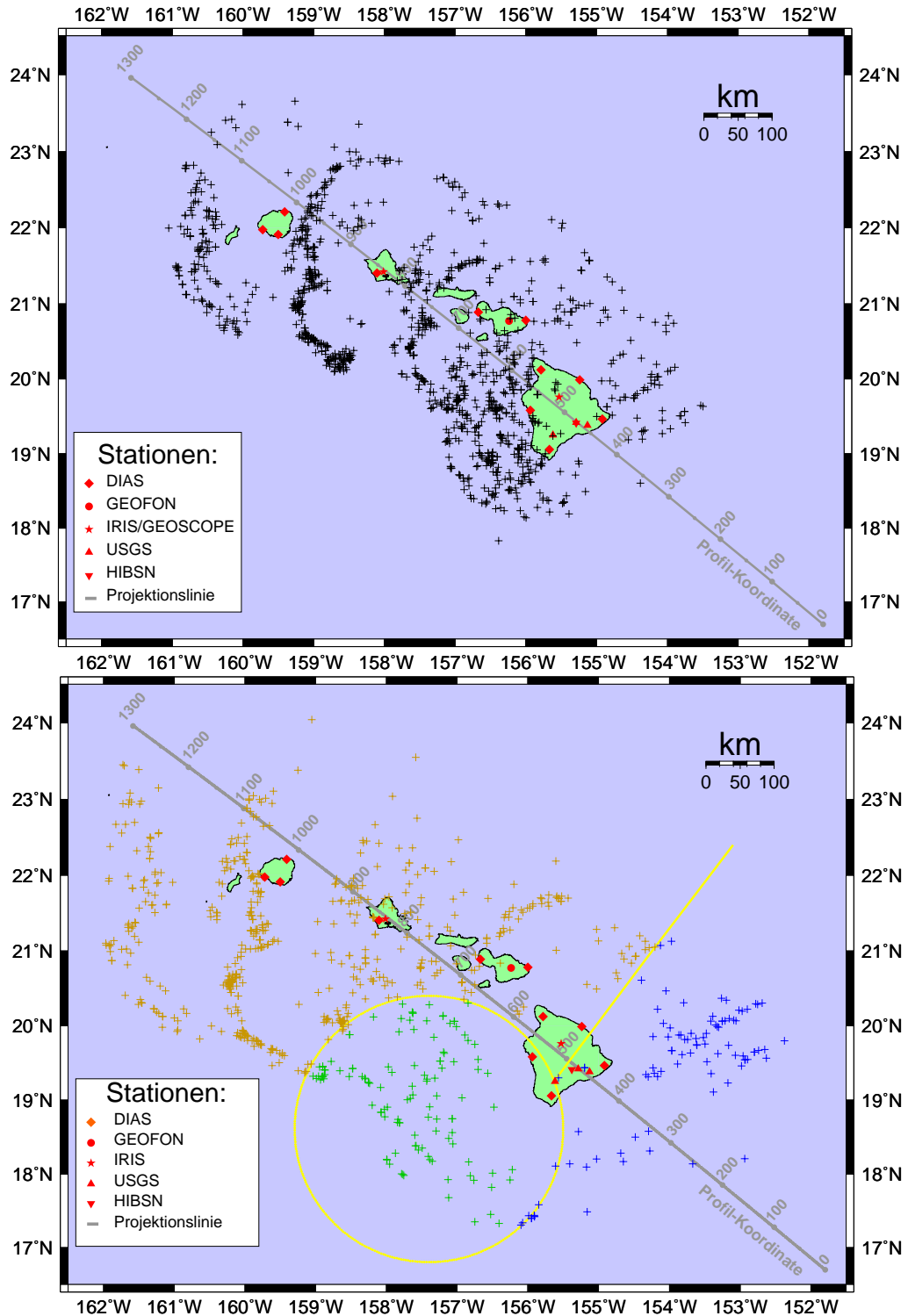


Abbildung 5.17: Verteilung der Durchstoßpunkte berechnet für die Diskontinuitäten in 410 km (oben) und 660 km Tiefe (unten). Die farbliche Unterscheidung im unteren Bild zeigt die Einteilung der Daten für die weitere Untersuchung in drei verschiedene Regionen anhand der Durchstoßpunkte in 660 km. Grün markiert die postulierte Plumezone, blau den vom Plume noch unbeeinflussten Bereich des Mantels und ocker das Gebiet, das wegen der allgemeinen Laufzeitverzögerungen auf einen langsamen oberen Mantel hindeutet.

gen eine zusammenhängende Zone verzögerter Ankunftszeiten relativ zum Durchschnitt (rot), die auf eine Temperaturerhöhung hindeuten. Zum anderen zeichnet sich im südöstlichen Teil des Messgebietes ein Bereich mit recht frühen Ankunftszeiten relativ zum Durchschnitt ab (blau), der besonders deutlich in den kurzperiodischen Daten hervortritt. Die ermittelten Zeiten entsprechen hier etwa den theoretischen Werten nach *IASP91*.

Die Ankunftszeiten der Konvertierten aus 660 km Tiefe sind in *Abbildung 5.16* dargestellt. Im oberen Teil ist wiederum der langperiodisch gefilterte, darunter der kurzperiodische Datensatz gezeigt. Wie schon bei der  $P_{410S}$  streuen die Ergebnisse auch hier stellenweise sehr stark. Die kürzerperiodischen Daten zeigen sich dabei wesentlich unruhiger.

Die von (Li *et al.*, 2000b) angenommene Aufwölbung der 660-km Diskontinuität ist in der Abbildung mit dem grünen Kreis markiert. Tatsächlich häufen sich hier frühe Ankunftszeiten der  $P_{660S}$  (rot), was eine Aufwölbung der Diskontinuität an dieser Stelle bestätigen könnte. Deutlich ist dies vor allem in der oberen Teilabbildung zu erkennen, jedoch ist eine Anhäufung früher Zeiten auch bei kürzeren Perioden belegt.

Eine detaillierte Darstellung der Zeitvariationen der Manteldiskontinuitäten kann die Summationstechnik offenbar nicht leisten. Zum einen kann das Hintergrundrauschen durch die recht geringe Spurzahl pro Summationsintervall nicht effizient genug reduziert werden, zum anderen ist die Auflösung der einzelnen RF in dieser Tiefe bereits deutlich eingeschränkt. Die ersten Fresnelzonen für 410 km und 660 km erreichen nach Gleichung (2.5) bereits für einen Bandpass von 2 s - 30 s Ausdehnungen von etwa 65 km bzw. 89 km, im langperiodischen Fall sogar 146 km bzw. 200 km. Kleinräumige Topographie der Diskontinuitäten ist daher nicht auflösbar, auch wenn das Auflösungsvermögen durch Anzahl der summierten Spuren effektiv größer ist.

Dennoch konnten einige Bereiche ausgemacht werden, die scheinbar großräumigere Effekte aufweisen. Aufgrund der Beobachtungen erscheint für die weitere Untersuchung die Einteilung des Datensatzes in drei Zonen sinnvoll. Die erste Zone umfasst dabei den Bereich der Aufwölbung der 660-km-Diskontinuität südwestlich von Big Island, also die wahrscheinliche Position des Plumeschlauches in dieser Tiefe. Diese Zone hat einen Radius von 200 km.

Die zweite Zone orientiert sich an dem Bereich, in welchem die  $P_{410S}$ -Phase etwa *IASP91*-Zeit aufweist. Sie umfasst den südöstlichen Bereich des Profils etwa bis zur Mitte von Big Island. Dieses Gebiet ist in 660 km Tiefe kaum abgedeckt, zeigt jedoch zumindest im langperiodischen Bereich ebenfalls Tendenzen zu frühen Zeiten relativ zum Durchschnitt des Messgebietes. Die dritte Zone schließlich beinhaltet die restlichen *Receiver Functions* im nordwestlichen, also älteren Teil der Inselkette.

*Tabelle 5.4: Durchschnittswerte der Differenzzeiten  $P_{660s}-P_{410s}$  für die drei verschiedenen Zonen im Vergleich zu IASP91.*

Zone	$t_{410}$	$t_{660}$	$t_{diff}$
IASP91	44,10 s	68,12 s	24,02 s
Plume	46,60 s	68,68 s	22,08 s
SO	44,53 s	68,05 s	23,52 s
NW	46,91 s	70,70 s	23,79 s

Die Einteilung der Spuren erfolgt anhand der geographischen Lage der Durchstoßpunkte für 660 km Tiefe, da das Hauptaugenmerk auf der hypothetischen Plumezone liegt. Die genaue Lage der drei Zonen ist aus *Abbildung 5.17, unten*, anhand der farbig dargestellten Durchstoßpunkte zu ersehen. Die Plumezone ist grün markiert, die vom Plume vermutlich noch nicht beeinflusste südöstliche Zone ist blau dargestellt, während der ältere nordwestliche Inselfbereich in gelb angezeigt ist.

Da die Diskontinuitäten in 410 km und 660 km Tiefe auf Temperatureinflüsse gegensätzlich reagieren, kann die Dicke der Übergangszone Aufschluss auf lokale Temperaturänderungen geben. Für die drei Zonen werden deshalb die Differenzzeiten  $P_{660s}-P_{410s}$  ( $t_{diff}$ ) ermittelt und über der Ankunftszeit der  $P_{410s}$  aufgetragen. Die Ankunftszeiten werden jeweils aus der Summenspur des jeweilig kompletten Datensatzes der Zone abgeleitet. Dieser Vorgang wird für verschiedene Filterbereiche wiederholt, um gleichzeitig den Einfluss des Passbandes auf das Ergebnis zu kontrollieren.

Die Ergebnisse sind in *Abbildung 5.18* dargestellt. Der theoretische Wert nach *IASP91* ist zum Vergleich ebenfalls markiert. Die Zonen können an den Symbolen unterschieden werden. Deren Farbe entspricht der selben Einteilung wie bei den Durchstoßpunkten in *Abbildung 5.17*. Die neben den Symbolen stehenden Zahlenwerte geben den jeweiligen Bandpassfilter an, der vor der Summation angewandt wurde. Trotz einer gewissen Schwankungsbreite zeigen die drei Zonen grundsätzlich unterschiedliche Ergebnisse. Die Kreuze markieren die jeweiligen Durchschnittswerte, die auch in *Tabelle 5.4* zusammengefasst sind.

Für die Daten der Plumezone (grün) wirkt sich die Wahl des Filters besonders aus: Die kurzperiodischen Bandpässe bis 4 s liefern Resultate mit geringer Schwankungsbreite, während längerperiodische Filter systematische Abweichungen ergeben. Offenbar werden hier zwei verschiedene Phasen die Anwendung langperiodischer Filter zu einem Maximum verschmiert, das auf der Zeitachse zu einem mittleren Wert verschoben wird. Der Durchschnitt wurde deshalb in dieser Zone nur aus den kurzperiodisch gefilterten Daten ermittelt.

Die Mittelwerte der drei Gebiete ergeben folgendes Bild: Sowohl im südöstlichen wie auch im nordwestlichen Bereich weicht die Differenzzeit ( $t_{diff}$ ) nur geringfügig vom *IASP91*-Wert ab (SO: 0,50 s; NW: 0,23 s), so dass hier keine wesentliche Beeinflussung der MTZ festzustellen ist. In der vermuteten Plumezone jedoch nimmt  $t_{diff}$  um rund 2 s ab und zeigt damit

eine um etwa 20 km verringerte Mächtigkeit der Übergangszone an, was auf eine erhebliche Temperaturerhöhung also auf den Mantelplume hinweist.

Die beiden anderen Zonen weisen keine auffälligen Veränderungen der MTZ auf, unterscheiden sie sich allerdings in den Ankunftszeiten der Mantelkonvetierten. Im Südostteil weichen die gemessenen Ankunftszeiten beider Mantelphasen nur geringfügig vom globalen Mittel

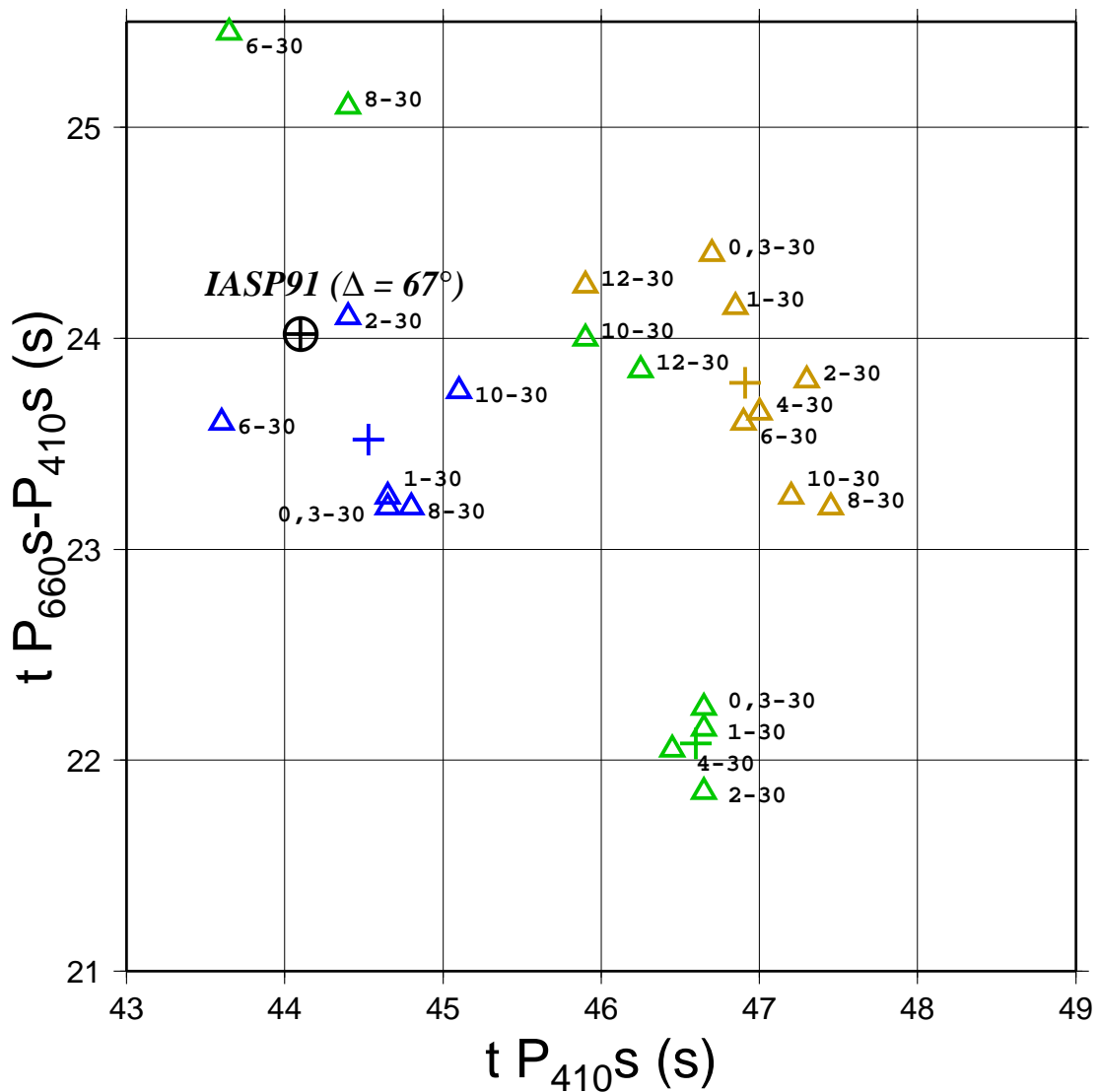


Abbildung 5.18: Diagramm mit Differenzlaufzeiten der Manteldiskontinuitäten dargestellt über den Ankunftszeiten der  $P_{410S}$ -Phase im Vergleich zu IASP91. Die Farben entsprechen der in Abbildung 5.17 zur Einteilung der drei Zonen verwendeten. Die Zeiten wurden jeweils aus den Summenspuren der Zonen ermittelt nach Verwendung verschiedener Filterbereiche. Die Kreuze geben den Durchschnittswert wieder (in der Plumezone nur die Bandpässe bis max. 4 s).

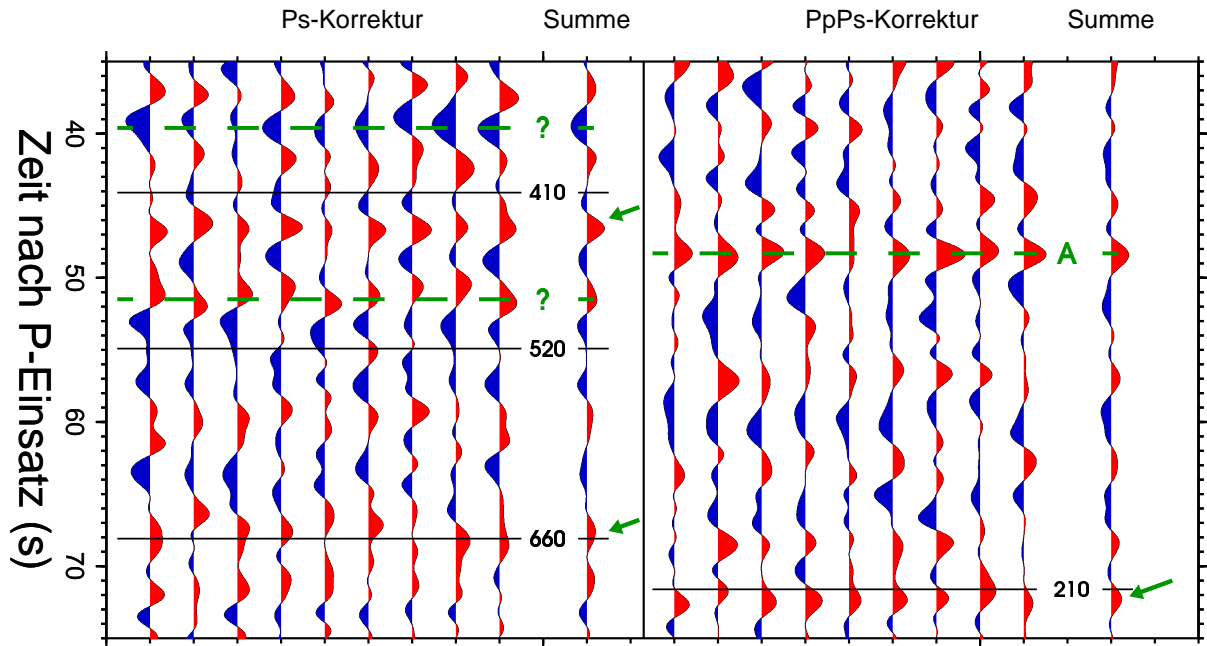


Abbildung 5.19: Bootstrap-Verfahren für die Plumezone. Theoretische Ankunftszeiten nach IASP91 sind in schwarz, die tatsächlichen Phasen aus der MTZ sind mit Pfeilen markiert. Zusätzliche Phasen sind mit gestrichelten Linien gekennzeichnet. Im linken Teil wurden sie Laufzeiten auf direkte Konvertierte korrigiert, im rechten Teil auf die PpPs-Multiple. Der Bereich beinhaltet insgesamt 687 Spuren, die zufällig ausgewählten Teildatensätze umfassen je 300 Spuren.

ab, während sie im nordwestlichen Bereich um rund 2,8 s verzögert sind. Diese gleichgroße Verzögerung beider Phasen lässt erwarten, dass die Ursache dafür im Mantel oberhalb der Übergangszone liegt.

Mit Hilfe der in Abschnitt 2.4 beschriebenen *Bootstrap*-Methode (Efron und Tibshirani, 1986) soll die Stabilität der Ergebnisse für die Mantelphasen in den drei Zonen überprüft werden. Hierzu werden Teilmengen der Spuren des jeweiligen Bereiches gebildet. Die Auswahl erfolgt zufällig, umfasst aber je Zone eine stets gleich bleibende Anzahl von Spuren. Danach werden die Teilmengen separat aufsummiert. Die zeitlichen Schwankungen der Maxima geben Aussage über die Stabilität des Signals und definieren somit einen Fehlerbereich. Zur Kontrolle werden die Laufzeiten der Spuren sowohl auf direkte Konvertierte als auch auf erste Multiple korrigiert.

Gleichzeitig kann mit dieser Methode nach zusätzlich auftretenden Phasen gesucht werden. Hintergrundrauschen oder vereinzelt auftretende Störsignale werden dabei entweder weitgehend eliminiert oder treten nur sporadisch in den Summenspuren auf. Kohärente Phasen dagegen sollten in allen Summationen erkennbar sein. Um auch nah beieinander liegende

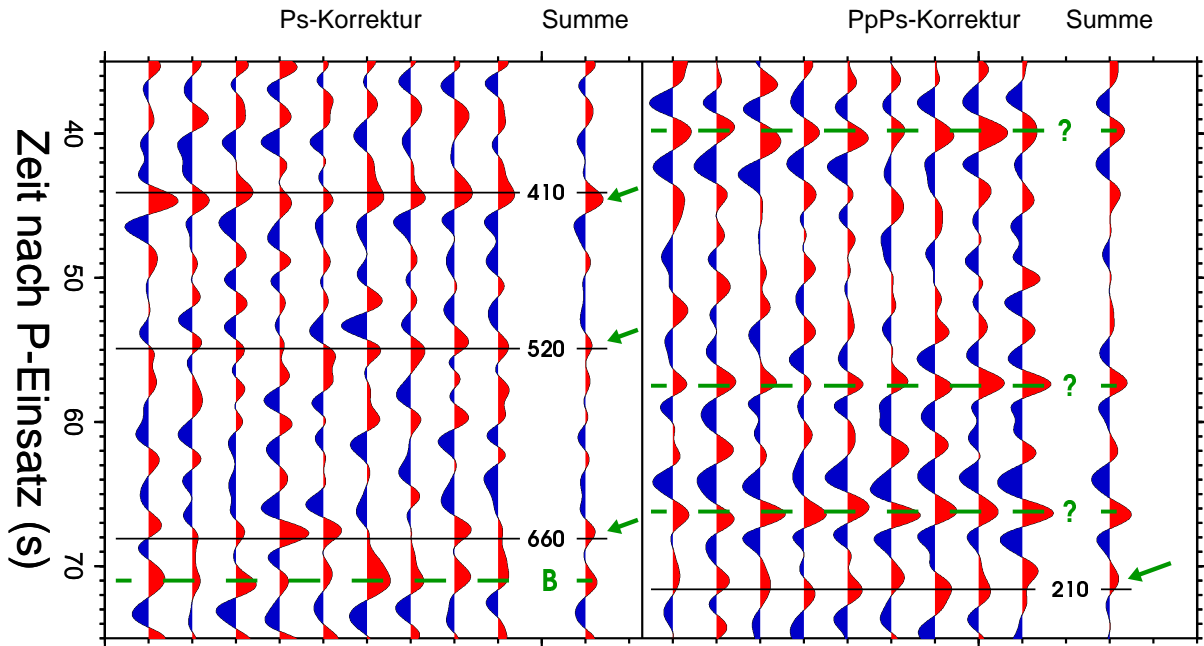


Abbildung 5.20: Bootstrap-Verfahren für die südöstliche Zone. Erläuterungen siehe Abbildung 5.19. Der Bereich umfasst insgesamt 118 Spuren, in den zufällig ausgewählten Teildatensätzen wurden je 60 Spuren summiert.

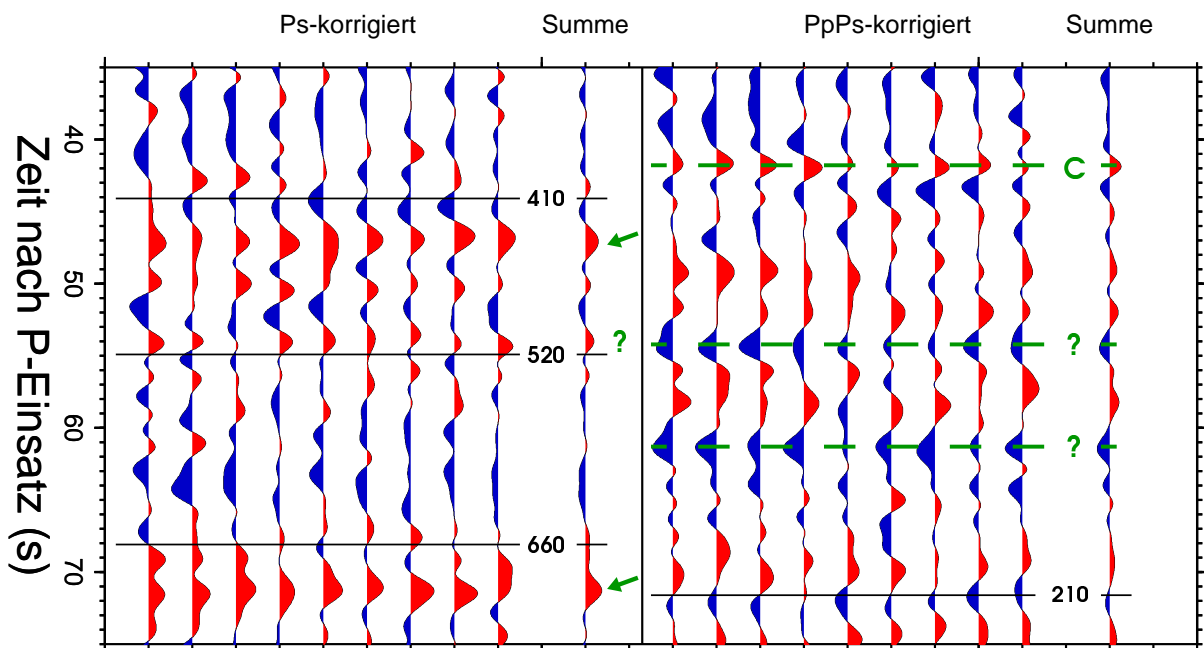


Abbildung 5.21: Bootstrap-Verfahren für die nordwestliche Zone. Erläuterungen siehe Abbildung 5.19. In diesem Bereich befinden sich insgesamt 1118 Spuren, aus denen für die Teildatensätze je 400 Spuren zufällig ausgewählt wurden.

Maxima auflösen zu können, wurde trotz des dadurch zu erwartenden höheren Rauschpegels mit einem Bandpass von 2 s - 30 s gearbeitet. Die Ergebnisse des *Bootstrap*-Verfahrens sind in den *Abbildungen 5.19 bis 5.21* dargestellt.

Die *Abbildung 5.19* zeigt zunächst die vermutete Plumezone. Trotz der recht hohen Zahl von Einzelspuren treten die Konvertierten aus 410 km und 660 km Tiefe nicht so deutlich hervor wie erwartet. Klar zu erkennen ist dennoch die  $P_{410s}$ . Diese erscheint stabil bei  $46,6 \pm 0,4$  s, während die Konvertierte aus 660 km Tiefe mit  $67,4 \pm 1,2$  s großen Schwankungen unterliegt. Trotz der Streuung der Maxima ist die Ausdünnung der MTZ in der *Abbildung* deutlich zu erkennen, eine Konversion in 520 km Tiefe kann allerdings nicht verifiziert werden.

In den Multiplen zeichnet sich eine kohärente Phase ab, deren Ankunftszeit mit  $72,3 \text{ s} \pm 0,4$  s etwa mit der  $PpP_{210s}$  übereinstimmt. Diese Multiple ist der einzige Hinweis auf die Lehmann-Diskontinuität, die ja in den direkten Konvertierten nicht zu sehen ist. Unter Berücksichtigung der Verzögerung, die, wie oben vermutet, durch den oberen Mantel verursacht wird, wäre für die Multiple jedoch ebenfalls eine verzögerte Konversionszeit zu erwarten.

Eine noch stärkere Multiple erscheint bei etwa 48 s (bezeichnet mit A). Nach *Tabelle 5.1* kommt für diese Zeit lediglich die zweite Multiple der Gutenberg-Diskontinuität ( $PpS_{GS}$ ) in ca. 90 km in Frage, unter Berücksichtigung einer zeitlichen Verzögerung nach dem Inversionsmodell der S-Wellengeschwindigkeiten. Da die Laufzeitkurven beider multiplen Phasen annähernd gleich verlaufen (Yuan, 1999), ist diese Erklärung plausibel. Daneben sind weitere kohärente Phasen in den Summenspuren zu erkennen, die mit dem heute gültigen Erdmodell nicht erklärt werden können.

Im südöstlichen Bereich bis etwa zur Mitte Big Islands stehen nur sehr wenige Spuren zur Verfügung. Für das *Bootstrap*-Verfahren werden hier nur je 60 Spuren verwendet, so dass insbesondere hier nur vorsichtige Aussagen getroffen werden können. In *Abbildung 5.20* sind die bekannten Mantelkonvertierten jedoch klar zu identifizieren.  $P_{410s}$  liegt bei  $44,45 \pm 0,4$  s nur geringfügig hinter der theoretischen *IASP91*-Zeit,  $P_{660s}$  liegt mit  $67,59 \pm 0,4$  s leicht davor. Die Konvertierte der 520-km-Diskontinuität tritt jedoch nur vage bei  $54,94 \pm 0,5$  s auf.

Etwas hinter der  $P_{660s}$  zeigt sich eine zweite starke Phase (mit B bezeichnet), wie sie auch schon in der Plumezone angedeutet war. Es ist unklar, ob hier die in *Abschnitt 3.2.4* erwähnten Phasenübergänge des Granat eine Rolle spielen oder eine Überlagerung von Phasen aus benachbarten Regionen mit verzögerten Ankunftszeiten eine Rolle spielen.

Mehrere Phasen sind hier insbesondere auch in den Multiplen (oben) zu erkennen, die keiner bekannten Struktur zugeordnet werden können. Wie im Plumbereich gibt es auch hier Hinweise auf eine  $PpP_{210s}$ , welche in diesem Bereich mit  $70,9 \pm 0,9$  s jedoch stärker schwankt.



Das im Vergleich zu *IASP91* frühere Auftreten der Phase stimmt mit der Beobachtung in der Plumezone überein.

Im nordwestlichen Bereich wurden jeweils 400 von insgesamt 1118 Spuren ausgewählt. Die Signalform ist dadurch gleichmäßiger. Deutlich erkennbar sind die  $P_{410s}$  (hier bei  $47,0 \pm 0,3$  s) und die  $P_{660s}$ , welche bei  $71,18 \pm 0,35$  s auftritt. Eine Ausdünnung der MTZ kann in diesem Bereich also nicht nachgewiesen werden. Wie schon erwähnt, liegt die Ursache der gleichmäßigen Verzögerung beider Phasen wahrscheinlich im darüberliegenden Mantel.

Die Amplitude der  $P_{660s}$  ist in dieser Abbildung wesentlich stärker, hier jedoch ist das zweite zeitlich benachbarte Maximum nicht getrennt, so dass beide hier möglicherweise miteinander verschmolzen sind. Die Verifizierung der  $P_{520s}$  ist fraglich. Zwar zeigen die Spuren Maxima bei  $54,0 \pm 0,5$  s, was jedoch verglichen mit *IASP91* verfrüht wäre und somit zu der Verzögerung der beiden anderen Mantelkonvertierten im Widerspruch steht.

Kohärentes Signal, dessen Ursprung unklar ist, zeigt sich auch in den Multiplen, allerdings schwächer ausgeprägt als in den anderen Zonen. Die an der Lehmann-Diskontinuität generierte Multiple ist in der Abbildung nicht erkennbar. Wegen der allgemeinen Verzögerung liegt sie eventuell außerhalb des Zeitbereiches (siehe dazu *Abbildung 5.26*).

Die im vorderen Teil bei etwa 42 s auftretende Multiple (bezeichnet mit C, ist möglicherweise identisch mit der Phase A in *Abbildung 5.19*). Da die Gutenberg-Diskontinuität im nordwestlichen Teil eine geringere Tiefe aufweist, ist die deutlich frühere Ankunftszeit der  $PpS_Gs$  trotz der Verzögerung im oberen Mantel plausibel.

Die Ausdehnung des Plumes wurde einer eingehenderen Untersuchung unterzogen. Hierfür wurde der postulierte Radius des Plumeschlauches zwischen 300 km bis 60 km mehrfach variiert, der angenommene Mittelpunkt der Plumezone jedoch beibehalten. Die Daten wurden mit einem Bandpass von 2 s - 30 s gefiltert und anschließend aufsummiert. Das Ergebnis ist in *Abbildung 5.22* dargestellt.

Der Radius ist oben angegeben und nimmt nach rechts ab. Wegen der Mittelung durch die Summation über wesentlich mehr Spuren sind die Amplitudenwerte bei den großen Radien geringer als bei kleineren. Die Anzahl nimmt von 997 Spuren bei 300 km Radius auf 140 Spuren bei 60 km Radius ab.

Zunächst ist anzumerken, dass eine  $P_{520s}$  im Bereich des Plumes praktisch nicht feststellbar ist. Die Ankunftszeit der  $P_{410s}$  liegt unabhängig vom Radius annähernd konstant bei 46,4 s, also ca. 2,3 s hinter dem theoretischen Wert. Eine Abnahme der Ankunftszeit mit dem Radius ist hingegen für die  $P_{660s}$  festzustellen. Bei einem Radius von 300 km liegt diese bei ca. 67,8 s ( $t_{diff} = 21,3$  s), verringert sich aber kontinuierlich auf 66,8 s ( $t_{diff} = 20,3$  s) bei 120 km und bleibt danach konstant bei diesem Wert.

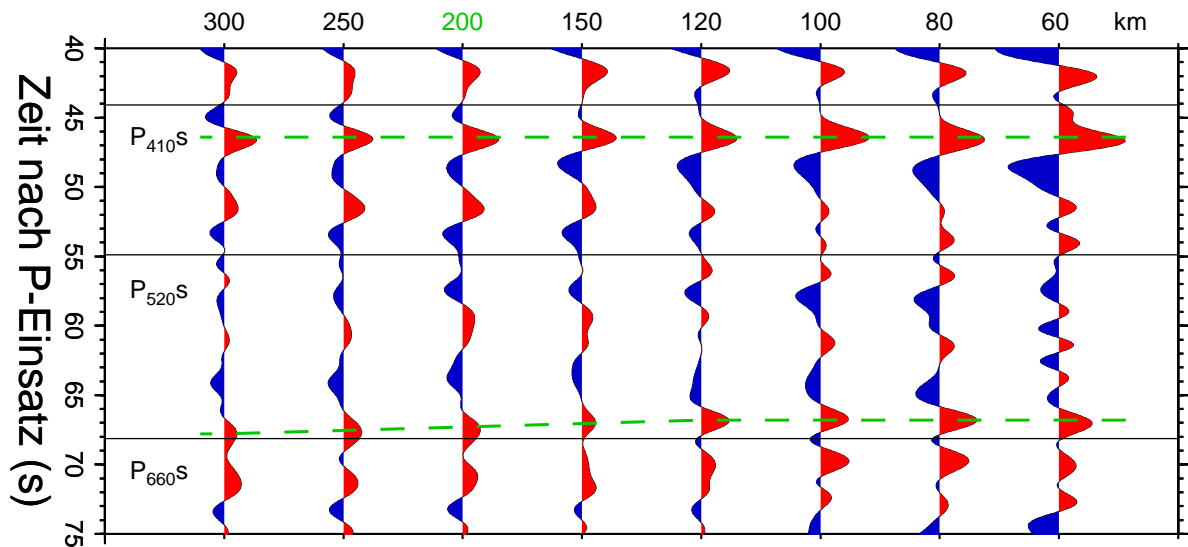


Abbildung 5.22: Untersuchung des Plumeradius. Die Abbildung zeigt Summenspuren nach Anwendung eines Filters von 2 s - 30 s für verschiedene hypothetische Plumeradien, wie oben angezeigt. Die Spur mit 200 km Radius entspricht der vorherigen Plumezone. Die schwarzen Linien markieren die IASP91-Zeiten, die gestrichelten grünen Linien zeigen die tatsächlichen Mantelphasen an.

In einem zweiten Schritt wird der Bereich in drei Gebiete unterteilt: Einen Kernbereich mit 100 km Radius sowie zwei ringförmige Segmente, die ebenfalls beide einen Radiusbereich von je 100 km abdecken. Der Einfluss der äußeren Bereiche kann so separat beobachtet werden. *Abbildung 5.23* zeigt, dass die drei Segmente sich deutlich unterscheiden. Während sich die Ankunftszeit der  $P_{410S}$  kaum ändert, sind starke Unterschiede bei der 660-km-Diskontinuität zu erkennen.

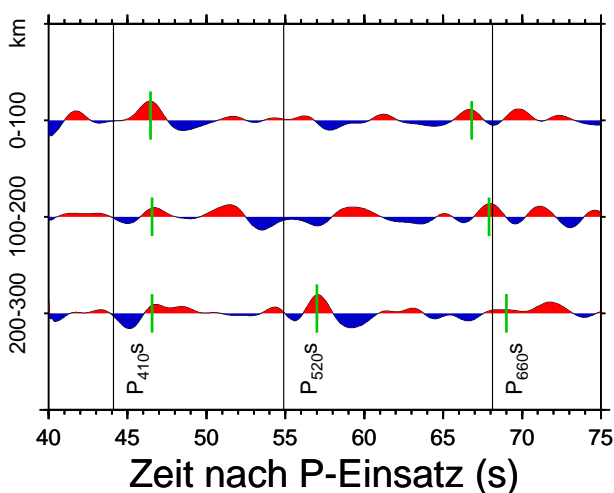


Abbildung 5.23: Summenspuren wie in *Abbildung 5.22*. Die hypothetische Plumezone ist in einen Kernbereich und zwei umgebende Ringsegmente aufgeteilt. Der zentrale Bereich beeinflusst damit nicht die Summe der äußeren Radien. Während die Zeit der  $P_{410}$  nahezu stabil ist, verändert sich die Ankunftszeit der  $P_{660}$  deutlich.

Der äußere Ring mit Radius 200 - 300 km zeigt keine deutliche Abnahme der  $t_{diff}$  und somit kaum Einwirkung des Plumes. Dies wird indirekt auch durch die klare  $P_{520s}$  in diesem Bereich bestätigt, die nach *Abbildung 5.22* in der Plumezone nicht auftritt. Diese verschwindet im mittleren Ringsegment, während  $P_{660s}$  bereits deutlich früher auftritt. Erst im Kernbereich jedoch erreicht die Ausdünnung der MTZ ihr Maximum, so dass der Radius des heißesten Kernbereiches des Plumeschlauches mit etwa 100 - 120 km angegeben werden kann.

### 5.1.5 weitere Diskontinuitäten

Das Auftreten von Diskontinuitäten unterhalb der Mantelübergangszone ist umstritten, wie in *Abschnitt 3.2.5* ausgeführt wurde. Vereinzelt Beobachtungen deuten zwar auf solche Mittmantel-Diskontinuitäten hin, diese aber weisen große Tiefenschwankungen auf und konnten bisher auch nicht mit mineralogischen Modellen in Einklang gebracht werden. Global auftretende Diskontinuitäten werden z.B. in 920 km, 1050 km und 1200 km Tiefe vermutet (Kawakatsu und Niu, 1994; Vinnik *et al.*, 2001).

Speziell im Messgebiet, und ebenso unter Island, wurde in einer Studie von *Receiver Functions* (Shen *et al.*, 2003) eine Diskontinuität in 1050 km Tiefe postuliert, basierend auf der Beobachtung einer amplitudenschwachen Phase. Der zu Grunde liegende Datensatz zeigt allerdings nur eine geringe Überdeckung.

Neben den Konvertierten der MTZ zeigt die *Bootstrap*-Methode weitere kohärente Phasen, wie sich in den *Abbildungen 5.19* bis *5.21* bereits andeutet. Zur Untersuchung eventueller tieferer Schichtgrenzen wird der Zeitbereich nun auf 65 s - 130 s erweitert. Die Einteilung der drei Zonen wird beibehalten. Die Ergebnisse sind in den *Abbildungen 5.24* bis *5.26* dargestellt.

Die schwarz markierten Linien geben wiederum theoretische Ankunftszeiten wieder, wobei hier alle oben erwähnten Diskontinuitäten berücksichtigt sind. Allgemein treten, wie auch bei der Untersuchung der Mantelübergangszone, im späteren Bereich scheinbar etliche konvertierte und multiple Phasen auf, die in den meisten Fällen jedoch eher schwach ausgeprägt sind. Die Summenspuren zeigen sich allgemein sehr unregelmäßig, so dass störende Signale und kohärentes Rauschen nicht ausgeschlossen werden können.

Die  $P_{660s}$ -Phase wurde bereits ausführlich beschrieben. Die ihr unmittelbar folgende Phase könnte durch die Transformation des Granatanteils bedingt sein, welche insbesondere in heißen Regionen als Ursache für eine Diskontinuität in 710 - 720 km Tiefe angegeben wird. Die Ankunftszeit liegt hier allerdings vor der theoretischen Zeit.

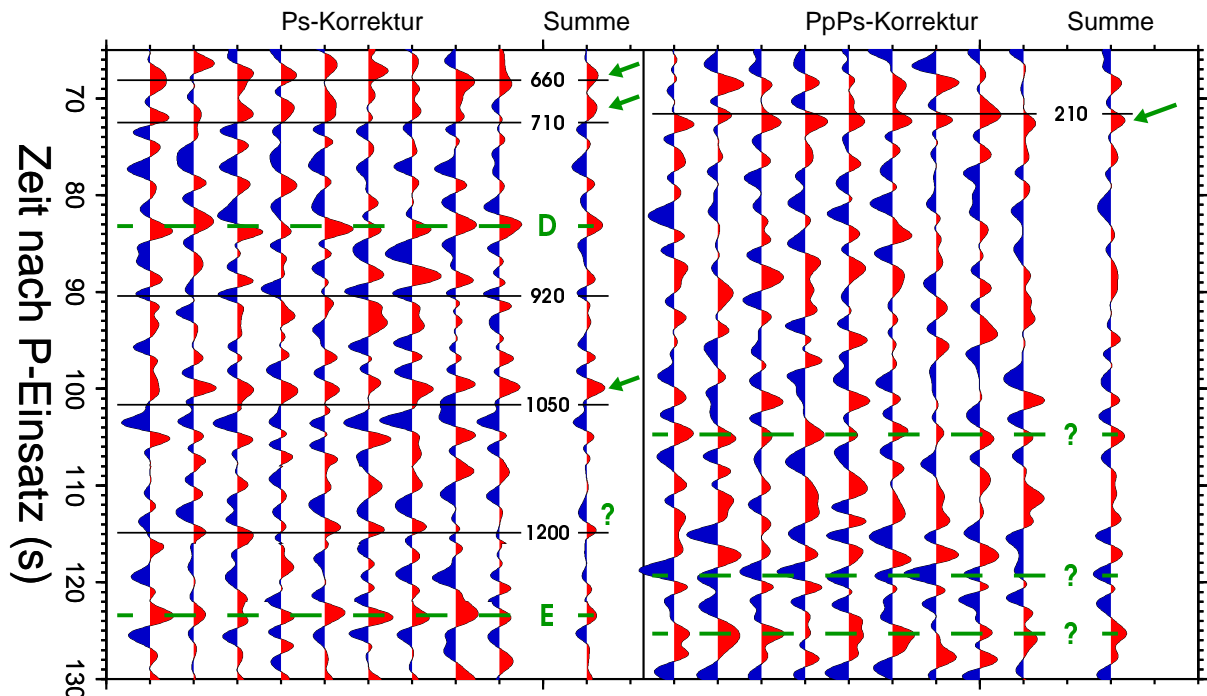
Ebenso wurde bereits die  $PpP_{210s}$  beschrieben, die jedoch in *Abbildung 5.21* nicht zu erkennen war. Unter der Annahme reduzierter S-Wellengeschwindigkeiten im oberen Mantel kann

sie in dieser Zone bis zu 4 Sekunden verzögert auftreten. Hinweise auf die  $PpP_{210}s$  sind zwar auch in *Abbildung 5.26* zu erkennen, können jedoch nicht klar verifiziert werden.

Daneben existiert eine Reihe weiterer kohärenter Signale. Die vermutete Diskontinuität in 920 km Tiefe kann in keiner der drei Zonen eindeutig nachgewiesen werden. Einzig im südöstlichen Bereich tritt ein schwaches Maximum etwas früher als zur errechneten Zeit auf. Ähnlich verhält es sich mit der Diskontinuität in 1200 km Tiefe, die von Vinnik *et al.* (2001) als global existierend angenommen wurde. Schwache Andeutungen einer  $P_{1200}s$  sind lediglich in der Plumezone erkennbar.

Anders verhält es sich hingegen mit der unter Hawaii und Island beobachteten Konvertierten aus 1050 km Tiefe (Shen *et al.*, 2003), die verkümpft zu sein scheint mit dem Auftreten einer ausgedünnten Mantelübergangszone. Eine recht ausgeprägte Phase tritt tatsächlich in der Plumezone (*Abbildung 5.24*) bei  $99,9 \pm 0,5$  s auf, die als  $P_{1050}s$  in Frage kommt. Allerdings erscheint sie 1,5 s früher als nach *IASP91* berechnet. In den beiden anderen Bereichen ist die Phase nicht erkennbar.

Sowohl in den Multiplen als auch in den direkten Konvertierten treten weitere Phasen auf, die durch das *Bootstrapping* verifiziert, jedoch keiner bislang bekannten Struktur zugeordnet werden können. Eventuell müssen einfache und höhere multiple Reflexionen innerhalb des



*Abbildung 5.24: Bootstrapping für tiefere Phasen in der Plumezone. Auswahl der Daten und Durchführung wie in *Abbildung 5.19*.*

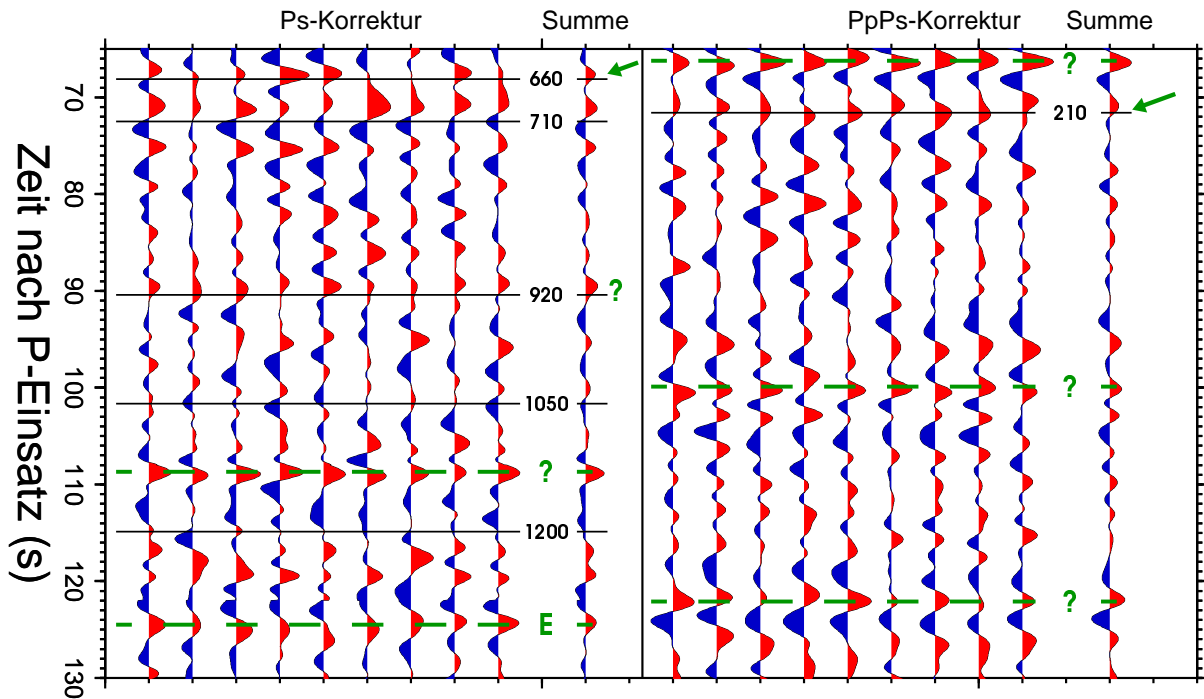


Abbildung 5.25: Bootstrapping für tiefere Phasen im südöstlichen Bereich. Auswahl der Daten und Durchführung wie in Abbildung 5.20.

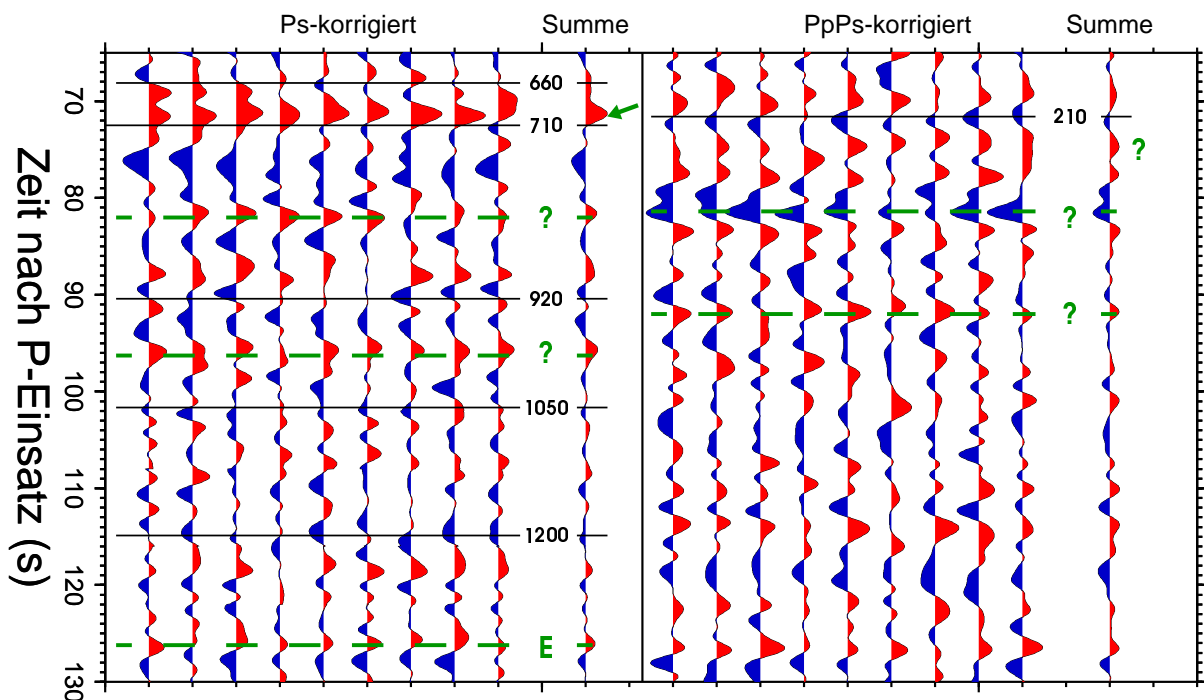


Abbildung 5.26: Bootstrapping für tiefere Phasen im nordwestlichen Bereich. Auswahl der Daten und Durchführung wie in Abbildung 5.21.

Mantels in Betracht gezogen werden, wie etwa zwischen der Gutenberg-Diskontinuität und der Mantelübergangszone.

Eine deutliche konvertierte Phase (mit D bezeichnet) tritt in der Plumezone (*Abbildung 5.24*) bei  $83,4 \pm 0,7$  s auf. Zu ähnlicher Zeit ist zwar auch ein Maximum in der nordwestlichen Zone zu beobachten, hier allerdings mit wesentlich geringerer Amplitude, so dass diese Konvertierte auf den vom Plume beeinflussten Bereich beschränkt zu sein scheint.

Schließlich fällt eine recht spät auftretende Phase auf (gekennzeichnet mit E), welche eine etwas schwächere Amplitude aufweist, jedoch in allen drei Zonen und damit im gesamten Messgebiet nachweisbar ist. In der Plumezone (*Abbildung 5.24*) ist diese bei  $123,5 \pm 0,4$  s zu erkennen, etwas später, bei  $124,8 \pm 1$  s, im südöstlichen Bereich (*Abbildung 5.25*) des Messgebietes. Zwar tritt zu annähernd der selben Zeit auch in den Multiplen ein kohärentes Signal auf, jedoch kann diese Phase ebenfalls im nordwestlichen Bereich (*Abbildung 5.26*) beobachtet werden, wo sie mit  $126,1 \pm 0,6$  s ungefähr die selbe Verzögerung aufweist, wie bereits bei  $P_{410S}$  und  $P_{660S}$  beobachtet. Somit ist die Annahme plausibel, dass Phase E eine direkte Konvertierte ist.

## 5.2 Diskussion und Interpretation

Nachdem die Beobachtungen umfassend dargestellt wurden, sollen in diesem Kapitel die Ergebnisse interpretiert und diskutiert werden. Die Untersuchung der verschiedenen Strukturen hat eine Reihe interessanter Resultate geliefert, die neue Erkenntnisse beinhalten und hier eingehender hinterfragt und ausgeführt werden sollen.

Die ozeanische Kruste hat wegen ihrer geringen Mächtigkeit in Hinblick auf den Plume-Vulkanismus keine Bedeutung. Die Anzahl und Verteilung der Stationen, wie auch die Datenmenge, hat allerdings erstmals ermöglicht, den Verlauf der Mohotiefe entlang der Inselkette zu untersuchen. Soweit durch bisherige Studien belegt, bestätigt die Untersuchung die bekannten Krustenmächtigkeiten unter Hawaii. Diese beläuft sich im jüngeren Teil auf ca. 12 km und vergrößert sich im älteren Teil auf etwa 15 km.

Die zunehmende Tiefe der Moho erklärt sich aus der Subsidenz: Das gefördert Material, welches die Inselkette aufbaut, stellt einen Massenüberschuss im Vergleich zur umliegenden ozeanischen Kruste dar und führt daher zum Einsinken in den darunter befindlichen Mantel. Die Identifizierung der Moho erwies sich als schwierig, da das Moho-Signal im jüngeren Teil der Inselkette von einer deutlich stärkeren innerkrustalen Konvertierten überlagert wird.

Diese Krustenphase konnte zwischen dem Südteil Oahus bis unter Big Island beobachtet werden. Ihre Ankunftszeit verringert sich dabei kontinuierlich zu den jüngeren Gebieten hin.

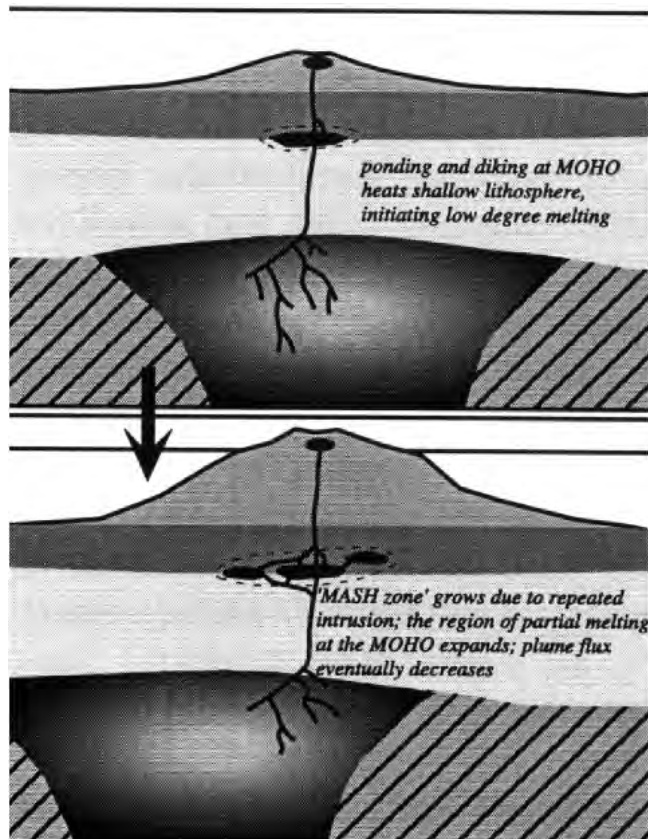


Abbildung 5.27: Vorgeschlagenes Modell der MASH-Zone innerhalb der Kruste. Wiederholte Intrusionen führen zu partieller Aufschmelzung des umgeben Gesteins. Die laterale Ausdehnung ist eine Folge der Plattenbewegung (aus: Wang et al. (2003)).

Gleichwohl die resultierende Tiefe im Südosten von Big Island mit der Magmakammer des Kilauea erklärt werden kann, scheint die Begründung dieser Phase allein durch Einflüsse solcher Kammern wegen der Ausdehnung wenig plausibel.

Einen Erklärungsansatz liefert eventuell ein von Wang *et al.* (2003) vorgeschlagenes Modell: Basierend auf der Beobachtung geringer Kristallisationstiefen des Olivin von 15 km bis 5 km bei gleichzeitigem Auftreten einer an  $^{18}\text{O}$  angereicherten Magmakomponente, wird die Entstehung von sogenannten MASH-Zonen (*Melting-Assimilation-Storage-Homogenization*) vermutet, welche durch wiederholte Intrusionen von Magma und dadurch bedingte partielle Aufschmelzung entstehen könnten.

In solchen Zonen, so die Annahme, würde das Magma mit der angereicherten Komponente kontaminiert und vermischt werden. Die laterale Ausdehnung des magmatischen Systems wäre eine logische Konsequenz der Plattenbewegung. Eine Erklärung für das kontinuierliche Abflachen einer Akkumulation solcher Mischzonen bietet das Modell jedoch nicht. Es bleibt jedoch die Feststellung, dass die lineare Tiefenänderung entlang der Inselkette erfolgt und daher wahrscheinlich mit dem Vulkanismus zusammenhängt.

Die Untersuchung der Kruste brachte ein weiteres Ergebnis für die Moho unter der Station KIP auf Oahu. Dieses steht allerdings nicht mit dem Einwirken des Mantelplumes

in Verbindung. In einer Sektion von Einzelspuren wurden unterschiedliche Ankunftszeiten der Moho-Konvertierten registriert, was auf unterschiedliche Tiefenlagen hindeutet. Das azimutale Verhalten der Laufzeiten wies dabei auf eine Neigung hin. Die Untersuchung der T-Komponenten zeigte zudem einen Polaritätswechsel des entsprechenden Signals mit einer Periodizität von  $360^\circ$ . Aus den Beobachtungen folgt, dass die Moho unter Oahu mit einem Streichen von ca.  $210^\circ$  nach Südosten geneigt ist.

Eine weitere denkbare Erklärung für das beobachtete periodische Verhalten liegt im Auftreten von Anisotropie in einem transversal-anisotropen Medium bei nicht-horizontaler Symmetrieachse (Saul, 2003). Die Untersuchung der Aufspaltung von Scherwellen im Mantel belegt das Auftreten von Anisotropie im Messgebiet. Die Orientierungen der schnellen Achse entsprechen dem Szenario des *parabolischen asthenosphärischen Fließmodells*, verursacht durch aufsteigendes Material, welches durch die Plattenbewegung einer Scherung unterworfen ist (Walker *et al.*, 2001; Vinnik *et al.*, 2003; Walker *et al.*, 2003).

Die Ausrichtung der schnellen Achse entspricht auf den Inseln demnach also der Richtung der Plattenbewegung, und stimmt gleichzeitig mit der aus den *Receiver Functions* ermittelten Neigungsrichtung der Moho überein. An der Station KIP gehen Walker *et al.* (2001) jedoch von einem Zweischicht-Modell aus, das für die Lithosphäre eine abweichende Orientierung aufweist. Ein Zusammenhang der beobachteten Moho-Anomalie mit Anisotropie-Effekten besteht somit wahrscheinlich nicht.

Die Lithosphären-Asthenosphären-Grenze bzw. Gutenberg-Diskontinuität ist in ozeanischen Gebieten meist deutlich ausgeprägt, so auch unter Hawaii. Die an dieser Grenzschicht entstehende negative Phase ( $P_{GS}$ ) kann im gesamten Messgebiet klar identifiziert werden und liefert interessante Ergebnisse.

Im Verlauf der Inselkette weist die Gutenberg-Diskontinuität unterschiedliche Tiefen auf. Unter den südöstlichen Inseln Big Island und Maui bis hin zum südlichen Bereich von Oahu lässt die Ankunftszeit der  $P_{GS}$  auf eine Tiefe von rund 90 km schließen. Dies ist etwas tiefer als in den meisten früheren Publikationen angenommen. Im nordwestlichen Bereich, beginnend unter Oahu, nimmt die Ankunftszeit der  $P_{GS}$  recht schnell auf 7 - 7,5 s ab, so dass die Mächtigkeit der Lithosphäre hier auf etwa 60 - 65 km verringert ist.

Auf der Insel Midway registrierte Daten ergeben eine vergleichbare Tiefe. Somit kann festgestellt werden, dass die verringerte Tiefe der Lithosphären-Asthenosphären-Grenze über eine weite Strecke erhalten bleibt.  $P_s$ -Konversionen decken jedoch in dieser Tiefe lediglich das Gebiet unmittelbar unterhalb der Inseln ab. Erst die Kombination mit Ergebnissen aus einer Studie von  $S_p$ -konvertierten Wellen (Li *et al.*, 2004) erlaubt eine großflächige Betrachtung der Gutenberg-Diskontinuität.



Mit den *S-Receiver Functions* kann eine durchschnittliche Tiefe von 90 - 100 km im Messgebiet bestätigt werden. Dies entspricht der zu erwartenden Mächtigkeit einer 90 - 100 Mio Jahre alten Lithosphäre. Die festgestellte Abflachung der Gutenberg-Diskontinuität unter dem älteren Teil der Inselkette ist seitlich begrenzt. Offenbar handelt es sich um eine Aufwölbung der Lithosphären-Asthenosphären-Grenze, die allerdings nicht unmittelbar dort beginnt, wo der Plume auf die Grenzschicht trifft, sondern etwas nach Nordwesten verschoben ist. Deren laterale Ausdehnung ist geringer als die der Hawaiischwelle.

Der Verlauf der Diskontinuität ist in einem schematisierten Modell der Mantelstrukturen unter Hawaii in *Abbildung 5.28* dargestellt. Offenbar erfolgt die Aufwölbung nicht sofort mit dem Auftreffen des heißen Plumematerials, sondern nimmt, abgeleitet vom Alter Oahus, etwa 3 Mio. Jahre in Anspruch. Dieses Verhalten deutet auf eine dominierende Rolle der Temperatur bei der Regulierung der Lithosphärenmächtigkeit hin.

Da Mantelgestein in der Regel eine geringe Wärmeleitfähigkeit aufweist, die Aufwölbung gleichzeitig jedoch in unverändertem Maße auch noch unter der Insel Midway beobachtet wurde, führt dies zu der Schlussfolgerung, dass ein Großteil des Plumematerials die Lithosphäre nicht durchdringt, sondern unter der Grenzschicht zurück gehalten wird. Diese Annahme geht konform mit der beobachteten Anisotropie im Messgebiet und dem zu Grunde liegenden *parabolischen asthenosphärischen Fließmodell* (Walker *et al.*, 2001; Vinnik *et al.*, 2003; Walker *et al.*, 2003).

Auf Grund der Plattenbewegung und des umgebenden viskosen Materials verteilt sich das aufgestiegene heiße Material entlang des *Plume-tracks*. Dies würde ein langzeitiges Einwirken der erhöhten Temperatur auf die Unterseite der Lithosphäre begründen und könnte gleichzeitig zur Erklärung der Hawaiischwelle bzw. deren Ursprung beitragen: Das relativ zur Umgebung heißere Material erzeugt eine Auftriebskraft und verursacht so ein *thermisches Uplift*.

Neben dem ausgedünnten Bereich der Lithosphäre im älteren Teil der Inselkette, kommt es auch unter Big Island zu einer leichten Verfrühung der  $P_G$ s. Dieser Bereich korreliert mit dem Auftreten einer weiteren negativen konvertieren Phase bei etwa 14 s, deren Auftreten wiederum auf eine Niedriggeschwindigkeitszone zurückgeführt wird. Als Ursache wird eine Zone partieller Schmelze in etwa 140 km Tiefe innerhalb der Asthenosphäre angenommen, welche mit dem Erreichen des trockenen Solidus des dehydrierenden Olivins im Plumematerial erklärt wird (Li *et al.*, 2000b).

Mit der verfügbaren Datenbasis, die speziell im Bereich von Big Island eine sehr gute Überdeckung erreicht, konnte die Lage dieser Zone genauer untersucht werden. Demnach erstreckt sie sich über fast 100 km unter dem südwestlichen bis zentralen Bereich von Big Island mit einer lateralen Ausdehnung von rund 40 km.

Bei der Untersuchung plumebedingter Anomalien waren die Diskontinuitäten der Mantelübergangszone von besonderem Interesse, die wegen ihrer Druck-Temperatur-Abhängigkeit direkte Rückschlüsse auf die Position eines Plumes zulassen. Die beiden stärksten Diskontinuitäten in 410 km und 660 km Tiefe wurden im Messgebiet klar nachgewiesen. Im Durchschnitt zeigen beide Konvertierte im Messgebiet eine Verzögerung von etwa 2 s relativ zum *IASP91*-Erdmodell.

Da die Phasenübergänge auf Temperaturänderungen üblicherweise mit gegenläufigen Tiefenänderungen reagieren, muss die Ursache der Verzögerung im darüber liegenden Mantel liegen. Eine Erklärung hierfür liegt folgerichtig in dem vorgeschlagenen Mechanismus zur Erklärung der aufgewölbten Gutenberg-Diskontinuität, da das unterhalb der Lithosphäre angelagerte heiße Plumematerial eine Reduzierung der S-Wellengeschwindigkeit bewirkt.

Zur genauen Lokalisierung des Hawaii-Plumes wurde mittels eines Summationsverfahrens eine kleinräumige Kartierung der Ankunftszeiten der  $P_{410S}$  und  $P_{660S}$  durchgeführt. Bedingt durch den hohen Rauschpegel brachte die Summation nicht die erforderliche Genauigkeit für eine exakte Bestimmung der Topographie beider Diskontinuitäten, erlaubte jedoch eine klare Unterteilung des Messgebietes in drei verschiedene Bereiche.

Der erste Bereich hat einen Radius von 200 km und orientiert sich an früh auftretenden  $P_{660S}$ -Phasen südwestlich von Big Island, während der zweite Bereich eine Zone sehr früh auftretender  $P_{410S}$ -Phasen im jungen Teil der Inselkette umspannt. Der dritte Bereich umfasst schließlich das Gebiet von etwa der Mitte Big Islands nordwestwärts bis Kauai.

Der erste Bereich ist gekennzeichnet durch eine Abnahme der Differenzzeit der Mantelphasen, die eine Ausdünnung der Mantelübergangszone anzeigt. Diese wird vor allem durch die Aufwölbung der 660-km-Diskontinuität verursacht. Durch Variation des Zonenradius und Einteilung in ringförmige Teilgebiete konnte ein heißer Kernbereich mit etwa 120 km Radius abgeleitet werden. Hier beträgt die Differenz mit 20,3 s fast 4 s weniger als nach *IASP91* entsprechend einer Ausdünnung der MTZ um etwa 40 km. In Entfernungen von mehr als 200 km vom Mittelpunkt der Zone ist kein Einfluss des Plumes mehr nachweisbar.

In den beiden anderen Bereichen ist die Mächtigkeit der MTZ nur minimal beeinflusst, so dass eine Temperaturänderung in der Übergangszone hier keine Rolle spielt. Deutlich unterschiedlich sind aber die Ankunftszeiten in beiden Zonen. Im Südosten entsprechen diese annähernd dem *IASP91*-Modell, was darauf schließen lässt, dass hier keinerlei Beeinflussung durch den Mantelplume stattgefunden hat. Im Bereich nordwestlich davon hingegen sind beide Mantelphasen um ca. 3 s verzögert.

Die vorliegende Untersuchung bestätigt somit die von Li *et al.* (2000b) postulierte Position des Plumeschlauches in 660 km Tiefe ebenso wie die angegebene Ausdünnung der MTZ um

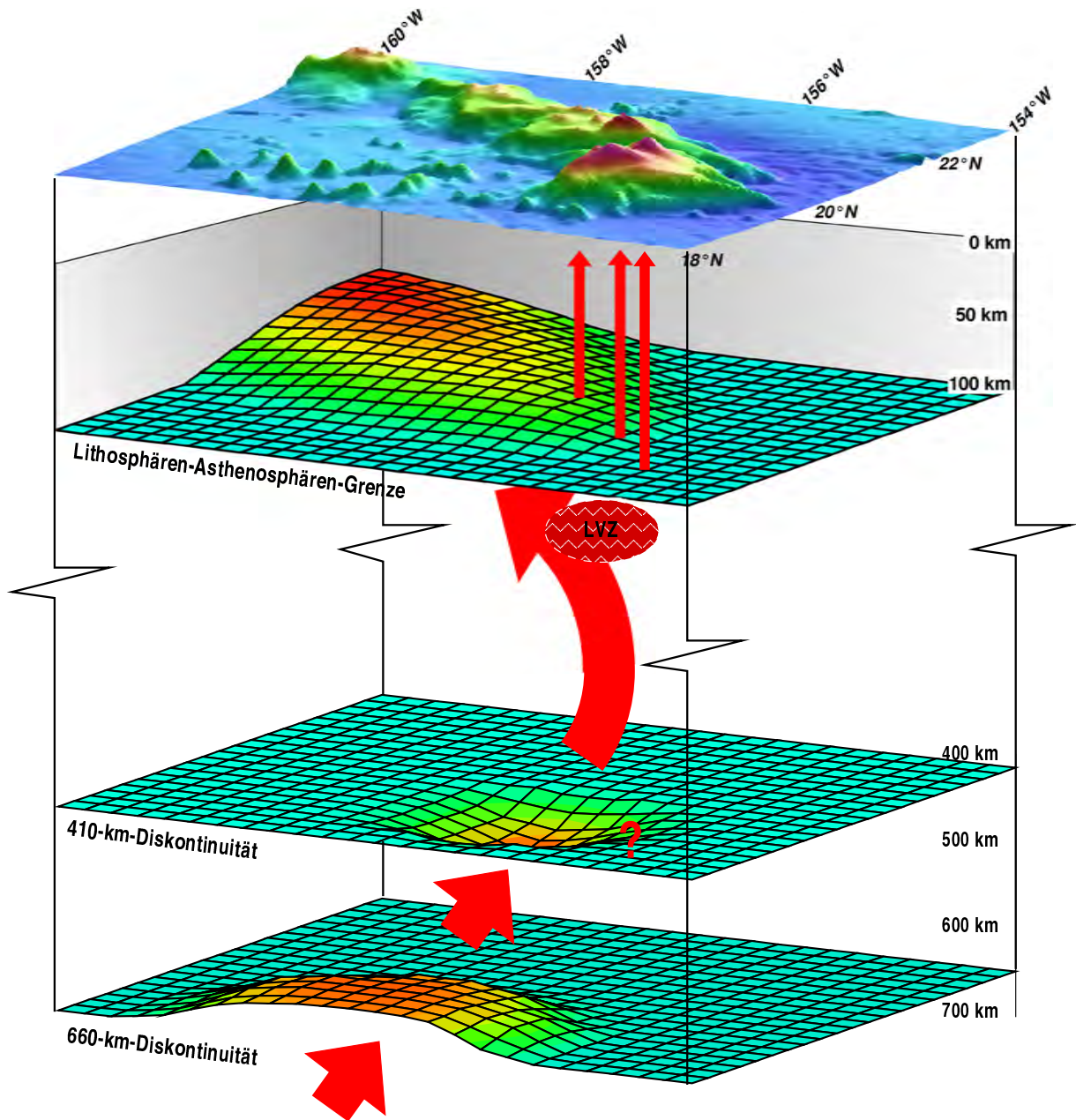


Abbildung 5.28: Schematisierte Darstellung des Plumeweges und der beobachteten Strukturen des oberen Mantels unter Hawaii. Die Darstellung der Topographie und der Tiefen ist nicht maßstabsgetreu. Die Abbildung zeigt die temperaturbedingten Einflüsse des Plumes (mit Pfeilen angedeutet) auf die Diskontinuitäten in 410 km und 660 km sowie auf die Lithosphären-Asthenosphären-Grenze. Da die Aufwölbung dieser Grenzschicht verzögert auftritt, ist zu vermuten, dass ein beträchtlicher Anteil des Plumematerials unterhalb der Lithosphäre zurückbleibt und wegen der Plattenbewegung verschmiert.

ca. 40 - 50 km. Dies entspricht einer Temperaturerhöhung um 300 - 400°C, wie sie in etwa auch von Zhong und Watts (2002) und Collins *et al.* (2002) angenommen wurde.

Die postulierte laterale Ausdehnung der ausgedünnten MTZ von rund 700 km entlang der Hawaiischwelle (Collins *et al.*, 2002; Shen *et al.*, 2003) kann hingegen ausgeschlossen werden, da insbesondere dieser gut überdeckte nordwestliche Bereich eine solche Ausdünnung nicht zeigt. Der resultierende geringe Radius des Plumeschlauches ist ein klares Anzeichen dafür, dass das aufsteigende Material die Übergangszone recht schnell durchdringt und die Quellregion des Hawaii-Plumes mit großer Wahrscheinlichkeit tiefer im unteren Mantel liegt.

Leider konnten aus der Kartierung der 410-km-Diskontinuität keine deutlichen Hinweise auf die Position des Plumes abgeleitet werden. Vage Andeutungen zeigen sich lediglich im Bereich zwischen Big Island und Maui. Möglicherweise weist die Diskontinuität wegen ihrer hohen *Clapeyron*-Steigung starke kleinräumige Topographie auf und ist deswegen in der Summation nicht nachweisbar.

Es ist ebenfalls denkbar, dass die Ankunftszeit der  $P_{410s}$  außerhalb des zugelassenen Zeitfensters von 43 - 49 s lag, da die festgestellte Geschwindigkeitsanomalie unter der Lithosphäre bereits eine Verzögerung um bis zu 3 s verursachen könnte. Führt die temperaturbedingte Absenkung der Diskontinuität zu einer weiteren Verzögerung von mehr als 2 s, würde sie nicht mehr detektiert werden. Ausgehend von der hinreichend belegten Plume position in 660 km Tiefe ist jedoch eine Neigung des Plumeschlauches nach Nordwesten zu erwarten. In *Abbildung 5.28* sind die beschriebenen Ergebnisse zu einem schematisierten Modell zusammengefasst.

Die Beobachtungen der Manteldiskontinuitäten wurden mit der *Bootstrap*-Methode überprüft und bestätigt. Gleichzeitig konnte mit dieser Methode das Auftreten weiterer kohärenter Phasen untersucht werden. Dabei wurde eine multiple Phase beobachtet, die gemessen an ihrer Ankunftszeit von der Lehmann-Diskontinuität stammen könnte. Diese variiert in den drei Bereichen. Im unbeeinflussten südöstlichen Bereich tritt sie etwas verfrüht auf, im Plumbereich hingegen leicht verzögert. Im nordwestlichen Bereich ist sie zwar nicht eindeutig erkennbar, jedoch entsprechend mit der hier vorherrschenden Verzögerung von 3 s angedeutet.

Durch das Auftreten starker multipler Phasen konnte eine direkte Konvertierte der Lehmann im Messgebiet nicht nachgewiesen werden, so dass die eventuelle Multiple den einzigen Hinweis liefert. Die Variation der Ankunftszeiten würde zwar dem vorgeschlagenen Modell entsprechen, nach Rost und Weber (2001) sind jedoch kleinräumige Tiefenänderungen zu erwarten, so dass ein klares multiples Signal von der Lehmann eher unwahrscheinlich ist.

Ebenso umstritten ist die globale Nachweisbarkeit der 520-km-Diskontinuität. Im Bereich des Plumes konnte sie nicht beobachtet werden. Sehr schwach zeigt sich ein entsprechendes Signal im unbeeinflussten Bereich im Südosten. Der deutlichste Hinweis auf eine  $P_{520s}$  zeigt sich in einem ringförmigen Gebiet um den Plume herum (siehe *Abbildung 5.23*), allgemein ist sie im nordwestlichen Bereich jedoch nicht zweifelsfrei zu identifizieren.

Sie erscheint hier etwas früher als nach theoretischen Werten zu erwarten, was zur allgemeinen Verzögerung der Ankunftszeiten in dieser Zone im Widerspruch steht. Denkbar wäre ein Einfluss des Phasenüberganges des Diopsid, der bei erhöhten Temperaturen zu einer Aufspaltung der 520-km-Diskontinuität führen kann (Deuss und Woodhouse, 2001). Dies wäre allerdings eher in der Plumezone zu erwarten und ist hier als Erklärung fragwürdig.

Unklar bleibt in dieser Untersuchung auch der Einfluss des Granatanteils auf die 660-km-Diskontinuität bzw. auf das Auftreten einer zusätzlichen 720-km-Diskontinuität bei ansteigenden Temperaturen. Während der nordwestliche Bereich eine stärkere  $P_{660s}$  aufweist, die eine Verschmelzung beider Phasen suggeriert, zeigen sowohl die Plumezone als auch der unbeeinflusste südöstliche Bereich je zwei Maxima.

Nach der Theorie dürfte eine Aufspaltung in zwei separate Phasen im unbeeinflussten Bereich nicht auftreten. Zu beachten ist jedoch, dass insbesondere in diesem Bereich deutlich weniger Spuren summiert werden konnten, so dass das Ergebnis hier nicht die gewünschte Zuverlässigkeit besitzt. Ein Auftreten von Granatphasen kann somit weder ausgeschlossen noch klar bestätigt werden.

In früheren Studien wurden tiefere Diskontinuitäten postuliert, wie etwa in 920 km und in 1200 km Tiefe. Tatsächlich lässt sich durch die *Bootstrap*-Methode eine Vielzahl weiterer kohärenter, teils recht starker Phasen identifizieren, deren Ursprung jedoch meist unbekannt ist. Dabei treten sporadisch auch Phasen zu den theoretischen Zeiten der beiden genannten Diskontinuitäten auf. Auf Grund der vielen, zeitlich eher zufällig verteilten Phasen ist deren klare Zuordnung als  $P_{920s}$  oder  $P_{1200s}$  jedoch nicht schlüssig.

Auffällig sind aber drei deutlich ausgeprägte Phasen, die eventuell mit Konversionen tieferer, mineralogisch jedoch nicht nachgewiesener Grenzschichten zusammenhängen. Eine scheinbar mit einer Ausdünnung der MTZ verknüpfte Phase ist die  $P_{1050s}$ , die unter Hawaii und Island beobachtet wurde (Shen *et al.*, 2003) und entsprechend im Plumbereich zu erwarten ist. Diese Phase kann bei rund 100 s beobachtet werden und ist tatsächlich allein auf den Plumbereich beschränkt.

Daneben ist eine weitere Phase bei etwa 83,4 s zu beobachten, die ebenfalls in der Plumezone deutlich zu erkennen ist. Etwa 1 s früher tritt auch im nordwestlichen Bereich ein Signal auf, ist hier jedoch deutlich schwächer, so dass auch diese Phase vorwiegend auf den Plumbereich beschränkt ist. Denkbar ist ein Zusammenhang mit der endothermen 660-km-

Diskontinuität, welche das Durchdringen des Plumematerials behindert, so dass dieses unter der Übergangszone teilweise zurückgestaut werden kann (Marquart und Schmeling, 2000). Die Temperaturerhöhung könnte eine Reduzierung der S-Wellengeschwindigkeit bewirken, so dass eine positive Konvertierte an der Unterseite der Stauzone erzeugt würde. Nach *IASP91* entspricht die Ankunftszeit einer Tiefe von ca. 840 km, unter Beachtung der Laufzeitverzögerung im oberen Mantel könnte eine solche Stauzone demnach eine Mächtigkeit von 140 - 180 km aufweisen.

Schließlich tritt eine Phase bei ca. 124 s auf. Diese ist weniger deutlich ausgeprägt, dafür aber in allen Bereichen des Messgebietes erkennbar. Da diese konvertierte Phase zudem die im nordwestlichen Bereich typische Verzögerung von ca. 3 s aufweist, liegt die Vermutung nahe, dass es sich hier um eine tatsächliche regional auftretende Diskontinuität handelt.

Die Ursache der übrigen direkten und multiplen Phasen ist unklar. Vereinzelt Störsignale kommen angesichts der Anzahl aufsummierter Spuren als Erklärung jedoch nicht in Frage. Eine mögliche Ursache könnte das Auftreten anisotroper Schichten oder Grenzflächen sein (Jones und Phinney, 1998; Savage, 1998). Eine Untersuchung von Ekström und Dziewonski (1998) zeigt eine deutliche großräumige anisotrope Abnahme der SV-Geschwindigkeit in etwa 150 km Tiefe südwestlich von Hawaii.

Möglicherweise treten jedoch auch in größeren Tiefen Anisotropie-Effekte als Ursache der verschiedenen beobachteten Phasen auf. Für eine Bestätigung sind jedoch nähere Untersuchung des Anisotropie-Verhaltens des tieferen Mantels notwendig.



# Kapitel 6

## Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden teleseismische Daten des Hawaii-Projektes mit der Methode der *Receiver Functions* untersucht. Die Zahl der zur Verfügung stehenden Stationen in Verbindung mit der Registrierdauer schafften hierfür eine breite Datenbasis mit einer im Messgebiet bisher unerreichten Überdeckung. Erwartungsgemäß waren die Daten stark durch Hintergrundrauschen belastet, bedingt durch ozeanische Einflüsse auf die Inselstationen. Es hat sich jedoch gezeigt, dass durch geeignete Summationsverfahren klare Ergebnisse erzielt werden können. Voraussetzung dafür ist eine ausreichend große Datenmenge, welche in der vorliegenden Arbeit durch den langen Aufnahmezeitraum erreicht wurde.

Das Ziel des Projektes war die Untersuchung von bekannten und vermuteten Mantelstrukturen unter der Hawaii-Kette auf Einflüsse und Anomalien, die mit der Präsenz aufsteigenden Plumenmaterials in Zusammenhang gebracht werden können. Auf diese Weise sollte auf die Position und Lage des Plumeschlauches im Mantel zurückgeschlossen werden. Die Untersuchung erbrachte diesbezüglich eine Reihe von wertvollen Beobachtungen.

Die Moho liegt zunächst in Tiefen zwischen 12 km und 17 km. Zwischen Oahu und Big Island konnte zudem eine Struktur innerhalb der Kruste nachgewiesen werden, deren Tiefe nach Südosten hin abnimmt. Innerkrustale Strukturen können möglicherweise durch ein Modell von Wang *et al.* (2003) erklärt werden. Danach erzeugt intrudierendes Magma partiell aufgeschmolzene Zonen. Es ist jedoch fraglich, ob die beobachtete stetig ansteigende Struktur dadurch verursacht werden kann. Der Anstieg entlang der Inselkette lässt allerdings auf einen Zusammenhang mit dem Plumevulkanismus schließen.

Unterhalb Oahus wurde anhand der T-Komponenten zudem eine Neigung der Moho festgestellt. Die zu Grunde liegenden Beobachtungen könnten auch durch Anisotropie eines transversal-isotropen Mediums mit horizontaler Symmetrieachse erzeugt werden. Eine Anisotropie-Untersuchung (Walker *et al.*, 2001) ergibt zwar in der Asthenosphäre eine konforme Ausrichtung der schnellen Achse, liefert für die Lithosphäre jedoch eine abweichende Orientierung.



Die Lithosphären-Asthenosphären-Grenze zeigt - unter zusätzlicher Verwendung von Ergebnissen aus einer Studie von S-zu-P konvertierten Wellen (Li *et al.*, 2004) - eine deutliche, seitlich begrenzte Aufwölbung unter dem älteren Teil der Inselkette, von Oahu nordwestwärts. Die Ausdünnung erfolgt mit zeitlicher Verzögerung, was darauf schließen lässt, dass die Tiefe der Grenzschicht entscheidend von der Temperatur kontrolliert wird.

Da die Aufwölbung bis zur Insel Midway nachweisbar ist, ist ein langfristiges Einwirken der erhöhten Temperatur wahrscheinlich. Die Schlussfolgerung ist, dass das Plumematerial nur zu einem kleinen Teil die Lithosphäre durchdringt, der größte Teil jedoch durch die Plattenbewegung unterhalb der Grenzschicht entlang der Inselkette verteilt wird. Dies bestätigt das von Walker *et al.* (2001) zur Erklärung der unter Hawaii auftretenden Anisotropie herangezogene *parabolische asthenosphärische Fließmodell*. Die durch das heiße Material verursachten Auftriebskräfte könnten möglicherweise mitverantwortlich sein für die Heraushebung der Hawaiischwelle.

Eine weitere indirekte Bestätigung des heißen unter der Inselkette verteilten Materials lieferte die Untersuchung der Mantelübergangszone. Hier konnte eine generelle Verzögerung der Konversionszeiten um bis zu 3 s im nordwestlichen Teil des Messgebietes etwa ab der Mitte von Big Island festgestellt werden, während die Ankunftszeiten im südöstlichen Teil auf einen völlig unbeeinflussten Mantel hindeuten.

Insgesamt deuten die Ergebnisse dieser Arbeit im Bereich unterhalb der Lithosphäre auf einen geneigten Plumeschlauch hin. Die 410-km-Diskontinuität ergab leider keine Hinweise auf den Plume. Dies kann damit zusammenhängen, dass die Kombination der Verzögerungen durch den oberen Mantel und durch das Absenken der 410-km-Diskontinuität zu extrem späten Ankunftszeiten  $P_{410s}$  führen kann, die hier nicht detektiert wurden.

Ein indirekter Hinweis auf die geneigte Lage des Plumeschlauches ist jedoch auch im oberen Mantel mit dem Auftreten einer Niedriggeschwindigkeitszone in 140 km Tiefe unterhalb von Hawaii gegeben (Li *et al.*, 2000b). Diese konnte bestätigt und ihre Ausdehnung mit dem vorliegenden Datenmaterial genauer bestimmt werden. Sie erstreckt sich über den zentralen Bereich Big Islands und südwestlich bis über die Küstenlinie hinaus.

Den deutlichsten Hinweis auf den Plume liefert jedoch die 660-km-Diskontinuität, die eine klare Aufwölbung an der von Li *et al.* (2000b) vorgeschlagenen Position südwestlich von Big Island zeigt. Hier ist eine klare Ausdünnung der Mantelübergangszone erkennbar. Der Radius des Plumeschlauches konnte auf ca. 200 km mit einem heißen Kernbereich von etwa 120 km Radius bestimmt werden. Während eine von Collins *et al.* (2002) und Shen *et al.* (2003) postulierte weitreichende Ausdünnung der MTZ im nordwestlichen Teil des Messge-

bietes ausgeschlossen wurde, konnte das Auftreten der von Shen *et al.* (2003) beobachteten  $P_{1050S}$  im Bereich des Plumes bestätigt werden.

Darüber hinaus wurde ebenfalls in der Plumezone eine konvertierte Phase bei etwa 83,4 s beobachtet und als Untergrenze einer durch die 660-km-Diskontinuität möglicherweise verursachten Stauzone des aufsteigenden Materials interpretiert. Der relativ geringe Radius des Plumeschlauches von maximal 200 km deutet jedoch auf eine geringe Ausdehnung der Stauzone hin. Die Quellregion liegt daher vermutlich im tiefen unteren Mantel.

Weitere konvertierte Phasen konnten im obersten Teil des unteren Mantels ausgemacht werden. Deren Ursprung ist weitgehend unklar, möglicherweise aber werden sie durch Anisotropie verursacht. Für eine zuverlässige Erklärung dieser Phasen sind jedoch genauere Analysen der Anisotropie insbesondere im tieferen Mantel zwingend.

Lediglich eine Phase bei ca. 123 s konnte im gesamten Messgebiet beobachtet werden und weist im nordwestlichen Gebiet auch die durch das Plumematerial unter der Lithosphäre verursachte Verzögerung auf. Dies ist ein Hinweis, dass es sich hierbei um eine tiefe regional auftretende Diskontinuität handeln könnte.

Viele Anzeichen aus früheren Untersuchungen ließen bereits einen Ursprungsort südwestlich des rezenten Vulkanismus vermuten. So wurde z.B. eine Niedriggeschwindigkeitszone unterhalb von 80 km Tiefe an der südwestlichen Schwellenflanke beobachtet (Laske *et al.*, 1999) wie ebenso auch eine anisotrope Abnahme der SV-Geschwindigkeit in 150 km Tiefe (Ekström und Dziewonski, 1998) und schließlich die vermutete Lage des Plumes in 660 km Tiefe (Li *et al.*, 2000b) südwestlich von Big Island.

Mit der Bestätigung der Aufwölbung der 660-km-Diskontinuität bzw. der Ausdünnung der Mantelübergangszone ist ein weiteres Argument für eine Quellregion des Plumes südwestlich von Hawaii gegeben. Dies unterstützt die Theorie, nach welcher der Hawaii-Plume die bisherige Achse des Hawaii-Rückens verlassen hat.

Hieronymus und Bercovici (1999) begründen hiermit die Entstehung dualer Vulkanketten, wie etwa den Loa- und Kea-Trend, die vor etwa 3 Mio. Jahren initiiert wurden. Bestätigt wird diese These durch vage Anzeichen einer Richtungsänderung der Hawaii-Inselkette von einem Azimut von etwa  $300^\circ$  auf etwa  $325^\circ$ . Auch diese Änderung ist auf etwa 2-3 Mio. Jahre zurück datiert (Wessel und Kroenke, 1997; Cox, 1999).

Diese Arbeit liefert somit einen weiteren Hinweis zur Richtigkeit dieser Annahme. Unklar bleibt zunächst, ob die Beobachtung ein Indiz für eine Richtungsänderung der Lithosphärenplatte oder eher für eine Eigenbewegung des Plumes darstellt. Beide Ereignisse sind geeignet, um die Neigung des Plumes im Mantel zu erklären. Eine wesentliche Frage ist in diesem Zu-

sammenhang, wie tiefreichend die Auswirkungen einer veränderten Plattenbewegung auf Mantelströmungen sein können. Modellierungen und weitere Untersuchungen tieferer Mantelstrukturen können in Zukunft vielleicht eine Antwort ergeben.

# Literaturverzeichnis

- Akaogi, M. und Ito, E. (1999). Calorimetric study on majorite-perovskite transition in the system  $\text{Mg}_4\text{Si}_4\text{O}_{12}$ - $\text{Mg}_3\text{Al}_2\text{Si}_3\text{O}_{12}$ : transition boundaries with positive pressure-temperature slopes. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **114**, 129–140.
- Akaogi, M., Tanaka, A., und Ito, E. (2002). Garnet-ilmenite-perovskite transitions in the system  $\text{Mg}_4\text{Si}_4\text{O}_{12}$ - $\text{Mg}_3\text{Al}_2\text{Si}_3\text{O}_{12}$  at high pressures and high temperatures: phase equilibria, calorimetry and implications for mantle structure. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **132**, 303–324.
- Aki, K. und Richards, P. (1980). *Quantitative Seismology Theory and Methods*. Freeman and Company.
- Ammon, C. J., Randall, G. E., und Zandt, G. (1990). On the Nonuniqueness of Receiver Function Inversions. *J. Geophys. Res.*, **95**, 15303–15318.
- Anderson, D. L. (1998). The scales of mantle convection. *Tectonophysics*, **284**, 1–17.
- Anderson, D. L. und Bass, J. D. (1986). Transition region of the Earth's upper mantle. *Nature*, **320**, 321–328.
- Bass, J. D. und Anderson, D. L. (1984). Composition of the upper mantle: Geophysical tests of two petrological models. *Geophys. Res. Lett.*, **11**, 237–240.
- Bercovici, D. (2003). The generation of plate tectonics from mantle convection. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **205**, 107–121.
- Bercovici, D. und Kelly, A. (1997). The non-linear initiation of diapirs and plume heads. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **101**, 119–130.
- Bergmanis, E. C., Sinton, J. M., und Trusdell, F. A. (2000). Rejuvenated volcanism along the southwest rift zone, East Maui, Hawai'i. *Bull. Volcanol.*, **62**, 239–255.
- Bina, C. R. und Helffrich, G. (1994). Phase transition Clapeyron slopes and transition zone seismic discontinuity topography. *J. Geophys. Res.*, **99**(B8), 15853–15860.

- Bina, C. R. und Wood, B. J. (1984). The Eclogite to Garnetite Transition – Experimental and Thermodynamic Constraints. *Geophys. Res. Lett.*, **11**(10), 955–958.
- Bock, G. (1991). Long-Period S to P Converted Waves and the Onset of Partial Melting Beneath Oahu, Hawaii. *Geophys. Res. Lett.*, **18**, 869–872.
- Bock, G. (1994). Synthetic seismogram images of upper mantle structure: No evidence for a 520-km discontinuity. *J. Geophys. Res.*, **99**, 15843–15851.
- Bock, G. und Kind, R. (1991). A global study of S-to-P and P-to-S conversions from the upper mantle transition zone. *Geophys. J. Int.*, **107**, 117–129.
- Bostock, M. G. (1997). Anisotropic upper-mantle stratigraphy and architecture of the Slave craton. *Nature*, **390**, 392–395.
- Bostock, M. G. (1998). Mantle stratigraphy and evolution of the Slave province. *J. Geophys. Res.*, **103**(B9), 21183–21200.
- Bostock, M. G. und Sacchi, M. D. (1997). Deconvolution of teleseismic recordings for mantle structure. *Geophys. J. Int.*, **129**, 143–152.
- Brandon, A., Walker, R., Morgan, J., Norman, M., und Prichard, H. (1998). Coupled  $^{186}\text{Os}$  and  $^{187}\text{Os}$  Evidence for Core-Mantle Interaction. *Science*, **280**, 1570–1573.
- Brunet, D. und Yuen, D. (2000). Mantle plumes pinched in the transition zone. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **178**, 13–27.
- Budweg, M. (2002). *Der obere Mantel in der Eifel-Region untersucht mit der Receiver Function Methode*. Dissertation, Universität Postdam.
- Burdick, L. J. und Langston, C. (1977). Modeling crust-structure through the use of converted phases in teleseismic body-waveforms. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **67**, 677–691.
- Castle, J. C. und Creager, K. C. (2000). Local sharpness and shear wave speed jump across the 660-km discontinuity. *J. Geophys. Res.*, **105**, 6191–6200.
- Chen, J., Inoue, T., Yurimoto, H., und Weidner, D. J. (2002). Effect of water on olivine-wadsleyite phase boundary in the  $(\text{Mg,Fe})_2\text{SiO}_4$  system. *Geophys. Res. Lett.*, **29**(18), 1875, doi:10.1029/2001GL014429.
- Chevrot, S., Vinnik, L. P., und Montagner, J.-P. (1999). Global-scale analysis of the mantle Pds phases. *J. Geophys. Res.*, **104**, 20203–20219.

- Chopelas, A. (1991). Thermal Properties of  $\beta$ -Mg<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub> at Mantle Pressures Derived from Vibrational Spectroscopy: Implications for the Mantle at 400 km Depth. *J. Geophys. Res.*, **96**, 11817–11829.
- Chopelas, A. (1994). Thermodynamics and Behaviour  $\gamma$ -Mg<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub> at High Pressure: Implications for Mg<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub> Phase Equilibrium. *Phys. Chem. Minerals*, **21**, 351–359.
- Clouard, V. und Bonneville, A. (2001). How many Pacific hotspots are fed by deep-mantle plumes. *Geology*, **29**, 695–698.
- Collier, J. D., Helffrich, G. R., und Wood, B. J. (2001). Seismic discontinuities and subduction zones. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **127**, 35–49.
- Collins, J. A., Vernon, F. L., Orcutt, J. A., und Stephen, R. A. (2002). Upper mantle structure beneath the Hawaiian swell: Constraints from the ocean seismic network pilot experiment. *Geophys. Res. Lett.*, **29**(11), doi:10.1029/2001GL013302.
- Condie, K. C. (1982). *Plate Tectonics and Crustal Evolution*. Pergamon Press, Oxford.
- Cox, R. T. (1999). Hawaiian volcanic propagation and Hawaiian swell asymmetry. *Tectonophysics*, **310**, 69–79.
- Crosson, R. S. und Koyanagi, R. Y. (1979). Seismic velocity structure below the Islands of Hawaii from local earthquake data. *J. Geophys. Res.*, **84**, 2331–2342.
- Cserepes, L. und Yuen, D. A. (2000). On the possibility of a second kind of mantle plume. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **183**, 61–71.
- Cserepes, L., Yuen, D. A., und Schröder, B. A. (2000a). Effect of the mid-mantle viscosity and phase-transition structure on 3D mantle convection. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **118**, 135–148.
- Cserepes, L., Christensen, U. R., und Ribe, N. M. (2000b). Geoid height versus topography for a plume model of the Hawaiian swell. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **178**, 29–38.
- Cummins, P., Kennett, B. L. N., Bowman, J. R., und Bostock, M. (1992). The 520 km discontinuity? *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **82**, 323–336.
- Davaille, A., Girard, F., und Bars, M. L. (2002). How to anchor hotspots in a convecting mantle? *Earth Planet. Sci. Lett.*, **203**, 621–634.
- Deuss, A. und Woodhouse, J. H. (2001). Seismic Observation of Splitting of the Mid-Transition Zone Discontinuity in Earth's Mantle. *Science*, **294**, 354–357.

- Deuss, A. und Woodhouse, J. H. (2002). A systematic search for mantle discontinuities using SS-precursors. *Geophys. Res. Lett.*, **29**(8), doi:10.1029/2002GL014768.
- Dueker, K. G. und Sheehan, A. F. (1998). Mantle discontinuity structure beneath the Colorado Rocky Mountains and High Planes. *J. Geophys. Res.*, **103**, 7153–7169.
- Duffy, T. S. und Anderson, D. L. (1989). Seismic Velocities in Mantle Minerals and the Mineralogy of the Upper Mantle. *J. Geophys. Res.*, **94**, 1895–1912.
- Dziewonski, A. und Anderson, D. L. (1980). Preliminary reference Earth model. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **25**, 297–356.
- Eaton, D. W. S., Stewart, R. R., und Harrison, M. P. (1991). The Fresnel zone for P-SV waves. *Geophysics*, **56**, 360–364.
- Efron, B. und Tibshirani, R. (1986). Bootstrap methods for standard errors, confidence intervals, and other measures of statistical accuracy. *Stat. Sci.*, **1**, 54–77.
- Ekström, G. und Dziewonski, A. M. (1998). The unique anisotropy of the Pacific upper mantle. *Nature*, **394**, 168–172.
- Ellsworth, W. L. und Koyanagi, R. Y. (1977). Three-Dimensional Crust and Mantle Structure of Kilauea Volcano, Hawaii. *J. Geophys. Res.*, **82**, 5379–5394.
- Ernst, R. E. und Buchan, K. L. (2002). Maximum size and distribution in time and space of mantle plumes: evidence from large igneous provinces. *J. Geodyn.*, **34**, 309–342.
- Flanagan, M. P. und Shearer, P. M. (1998). Global mapping of topography on transition zone velocity discontinuities by stacking SS precursors. *J. Geophys. Res.*, **103**, 2673–2692.
- Forsyth, D. W. (1975). The early structural evolution and anisotropy of the oceanic upper mantle. *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, **43**, 103–162.
- Fouch, M. J., Fischer, K. M., und Wyssession, M. E. (2001). Lowermost mantle anisotropy beneath the Pacific: Imaging the source of the Hawaiian plume. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **190**, 167–180.
- Fujisawa, H. (1998). Elastic wave velocities of forsterite and its  $\beta$ -spinel form and chemical boundary hypothesis for the 410-km discontinuity. *J. Geophys. Res.*, **103**, 9591–9608.
- Gaherty, J. B., Jordan, T. H., und Gee, L. S. (1996). Seismic structure of the upper mantle in a central Pacific corridor. *J. Geophys. Res.*, **101**(B10), 22291–22309.

- Gaherty, J. B., Kato, M., und Jordan, T. H. (1999a). Seismological structure of the upper mantle: A regional comparison of seismic layering. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **110**, 21–41.
- Gaherty, J. B., Wang, Y., Jordan, T. H., und Weidner, D. J. (1999b). Testing plausible upper-mantle compositions using fine-scale models of the 410-km discontinuity. *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 1641–1644.
- Garcia, M. O., Kurz, M. D., und Muenow, D. W. (1990). Mahukona: The missing Hawaiian volcano. *Geology*, **18**, 1111–1114.
- Gossler, J. und Kind, R. (1996). Seismic evidence for very deep roots of continents. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **138**, 1–13.
- Got, J.-L. und Coutant, O. (1997). Anisotropic scattering and travel time delay analysis in Kilauea volcano, Hawaii, earthquake coda waves. *J. Geophys. Res.*, **102**, 8397–8410.
- Gripp, A. E. und Gordon, R. G. (2002). Young tracks of hotspots and current plate velocities. *Geophys. J. Int.*, **150**, 321–361.
- Grunewald, S. (2000). *Untersuchungen zur regionalen Struktur von Lithosphäre und oberem Erdmantel unter Zentraleuropa mittels konvertierter seismischer Phasen*. Dissertation, Universität Postdam.
- Gu, Y. J. und Dziewonski, A. M. (2002). Global variability of transition zone thickness. *J. Geophys. Res.*, **107**(B7), doi:10.1029/2001JB000489.
- Gurrola, H., Minster, J. B., und Owens, T. (1994). The use of velocity spectrum for stacking receiver functions and imaging upper mantle discontinuities. *Geophys. J. Int.*, **117**, 427–440.
- Hales, A. L. (1969). A seismic discontinuity in the lithosphere. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **7**, 44–46.
- Hales, A. L., Muirhead, K. J., und Rynn, J. M. W. (1980). A Compressional Velocity Distribution for the Upper Mantle. *Tectonophysics*, **63**, 309–348.
- Hammond, W. C. und Humphreys, E. D. (2000). Upper mantle seismic wave velocity: Effect of realistic partial melt geometries. *J. Geophys. Res.*, **105**, 10975–10986.
- Haskell, N. A. (1962). Crustal reflections of plane P and SV waves. *J. Geophys. Res.*, **67**, 4751–4767.
- Hauri, E. H. (1996). Major-element variability in the Hawaiian mantle plume. *Nature*, **382**, 415–419.



- Hazlett, R. W. und Hyndman, D. W. (2000). *Roadside Geology of Hawaii*. Mountain Press Publishing Company, P.O. Box 2399, Missoula, MT 59086, USA, zweite edition.
- Helffrich, G. R. (2000). The earth's mantle. *Review of Geophysics*, **38**, 141–158.
- Helffrich, G. R. und Bina, C. R. (1994). Frequency dependence of the visibility and depths of mantle seismic discontinuities. *Geophys. Res. Lett.*, **21**, 2613–2616.
- Helffrich, G. R. und Wood, B. J. (2001). The earth's mantle. *Nature*, **412**, 501–507.
- Hieronimus, C. F. und Bercovici, D. (1999). Discrete alternating hotspot islands formed by interaction of magma transport and lithospheric flexure. *Nature*, **397**, 604–607.
- Hirose, K. (2002). Phase transitions in pyrolitic mantle around 670-km depth: Implications for upwelling of plumes from the lower mantle. *J. Geophys. Res.*, **107**(B4), doi:10.1029/2001JB00597.
- Irifune, T., Koizumi, T., und Ando, J. (1996). An experimental study of the garnet-perovskite transformation in the system  $\text{MgSiO}_3\text{-Mg}_3\text{Al}_2\text{Si}_3\text{O}_{12}$ . *Phys. Earth Planet. Inter.*, **96**, 147–157.
- Isaak, D. G. (1992). High-Temperature Elasticity of Iron-Bearing Olivines. *J. Geophys. Res.*, **97**, 1871–1885.
- Ita, J. J. und Stixrude, L. (1992). Petrology, elasticity and composition of the mantle transition zone. *J. Geophys. Res.*, **97**, 6849–6866.
- Ito, E. und Takahashi, E. (1989). Postspinel Transformations in the System  $\text{Mg}_2\text{SiO}_4\text{-Fe}_2\text{SiO}_4$  and Some Geophysical Implications. *J. Geophys. Res.*, **94**, 10637–10646.
- Ji, Y. und Nataf, H.-C. (1998). Detection of mantle plumes in the lower mantle by diffraction tomography: Hawaii. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **159**, 99–115.
- Jones, C. H. und Phinney, R. A. (1998). Seismic structure of the lithosphere from teleseismic converted arrivals observed at small arrays in the southern Sierra Nevada and vicinity, California. *J. Geophys. Res.*, **103**, 10065–10090.
- Kaneshima, S. und Helffrich, G. (1999). Dipping Low-Velocity Layer in the Mid-Lower Mantle: Evidence for Geochemical Heterogeneity. *Science*, **283**, 1888–1891.
- Karato, S. (1992). On The Lehmann Discontinuity. *Geophys. Res. Lett.*, **19**(22), 2255–2258.
- Karato, S. (1997). On the separation of crustal component from subducted oceanic lithosphere near the 660 km discontinuity. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **99**, 103–111.

- Karato, S. und Jung, H. (1998). Water, partial melt and the origin of the seismic low velocity and high attenuation zone in the upper mantle. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **157**, 193–207.
- Karki, B. B., Stixrude, L., und Crain, J. (1997). Ab initio elasticity of three high-pressure polymorphs of silica. *Review of Geophysics*, **24**, 3269–3272.
- Karki, B. B., Stixrude, L., und Wentzcovitch, R. M. (2001). High-Pressure Elastic Properties of Major Materials of Earth's Mantle From First Principles. *Geophys. Res. Lett.*, **39**(4), 507–534.
- Kawakatsu, H. und Niu, F. (1994). Seismic evidence for a 920-km discontinuity in the mantle. *Nature*, **371**, 301–305.
- Kay, R., Hubbard, N. J., und Gast, P. W. (1970). Chemical characteristics and origin of oceanic ridge volcanic rocks. *J. Geophys. Res.*, **75**, 1585–1613.
- Kearey, P. und Vine, F. J. (1996). *Global Tectonics*. Blackwell Science Ltd., Osney Mead, Oxford OX2 0EL, 2 edition.
- Keller, R. A., Fisk, M. R., und White, W. M. (2000). Isotopic evidence for late cretaceous plume-ridge interaction at the hawaiian hotspot. *Nature*, **405**, 673–676.
- Kellogg, L. H., Hager, B. H., und van der Hilst, R. D. (1999). Compositional Stratification in the Deep. *Science*, **283**, 1881–1884.
- Kennett, B. und Engdahl, E. (1991). Traveltimes for global earthquake location and phase identification. *Geophys. J. Int.*, **105**, 429–465.
- Kind, R. und Vinnik, L. P. (1988). The upper-mantle discontinuities underneath the GRF array from P-to-S converted phases. *J. Geophys.*, **62**, 138–147.
- Kind, R., Kosarev, G. L., und Petersen, N. V. (1995). Receiver functions at the stations of the German Regional Seismic Network (GRSN). *Geophys. J. Int.*, **121**, 191–202.
- Kingma, K., Cohen, R. E., Hemley, R. J., und Mao, H. (1995). Transformation of stishovite to a denser phase at lower-mantle pressures. *Nature*, **374**, 243–245.
- Koito, S., Akaogi, M., Kubota, O., und Suzuki, T. (2000). Calorimetric measurements of perovskites in the system  $\text{CaTiO}_3$ - $\text{CaSiO}_3$  and experimental and calculated phase equilibria for high-pressure dissociation of diopside. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **120**, 1–10.
- Kosarev, G. L., Kind, R., Sobolev, S. V., Yuan, X., Hanka, W., und Oreshin, S. (1999). Seismic Evidence for a Detached Indian Lithospheric Mantle Beneath Tibet. *Science*, **283**, 1306–1309.

- Krüger, F. und Weber, M. (1992). The effect of low-velocity sediments on the misslocation vectors of the GRF array. *Geophys. J. Int.*, **108**, 387–393.
- Kubo, A. und Akaogi, M. (2000). Post-garnet transitions in the system  $Mg_4Si_4O_{12}$ - $Mg_3Al_2Si_3O_{12}$  up to 28 GPa: phase relations of garnet, ilmenite and perovskite. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **121**, 387–393.
- Labrosse, S. (2002). Hotspots, mantle plumes and core heat loss. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **199**, 147–156.
- Langston, C. A. (1977a). Corvallis, Oregon, crustal and upper mantle structure from teleseismic P and S waves. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **67**, 713–724.
- Langston, C. A. (1977b). The effect of planar dipping on source and receiver responses for constant ray parameter. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **67**, 1029–1050.
- Langston, C. A. (1979). Structure under Mount Rainier, Washington, inferred from teleseismic body waves. *J. Geophys. Res.*, **84**, 4749–4762.
- Laske, G., Phipps-Morgan, J., und Orcutt, J. A. (1999). First results from the Hawaiian SWELL pilot experiment. *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 3397–3400.
- Lay, T. und Wallace, T. C. (1995). *Modern Global Seismology*. III. Academic Press Limited, 24-28 Oval Road, London NW1 7DX.
- Lebedev, S., Chevrot, S., und van der Hilst, R. D. (2002). Seismic evidence for Olivine Phase Changes at the 410- and 660-Kilometer Discontinuities. *Science*, **296**, 1300–1302.
- Lehmann, I. (1959). Velocities of longitudinal waves in the upper part of the Earth's mantle. *Ann. Geophys.*, **15**, 93–118.
- Lehmann, I. (1961). Seismic evidence for Olivine Phase Changes at the 410- and 660-Kilometer Discontinuities. *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, **4**, 124–138.
- Li, A., Fischer, K. M., Wysession, M. E., und Clarke, T. J. (1998). Mantel discontinuities and temperature under the north american continental keel. *Nature*, **395**, 160–163.
- Li, X. (2001). *A Receiver Function Study of the Northwest Pacific Subduction Zone and the Hawaiian Mantle Plume*. Dissertation, Freie Universität Berlin.
- Li, X., Sobolev, S. V., Kind, R., Yuan, X., und Estabrook, C. (2000a). A detailed receiver function image of the upper mantle discontinuities in the Japan subduction zone. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **183**, 527–541.

- Li, X., Kind, R., Priestley, K., Sobolev, S. V., Tilmann, F., Yuan, X., und Weber, M. (2000b). Mapping the Hawaiian plume conduit with converted seismic waves. *Nature*, **405**, 938–941.
- Li, X., Kind, R., und Yuan, X. (2003). Seismic study of upper mantle transition zone beneath hotspots. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **136**, 79–92.
- Li, X., Kind, R., Yuan, X., Wölbern, I., und Hanka, W. (2004). Rejuvenation of the lithosphere by the hawaiian plume. *Nature*, **427**, 827–829.
- Li, Y., Thurber, C. H., und Munson, C. G. (1992). Profile of Discontinuities Beneath Hawaii From S to P Converted Seismic Waves. *Geophys. Res. Lett.*, **19**, 111–114.
- Lindwall, D. A. (1988). A Two-Dimensional Seismic Investigation of Crustal Structure Under the Hawaiian Islands Near Oahu and Kauai. *J. Geophys. Res.*, **93**, 12107–12122.
- Lindwall, D. A. (1991). Old Pacific Crust Near Hawaii: A Seismic View. *J. Geophys. Res.*, **96**, 8191–8203.
- Mambole, A. und Fleitout, L. (2002). Petrological layering induced by an endothermic phase transition in the Earth's mantle. *Geophys. Res. Lett.*, **29**(22), 2044,doi:10.1029/2002GL014674.
- Mao, H., Shu, J., Fei, Y., Hu, J., und Hemley, R. J. (1996). The wüstite enigma. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **96**, 135–145.
- Marquart, G. und Schmeling, H. (2000). Interaction of small plumes with the spinel-perovskite phase boundary: implications for chemical mixing. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **177**, 241–254.
- Melbourne, T. und Helmberger, D. (1998). Fine structure of the 410-km discontinuity. *J. Geophys. Res.*, **103**, 10091–10102.
- Moore, W. B., Schubert, G., und Tackley, P. (1998). Three-Dimensional Simulations of Plume-Lithosphere Interaction at the Hawaiian Swell. *Science*, **279**, 1008–1011.
- Morgan, W. J. (1971). Convection Plumes in the Lower Mantle. *Nature*, **230**, 42–43.
- Morozov, I. B. und Dueker, K. G. (2003). Signal-to-noise ratios of teleseismic receiver functions and effectiveness of stacking for their enhancement. *J. Geophys. Res.*, **108**(B2), 2106,doi:10.1029/2001JB001692.
- Murakami, M., Hirose, K., Yurimoto, H., Nakashima, S., und Takafuji, N. (2002). Water in Earth's Lower Mantle. *Science*, **295**, 1885–1887.

- Murphy, F. E., Neuberg, J. W., und Jacob, A. W. B. (1997). Alternatives to core-mantle boundary topography. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **103**, 349–364.
- Nakakuki, T., Yuen, D. A., und Honda, S. (1997). The interaction of plumes with the transition zone under continents and oceans. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **146**, 379–391.
- Niu, F. und Kawakatsu, H. (1997). Depth variation of the mid-mantle seismic discontinuity. *Geophys. Res. Lett.*, **24**, 429–432.
- Norton, I. O. (1995). Plate motions in the North Pacific: The 43 Ma nonevent. *Tectonics*, **14**(5), 1080–1094.
- Ohtani, E., Toma, M., Litasov, K., Kubo, T., und Suzuki, A. (2001). Stability of dense hydrous magnesium silicate phases and water storage capacity in the transition zone and lower mantle. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **124**, 105–117.
- Okubo, P. G., Benz, H. M., und Chouet, B. A. (1997). Imaging the crustal magma sources beneath Mauna Loa and Kilauea volcanoes, Hawaii. *Geology*, **25**(10), 867–870.
- Owens, T. J. und Zandt, G. (1985). The response of the continental crust-mantle boundary observed an broadband teleseismic receiver functions. *Geophys. Res. Lett.*, **12**, 705–708.
- Owens, T. J., Zandt, G., und Taylor, S. R. (1984). Seismic evidence for an ancient rift beneath the Cumberland Plateau, Tennessee: A detailed analysis of broadband teleseismic P waveforms. *J. Geophys. Res.*, **89**, 7783–7795.
- Pavlenkova, N. I. (1996). General features of the uppermost mantle stratification from long-range seismic profiles. *Tectonophysics*, **264**, 261–278.
- Phinney, R. A. (1964). Structure of the Earth's crust from spectral behaviour of long-period body waves. *J. Geophys. Res.*, **69**, 2997–3017.
- Pietruszka, A. J. und Garcia, M. O. (1999). The size and shape of Kilauea Volcano's summit magma storage reservoir: a geochemical probe. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **167**, 311–320.
- Plomerová, J., Kouba, D., und Babuška, V. (2002). Mapping the lithosphere-asthenosphere boundary through changes in surface-wave anisotropy. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **358**, 175–185.
- Priestley, K. F. und Tilmann, F. T. (1999). Shear-wave structure of the lithosphere above the Hawaiian hot spot from two-station Rayleigh wave phase velocity measurements. *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 1493–1496.

- Revenaugh, J. und Jordan, T. H. (1991). Mantle Layering From ScS Reverberations 3. The Upper Mantle. *J. Geophys. Res.*, **96**, 19781–19810.
- Revenaugh, J. und Sipkin, S. A. (1994). Mantle discontinuity structure beneath China. *J. Geophys. Res.*, **99**, 21911–21927.
- Rhodes, M. und Davies, J. H. (2001). Tomographic imaging of multiple mantle plumes in the uppermost lower mantle. *Geophys. J. Int.*, **147**, 88–92.
- Ribe, N. M. und Christensen, U. R. (1999). The dynamical origin of Hawaiian volcanism. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **171**, 517–531.
- Ringwood, A. E. (1975). *Composition and Petrology of the Earth's Mantle*. McGraw-Hill, New York.
- Ringwood, A. E. (1979). *Origin of the Earth and Moon*. Springer Verlag, New York.
- Ringwood, A. E. (1994). Role of the transition zone and 660 km discontinuity in mantle dynamics. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **86**, 5–24.
- Ritsema, J. und Allen, R. M. (2003). The elusive mantle plume. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **207**, 1–12.
- Rost, S. (2000). *A study of the Earth's upper mantle discontinuities in the Pacific using a short-period array*. Dissertation, Georg-August-Universität zu Göttingen.
- Rost, S. und Weber, M. (2001). A reflector at 200 km depth beneath the northwest Pacific. *Geophys. J. Int.*, **147**, 12–28.
- Rost, S. und Weber, M. (2002). The upper mantle transition zone discontinuities in the Pacific as determined by short-period array data. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **204**, 347–361.
- Russel, S. A., Lay, T., und Garnero, E. J. (1998). Seismic evidence for small-scale dynamics in the lowermost mantle at the root of the hawaiian hotspot. *Nature*, Seiten 255–258.
- Sandvol, E., Seber, D., Barazangi, M., Vernon, F., Mellors, R., und Al-Amri, A. (1998). Lithospheric seismic velocity discontinuities beneath the Arabian Shield. *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 2873–2876.
- Saul, J. (2003). *Untersuchung der seismischen Struktur von Zentral-Tibet und Indien mit teleseismischen Breitbandregistrierungen*. Dissertation, Freie Universität Berlin.
- Savage, M. K. (1998). Lower crustal anisotropy or dipping boundaries? Effects on receiver functions and case study in New Zealand. *J. Geophys. Res.*, **103**(B7), 15069–15087.

- Seidler, E., Jacoby, W. R., und Cavsak, H. (1999). Hotspot distribution, gravity, mantle tomography: evidence for plumes. *J. Geodyn.*, **27**, 585–608.
- Shearer, P. M. (1996). Transition zone velocity gradients and the 520-km discontinuity. *J. Geophys. Res.*, **101**, 3053–3066.
- Shearer, P. M. und Flanagan, M. P. (1999). Seismic Velocity and Density Jumps Across the 410- and 660-Kilometer Discontinuities. *Science*, **285**, 1545–1548.
- Shen, Y., Solomon, S., Bjarnason, I. T., und Wolfe, C. J. (1998). Seismic evidence for a lower-mantle origin of the Iceland plume. *Nature*, **395**, 62–65.
- Shen, Y., Wolfe, C. J., und Solomon, S. C. (2003). Seismological evidence for a mid-mantle discontinuity beneath Hawaii and Iceland. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **214**, 143–151.
- Sheriff, R. E. und Geldart, L. P. (1995). *Exploration Seismology*. Cambridge University Press, The Pitt Building, Trumpington Street, Cambridge CB2 1RP, 2 edition.
- Simmons, N. A. und Gurrola, H. (2000). Multiple seismic discontinuities near the base of the transition zone in the Earth's mantle. *Nature*, **405**, 559–562.
- Solheim, L. P. und Peltier, W. R. (1994). Phase boundary deflections at 660-km depth and episodically layered isochemical convection in the mantle. *J. Geophys. Res.*, **99**, 15861–15875.
- Stacey, F. D. (1992). *Physics of the Earth*. III. Brookfield Press, P.O Box 738, Kenmore, Queensland 4069, Australia.
- Stammler, K. (1993). SeismicHandler - programmable multichannel data handler for interactive and automatic processing of seismological analysis. *Comp. Geosci*, **19**, 135–140.
- Stammler, K., Kind, R., Petersen, N., Kosarev, G., Vinnik, L. P., und Liu, Q. (1992). The upper mantle discontinuities: correlated or anticorrelated? *Geophys. Res. Lett.*, **19**, 1563–1566.
- Steinberger, B. (2000). Plumes in a convecting mantle: Models and observations for individual hotspots. *J. Geophys. Res.*, **105**(B5), 11127–11152.
- Steinberger, B. und O'Connell, R. J. (1998). Advection of plumes in mantle flow: implications for hotspot motion, mantle viscosity and plume distribution. *Geophys. J. Int.*, **132**, 412–434.
- Stixrude, L. (1997). Structure and sharpness of phase transitions and mantle discontinuities. *J. Geophys. Res.*, **102**, 14835–14852.

- Stoll, J. B. und Leven, M. (2003). Is the Hotspot Reference Frame Obsolete? Indications from Magnetic Borehole Logging on Detroit Seamount. Abstract-Band des Gemeinsamen Schwerpunktkolloquium IODP-ICDP.
- Tagami, T., Nishimitsu, Y., und Sherrod, D. R. (2003). Rejuvenated-stage volcanism after 0.6-m.y. quiescence at West Maui volcano, Hawaii: new evidence from K-Ar ages and chemistry of Lahaina Volcanics. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, **120**, 207–214.
- Tarduno, J. A. und Cottrell, R. D. (1997). Paleomagnetic evidence for motion of the Hawaiian hotspot during formation of the Emperor seamounts. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **153**, 171–180.
- Tarduno, J. A., Duncan, R. A., Scholl, D. W., Cottrell, R. D., Steinberger, B., Thorvaldur, T., Kerr, B. C., Neal, C. R., Frey, F. A., Torii, M., und Carvallo, C. (2003). The Emperor Seamounts: Southward Motion of the Hawaiian Hotspot Plume in Earth's Mantle. *Science*, **301**, 1064–1069.
- Telford, W. M., Geldart, L. P., und Sheriff, R. E. (1990). *Applied Geophysics*. Cambridge University Press.
- Thirot, F. J., Montagner, J. P., und Vinnik, L. (1998). Upper-mantle seismic discontinuities in a subduction zone (japan) investigated from P to S converted waves. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **108**, 61–80.
- Thybo, H. und Perchuc, E. (1997). The Seismic 8° Discontinuity and Partial Melting in Continental Mantle. *Science*, **275**, 1626–1629.
- Tilmann, F. J., Benz, H. M., Priestley, K. F., und Okubo, P. G. (2001). P-wave velocity structure of the uppermost mantle beneath Hawaii from travelttime tomography. *Geophys. J. Int.*, **146**, 594–606.
- Vacher, P., Mocquet, A., und Sotin, C. (1998). Computation of seismic profiles from mineral physics: The importance of non-olivine components for explaining the 660 depth discontinuity. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **106**, 275–298.
- Valbracht, P. J., Staudigel, H., Honda, M., McDougall, I., und Davies, G. R. (1996). Isotopic tracing of volcanic source regions from Hawaii: decoupling of gaseous from lithophile magma components. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **144**, 185–198.
- van der Hilst, R. D. und Kárason, H. (1999). Compositional Heterogeneity in the Bottom 1000 Kilometers of Earth's Mantle: Toward a Hybrid Convection Model. *Science*, **283**, 1885–1888.



- Vergne, J., Wittlinger, G., Farra, V., und Su, H. (2003). Evidence for upper crustal anisotropy in the Songpan-Ganze (northeastern Tibet) terrane. *Geophys. Res. Lett.*, **30**, 1552,doi:10.1029/2002GL016847.
- Vinnik, L. P. (1977). Detection of waves converted from P to SV in the mantle. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **15**, 39–45.
- Vinnik, L. P., Chevrot, S., und Montagner, J.-P. (1997). Evidence for a stagnant plume in the transition zone? *Geophys. Res. Lett.*, **24**, 1007–1010.
- Vinnik, L. P., Kato, M., und Kawakatsu, H. (2001). Search for seismic discontinuities in the lower mantle. *Geophys. J. Int.*, **147**, 41–56.
- Vinnik, L. P., Montagner, J. P., Girardin, N., Dricker, I., und Saul, J. (2003). Comment on "Shear-wave splitting to test mantle deformation models around Hawaii" by Kristoffer T. Walker, Götz H. R. Bokelmann, and Simon L. Klemperer. *J. Geophys. Res.*, **30**, 1675,doi:10.1029/2002GL015751.
- Walker, K. T., Bokelmann, G. H. R., und Klemperer, S. L. (2001). Shear-wave Splitting to Test Mantle Deformation Models around Hawaii. *J. Geophys. Res.*, **28**, 4319–4322.
- Walker, K. T., Bokelmann, G. H. R., und Klemperer, S. L. (2003). Reply to "Shear-wave splitting to test mantle deformation models around Hawaii" by Vinnik et al. *J. Geophys. Res.*, **30**, 1676,doi:10.1029/2002GL016712.
- Wang, S. und Wang, R. (2001). Current plate velocities relativ to hotspots: implications for hotspot motion, mantle viscosity and global reference frame. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **189**, 133–140.
- Wang, Z., Kitchen, N. E., und Eiler, J. M. (2003). Oxygen isotope geochemistry of the second HSDP core. *Geochem. Geophys. Geosyst.*, **4**(8), 8712,doi:10.1029/2002GC000406.
- Watson, S. und McKenzie, D. (1991). Melt generation in plumes: a study of Hawaiian volcanism. *J. Petrol.*, **32**, 501–537.
- Weeraratne, D. und Manga, M. (1998). Transitions in the style of mantle convection at high Rayleigh numbers. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **160**, 563–568.
- Wentzcovitch, R. M., Karki, B. B., Karato, S., und DaSilva, C. R. S. (1998). High pressure elastic anisotropy of MgSiO<sub>3</sub> perovskite and geophysical implications. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **164**, 371–378.

- Wessel, P. (1993). Observational Constraints on Models of the Hawaiian Hot Spot Swell. *J. Geophys. Res.*, **98**, 16095–16104.
- Wessel, P. und Kroenke, L. W. (1997). A geometric technique for relocating hotspots and refining absolute plate motions. *Nature*, **387**, 365–369.
- Wessel, P. und Kroenke, L. W. (1998). The geometric relationship between hot spots and seamounts: implications for Pacific hot spots. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **158**, 1–18.
- Wessel, P. und Smith, W. (1998). New, improved version of Generic Mapping Tools released. *EOS Trans. Am. Geophys. Union*, **79**, 579.
- Wilson, J. T. (1963). Evidence from islands on the spreading of the ocean floor. *Nature*, **197**, 536–538.
- Wölbern, I. (1999). Verifizierung krustenbedingter Einflüsse auf Laufzeitresiduen von Erdbebenwellen anhand von Daten aus dem TOR-1-Projekt. Diplomarbeit, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel.
- Wolfe, C. J., Solomon, S. C., Silver, P. G., VanDecar, J. C., und Russo, R. M. (2002). Inversion of body-wave delay times for mantle structure beneath the Hawaiian islands: results from the PELENET experiment. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **198**, 129–145.
- Wolfe, C. J., Okubo, J. P., und Shearer, P. M. (2003). Mantle Fault Zone Beneath Kilauea Volcano, Hawaii. *Science*, **300**, 478–480.
- Wood, B. J. (1995). The Effect of H<sub>2</sub>O on the 410-Kilometer Seismic Discontinuity. *Science*, **268**, 74–76.
- Yamazaki, A. und Hirahara, K. (1994). The thickness of upper mantle discontinuities, as inferred from short-period J-Array data. *Geophys. Res. Lett.*, **21**, 1811–1814.
- Yuan, X. (1999). *Teleseismic Receiver Function Study and Its Application in Tibet and the Central Andes*. Dissertation, Freie Universität Berlin.
- Yuan, X., Kind, R., Mechie, J., und Sandvol, E. (1997). Lithospheric and upper mantle structure of southern Tibet from seismological passive source experiment. *J. Geophys. Res.*, **102**, 27491–27500.
- Yuan, X., Sobolev, S. V., Kind, R., Oncken, O., Bock, G., Asch, G., Schurr, B., Graeber, F., Rudloff, A., Hanka, W., Wylegalla, K., Tibi, R., Haberland, C., Rietbrock, A., Giese, P., Wigger, P., Röwer, P., Zandt, G., Beck, S., Wallace, T., Pardo, M., und Comte, D. (2000). Subduction and collision processes in the Central Andes constrained by converted seismic phases. *Nature*, **408**, 958–961.

- Zha, C., Duffy, T., Mao, H., Downs, R., Hemley, R., und Weidner, D. (1997). Single-crystal elasticity of  $\beta$ -Mg<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub> to the pressure of the 410 km seismic discontinuity in the Earth's mantle. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **147**, E9–E15.
- Zhao, D. (2001). Seismic structure and origin of hotspots and mantle plumes. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **192**, 251–265.
- Zhong, S. und Watts, A. (2002). Constraints on the dynamics of mantle plumes from uplift of the Hawaiian Islands. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **203**, 105–116.
- Zhu, L. und Kanamori, H. (2000). Moho depth variation in southern California from teleseismic receiver functions. *J. Geophys. Res.*, **105**, 2969–2980.
- Zucca, J. J. und Hill, D. P. (1980). Crustal structure of the southeast Flank Of Kilauea Volcano, Hawaii, From Seismic Refraction Measurements. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **70**, 1149–1159.

# Anhang A

## Liste der verwendeten Beben

Nur Station KIP:					
Datum	Zeit	Breite	Länge	Tiefe	Mag.
08-OCT-1988	04:46:24.530	-18.77	-172.41	35	6.8
10-OCT-1988	18:20:25.050	-28.64	-177.55	27	6.5
04-SEP-1989	13:14:58.250	55.54	-156.84	11	6.9
16-SEP-1989	23:20:53.220	16.50	-93.67	108	6.6
07-OCT-1989	15:48:29.060	51.31	-179.03	19	6.7
09-DEC-1989	20:38:08.590	0.14	123.34	151	6.8
15-DEC-1989	18:43:45.030	8.34	126.73	24	7.4
19-FEB-1990	06:48:10.120	-15.47	166.38	12	6.8
25-MAR-1990	13:22:55.600	9.92	-84.81	22	7.0
03-APR-1990	22:57:00.920	11.43	-86.30	52	6.7
05-APR-1990	21:12:35.550	15.12	147.60	11	7.5
18-APR-1990	13:39:19.010	1.19	122.86	25	7.4
12-MAY-1990	04:50:08.710	49.04	141.85	605	6.8
30-MAY-1990	02:34:05.880	-6.02	-77.23	24	6.6
23-JUN-1990	21:38:18.750	-21.57	-176.48	180	6.5
07-JUN-1990	09:25:19.190	-3.56	144.43	29	6.9
14-JUN-1990	07:40:56.210	11.76	121.90	18	7.1
16-JUL-1990	07:26:34.610	15.68	121.17	25	7.8
17-JUL-1990	21:14:43.860	16.50	120.98	23	6.6
27-JUL-1990	12:37:59.550	-15.35	167.46	125	6.9
12-AUG-1990	21:25:21.950	-19.43	169.13	140	6.6
17-AUG-1990	13:07:17.420	-11.16	162.00	29	6.8
17-OCT-1990	14:30:13.160	-10.97	-70.78	598	6.8
30-DEC-1990	19:14:18.930	-5.10	150.97	178	6.6
09-FEB-1991	16:18:58.370	-9.93	159.14	10	6.9
18-FEB-1991	02:37:25.120	8.87	126.48	23	6.6
21-FEB-1991	02:35:34.050	58.43	-175.45	20	6.7
05-APR-1991	04:19:49.520	-5.98	-77.09	19	6.8
06-APR-1991	14:34:20.700	-15.01	-175.45	16	6.7
22-APR-1991	21:56:51.820	9.69	-83.07	10	7.6
04-JUL-1991	11:43:10.490	-8.10	124.68	28	6.5
06-JUL-1991	12:19:49.560	-13.11	-72.19	104	6.5
13-JUL-1991	02:50:14.690	42.18	-125.64	11	6.9
14-AUG-1991	19:15:03.670	-13.59	167.61	13	6.6
17-AUG-1991	22:17:14.680	41.82	-125.40	13	7.1

Datum	Zeit	Breite	Länge	Tiefe	Mag.
28-SEP-1991	20:26:56.150	-5.81	150.96	28	7.1
30-SEP-1991	00:21:46.410	-20.88	-178.59	566	6.5
14-OCT-1991	15:58:12.790	-9.09	158.44	23	7.1
01-NOV-1991	16:23:22.370	-30.25	-177.89	21	6.7
19-NOV-1991	22:28:51.090	4.55	-77.44	21	7.0
02-MAR-1992	12:29:39.590	52.92	159.89	38	6.8
12-MAY-1992	18:05:42.600	-16.52	-172.37	15	7.0
15-MAY-1992	07:05:05.340	-6.07	147.57	58	7.1
17-MAY-1992	09:49:19.110	7.24	126.64	32	7.1
27-MAY-1992	05:13:38.810	-11.12	165.24	18	7.3
25-MAY-1992	16:55:04.170	19.61	-77.87	23	7.0
28-JUN-1992	11:57:34.120	34.20	-116.44	1	7.6
25-JUN-1992	06:30:51.000	-28.31	-176.72	20	6.5
10-JUL-1992	09:31:27.590	44.69	149.48	19	6.5
18-JUL-1992	08:36:58.700	39.42	143.33	28	7.0
20-JUL-1992	07:46:46.740	78.56	5.52	10	6.5
02-AUG-1992	05:50:11.690	-0.88	127.58	18	6.6
07-AUG-1992	18:19:20.440	57.59	-142.85	13	6.7
02-SEP-1992	00:16:01.690	11.74	-87.34	44	7.4
26-SEP-1992	22:15:57.510	1.29	129.12	27	6.5
30-SEP-1992	05:34:00.300	51.28	-178.04	33	6.8
11-OCT-1992	19:24:26.290	-19.25	168.95	129	7.2
17-OCT-1992	02:51:50.920	-19.23	169.55	11	7.0
18-OCT-1992	15:11:59.110	7.07	-76.86	10	7.4
08-NOV-1992	03:43:20.480	-15.73	-179.70	9	6.6
12-DEC-1992	05:29:26.350	-8.48	121.90	27	7.5
20-DEC-1992	20:52:47.280	-6.58	130.39	77	7.0
15-JAN-1993	11:06:05.950	43.30	143.69	102	7.6
06-MAR-1993	03:05:49.870	-10.97	164.18	20	7.2
21-MAR-1993	05:04:59.190	-18.04	-178.53	588	6.5
11-MAY-1993	18:26:51.320	7.22	126.57	58	7.0
13-MAY-1993	11:59:49.250	55.18	-160.46	32	6.9
15-MAY-1993	21:52:25.340	51.37	-178.67	32	6.9
16-MAY-1993	21:44:48.940	-15.29	-173.33	168	6.8
18-MAY-1993	10:19:33.780	19.91	122.45	168	6.8
18-JUN-1993	11:52:51.680	-28.68	-176.89	10	7.1
18-JUN-1993	17:57:46.610	-28.68	-176.89	10	7.1
06-JUN-1993	13:23:20.860	15.82	146.60	13	6.6
08-JUN-1993	13:03:36.480	51.22	157.83	70	7.5
12-JUL-1993	13:17:11.960	42.85	139.20	16	7.7
02-JUN-1994	18:17:34.020	-10.48	112.83	18	7.8
04-JUL-1994	21:36:41.960	14.89	-97.32	14	6.5
13-JUL-1994	02:35:56.020	-16.62	167.52	33	7.3
13-JUL-1994	11:45:23.360	-7.53	127.77	158	6.8
21-JUL-1994	18:36:31.740	42.34	132.87	471	7.3
16-SEP-1994	06:20:18.740	22.53	118.71	13	6.8
28-AUG-1994	18:37:20.670	44.78	150.06	18	6.6
06-JAN-1995	22:37:34.299	40.25	142.18	27	6.7
16-JAN-1995	20:46:52.120	34.58	135.02	21	6.9
05-FEB-1995	22:51:05.990	-37.76	178.75	21	6.5
19-MAR-1995	23:53:14.899	-4.18	135.11	33	6.2
07-APR-1995	22:06:56.799	-15.20	-173.53	21	6.8
08-APR-1995	17:45:12.920	21.83	142.69	267	6.7
21-APR-1995	00:09:54.299	12.01	125.66	20	6.2
28-APR-1995	16:30:00.699	44.07	148.00	29	6.5
02-MAY-1995	06:06:05.599	-3.79	-76.92	97	6.5
05-MAY-1995	03:53:45.000	12.63	125.30	16	6.2
14-MAY-1995	11:33:18.799	-8.38	125.13	11	6.2
16-MAY-1995	20:12:44.200	-23.01	169.90	20	6.9
17-MAY-1995	11:23:49.540	-23.03	170.11	19	6.5
27-MAY-1995	13:03:52.599	52.63	142.83	11	6.7
24-JUN-1995	06:58:06.599	-3.96	153.93	386	6.2

Datum	Zeit	Breite	Länge	Tiefe	Mag.
29-JUN-1995	12:24:03.200	-19.54	169.29	139	6.3
03-JUL-1995	19:50:50.599	-29.21	-177.59	35	6.5
12-JUL-1995	15:46:56.850	-23.26	170.87	11	6.5
28-JUL-1995	14:29:11.030	-21.18	-175.39	92	6.6
14-AUG-1995	04:37:17.500	-4.84	151.51	128	6.4
16-AUG-1995	10:27:28.600	-5.80	154.18	30	6.5
16-AUG-1995	16:24:26.500	-5.43	153.77	19	5.8
16-AUG-1995	23:10:23.980	-5.77	154.35	33	7.2
19-AUG-1995	21:43:31.920	5.14	-75.58	119	6.7
23-AUG-1995	07:06:02.700	18.86	145.22	595	6.3
23-AUG-1995	13:14:42.400	-56.88	-141.65	12	5.9
28-AUG-1995	10:46:12.060	26.09	-110.28	12	6.9
03-OCT-1995	01:51:23.899	-2.75	-77.88	24	6.5
03-OCT-1995	12:44:58.000	-2.78	-77.85	17	6.0
09-OCT-1995	15:35:53.910	19.06	-104.21	33	8.0
18-OCT-1995	10:37:26.299	27.93	130.18	28	6.4
19-OCT-1995	02:41:36.990	28.09	130.15	20	6.3
21-OCT-1995	02:38:57.990	16.84	-93.47	159	6.3
19-DEC-1995	23:28:12.180	-3.70	140.23	63	6.7
25-DEC-1995	04:43:24.460	-6.90	129.15	141	7.
05-NOV-1996	09:41:34.770	-31.16	180.00	369	6.8
05-SEP-1996	08:14:14.399	-22.12	-113.44	10	6.9
05-AUG-1996	02:08:58.200	-15.27	-172.76	54	6.0
16-APR-1996	00:30:54.599	-24.06	-177.04	111	7.2
14-OCT-1996	23:26:20.000	-7.23	155.51	19	5.9
07-FEB-1996	21:36:45.990	45.32	149.91	33	7.2
06-NOV-1996	20:00:58.850	28.00	143.54	9	6.6
10-JUN-1996	15:24:56.000	51.38	-176.49	36	5.9
11-JUN-1996	18:22:55.700	12.74	125.41	28	6.0
10-JUN-1996	04:03:35.400	51.10	-177.41	29	6.6
01-JAN-1996	08:05:10.830	0.73	119.93	24	7.9
16-FEB-1996	15:22:58.799	37.35	142.38	41	6.3
29-APR-1996	14:40:41.090	-6.52	155.00	44	7.5
02-AUG-1996	12:55:29.299	-10.78	161.46	47	6.2
19-OCT-1996	14:44:40.790	31.89	131.47	22	7.0
17-FEB-1996	05:59:29.700	-0.95	137.03	33	8.2
17-FEB-1996	05:59:30.500	-0.74	136.57	33	5.5
02-DEC-1996	22:17:59.240	31.79	131.31	49	6.9
21-FEB-1996	12:51:01.299	-9.59	-79.59	10	5.8
22-DEC-1996	14:53:27.620	43.21	138.92	226	6.5
11-JAN-1997	20:28:26.020	18.22	-102.76	33	7.2
11-MAR-1997	19:22:00.130	7.74	127.65	10	7.2
21-APR-1997	12:02:26.430	-12.58	166.68	33	7.9
23-APR-1997	19:44:28.420	13.99	144.90	100	6.5
01-MAY-1997	11:37:36.150	18.99	-107.35	33	7.3
03-MAY-1997	16:46:02.020	-31.79	-179.38	108	6.0
22-MAY-1997	07:50:53.520	18.68	-101.60	70	6.5
29-MAY-1997	17:02:38.740	-35.96	-102.51	10	6.5
10-JUN-1997	21:53:55.020	-35.81	-108.14	10	7.0
17-JUN-1997	21:03:40.260	51.35	-179.33	33	6.6
09-JUL-1997	19:24:13.170	10.60	-63.49	19	7.0
08-AUG-1997	22:27:19.850	-15.48	-179.14	10	6.6
02-SEP-1997	12:13:22.920	3.85	-75.75	198	6.8
04-SEP-1997	04:23:37.030	-26.57	178.34	624	6.8
20-SEP-1997	16:11:32.150	-28.68	-177.62	30	7.1
28-OCT-1997	06:15:17.330	-4.37	-76.68	112	7.2
15-NOV-1997	18:59:24.300	-15.15	167.38	123	7.0
25-NOV-1997	12:14:33.630	1.24	122.54	24	7.0
05-DEC-1997	11:26:54.690	54.84	162.04	33	7.8
05-DEC-1997	18:48:22.790	53.75	161.75	33	6.6
17-DEC-1997	04:38:51.460	51.19	178.87	20	6.6
22-DEC-1997	02:05:50.080	-5.49	147.87	179	7.2

Datum	Zeit	Breite	Länge	Tiefe	Mag.
04-JAN-1998	06:11:58.970	-22.30	170.91	100	7.5
12-JAN-1998	16:36:20.230	-15.85	-179.38	23	6.9
14-JAN-1998	17:24:10.390	-15.73	-179.33	33	6.7
03-MAY-1998	23:30:21.910	22.31	125.31	33	7.9
16-MAY-1998	02:22:03.210	-22.23	-179.52	586	6.9
21-MAY-1998	05:34:25.500	0.21	119.58	33	7.2
01-JUN-1998	05:34:03.580	52.89	160.07	43	6.9
09-JUL-1998	14:45:39.980	-30.49	-178.99	129	6.9
16-JUL-1998	11:56:36.420	-11.04	166.16	110	7.0
17-JUL-1998	08:49:13.280	-2.96	141.93	10	7.1
29-JUL-1998	18:00:29.990	-2.69	138.90	33	6.7
04-AUG-1998	18:59:20.100	-0.59	-80.39	33	7.2
20-AUG-1998	06:40:55.820	28.93	139.33	440	7.1
02-SEP-1998	08:37:29.910	5.41	126.76	50	6.8
27-DEC-1998	00:38:26.760	-21.63	-176.38	144	6.8
19-JAN-1999	03:35:33.840	-4.60	153.24	114	7.0
28-JAN-1999	08:10:05.420	52.89	-169.12	67	6.6
04-MAR-1999	08:52:01.900	5.40	121.94	33	7.1
08-MAR-1999	12:25:48.990	52.06	159.52	56	7.0
20-MAR-1999	10:47:45.930	51.59	-177.67	33	7.0
05-APR-1999	11:08:04.000	-5.59	149.57	150	7.4
08-APR-1999	13:10:34.080	43.61	130.35	565	7.1
13-APR-1999	10:38:48.400	-21.42	-176.46	164	6.8
20-APR-1999	19:04:08.320	-31.89	-179.04	95	6.6
10-MAY-1999	20:33:02.090	-5.16	150.88	138	7.1
16-MAY-1999	00:51:20.460	-4.75	152.49	73	7.1
17-MAY-1999	10:07:56.450	-5.16	152.88	27	6.9
15-JUN-1999	20:42:05.930	18.39	-97.44	70	7.0
16-JUN-1999	18:35:59.220	-17.04	-173.36	75	5.8
16-JUN-1999	19:32:32.870	-14.97	-175.85	33	5.9
18-JUN-1999	10:55:25.750	5.51	126.64	33	6.4
21-JUN-1999	17:43:04.520	18.32	-101.54	68	6.3
22-JUN-1999	00:47:42.900	-4.51	133.95	33	6.0
Netzwerk:					
29-JUN-1999	05:50:08.920	-9.47	147.85	33	6.0
30-JUN-1999	06:02:54.680	4.85	127.48	86	5.7
01-JUL-1999	02:08:02.010	70.28	-15.35	10	5.7
02-JUL-1999	11:45:31.290	49.37	-129.20	10	6.4
03-JUL-1999	01:43:54.000	47.08	-123.46	40	5.8
03-JUL-1999	05:30:10.090	26.32	140.48	430	6.1
07-JUL-1999	18:52:57.020	49.23	155.56	33	6.1
08-JUL-1999	11:04:49.990	-30.25	-178.13	116	5.7
09-JUL-1999	05:04:42.680	-6.51	154.94	29	6.3
11-JUL-1999	14:14:16.530	15.78	-88.33	10	7.0
12-JUL-1999	05:57:59.020	5.51	126.71	33	5.7
18-JUL-1999	10:34:03.220	-22.55	179.41	590	6.0
19-JUL-1999	02:17:03.660	-28.63	-177.61	39	6.5
21-JUL-1999	03:10:44.450	-18.29	-177.91	560	5.7
26-JUL-1999	01:33:20.200	-5.15	151.94	69	6.2
26-JUL-1999	02:45:47.450	40.78	141.68	104	5.7
28-JUL-1999	00:16:57.510	-28.69	-177.52	33	6.1
28-JUL-1999	10:08:20.600	-30.28	-178.01	25	6.3
01-AUG-1999	08:39:04.900	-30.37	-177.83	10	6.5
01-AUG-1999	12:47:50.160	51.52	-176.27	33	5.9
01-AUG-1999	16:06:22.000	37.39	-117.08	7	5.7
02-AUG-1999	09:47:12.060	-12.55	167.18	251	5.7
03-AUG-1999	15:58:57.600	-3.45	-79.16	88	5.9
06-AUG-1999	00:32:41.720	49.93	156.26	57	5.9
12-AUG-1999	05:44:59.590	-1.72	122.46	33	6.2
13-AUG-1999	07:56:40.320	52.04	-169.50	33	5.8
15-AUG-1999	19:50:12.200	-5.40	152.53	33	5.9
18-AUG-1999	01:16:48.460	-37.34	177.33	155	5.7

Datum	Zeit	Breite	Länge	Tiefe	Mag.
20-AUG-1999	10:02:21.100	9.04	-84.16	20	6.9
20-AUG-1999	20:33:10.880	34.02	135.40	65	5.7
21-AUG-1999	02:58:05.320	-20.39	-173.76	33	5.7
21-AUG-1999	10:49:51.000	8.92	-83.94	24	5.8
22-AUG-1999	12:40:45.960	-16.12	168.04	33	6.6
25-AUG-1999	07:06:22.030	-19.06	169.61	263	5.7
26-AUG-1999	01:24:42.600	10.38	126.01	62	5.9
26-AUG-1999	07:39:28.920	-3.52	145.66	33	6.6
26-AUG-1999	08:02:17.060	-3.47	145.61	33	5.8
26-AUG-1999	21:38:11.900	19.12	121.15	33	5.7
28-AUG-1999	12:40:06.190	-1.29	-77.55	196	6.3
10-SEP-1999	08:45:23.160	46.02	150.26	91	5.8
10-SEP-1999	19:37:44.810	-32.83	-178.27	33	6.0
12-SEP-1999	03:03:18.500	28.97	142.05	33	5.9
17-SEP-1999	14:54:48.720	-13.79	167.24	196	6.3
18-SEP-1999	21:28:33.170	51.21	157.56	60	6.0
18-SEP-1999	23:51:30.480	-19.71	169.21	102	5.9
19-SEP-1999	03:18:54.570	-3.62	150.88	430	5.9
20-SEP-1999	17:47:18.490	23.77	120.98	33	7.7
20-SEP-1999	17:57:16.090	23.78	121.20	33	6.3
20-SEP-1999	18:03:44.290	23.57	121.30	33	6.6
20-SEP-1999	18:16:18.510	23.76	121.25	33	6.8
20-SEP-1999	21:46:42.870	23.39	120.96	33	6.5
19-SEP-1999	00:27:23.060	46.42	153.38	45	5.8
22-SEP-1999	00:14:39.150	23.73	121.17	26	6.4
22-SEP-1999	00:49:42.770	23.64	121.14	33	6.2
27-SEP-1999	14:42:49.130	2.67	127.91	33	5.7
28-SEP-1999	05:00:42.960	54.59	168.26	33	6.2
30-SEP-1999	16:31:15.690	16.06	-96.93	60	7.5
01-OCT-1999	22:24:00.680	-0.28	122.70	64	5.8
02-OCT-1999	21:08:41.110	40.19	143.04	33	5.8
03-OCT-1999	02:10:14.070	-13.36	-111.31	10	5.7
05-OCT-1999	02:59:59.070	-35.84	-103.28	10	5.7
07-OCT-1999	12:27:07.410	-6.16	149.29	57	5.7
08-OCT-1999	05:09:48.920	-21.05	-174.49	33	5.9
10-OCT-1999	07:03:04.860	-1.99	134.28	33	6.2
12-OCT-1999	13:27:45.620	-21.12	-174.49	33	5.7
13-OCT-1999	01:33:40.130	54.66	-161.19	30	6.4
16-OCT-1999	09:46:44.130	34.59	-116.27	0	7.4
16-OCT-1999	09:59:35.000	34.68	-116.28	8	5.8
16-OCT-1999	12:57:20.990	34.44	-116.25	1	5.7
20-OCT-1999	08:28:52.470	-6.94	129.34	189	5.8
22-OCT-1999	02:18:58.560	23.44	120.51	33	5.9
23-OCT-1999	02:12:05.040	-4.81	153.41	83	6.3
24-OCT-1999	04:21:41.110	44.61	149.44	33	6.4
25-OCT-1999	00:01:20.500	-19.44	-173.88	33	5.9
25-OCT-1999	07:29:55.590	31.97	142.25	33	5.8
25-OCT-1999	20:31:42.310	-38.70	175.80	158	6.2
30-OCT-1999	09:43:21.740	-15.84	-173.73	33	5.7
01-NOV-1999	17:53:00.119	23.37	121.52	33	6.1
11-NOV-1999	02:41:05.070	49.31	155.63	33	6.4
13-NOV-1999	19:31:12.240	53.36	171.42	33	5.9
15-NOV-1999	01:34:35.800	38.30	142.31	50	5.7
16-NOV-1999	13:44:18.320	-55.82	-125.13	10	6.1
17-NOV-1999	03:27:42.080	-5.98	148.82	47	7.0
17-NOV-1999	11:36:34.970	-6.00	148.80	45	6.3
18-NOV-1999	03:20:22.920	-6.58	148.67	54	5.7
18-NOV-1999	14:27:42.820	0.52	126.07	33	6.0
19-NOV-1999	11:21:28.420	-6.43	148.53	33	5.9
19-NOV-1999	13:56:46.450	-6.35	148.76	33	7.0
21-NOV-1999	06:38:35.870	-63.12	-164.53	10	5.9
21-NOV-1999	06:46:19.240	18.54	-107.17	33	6.2
25-NOV-1999	04:00:09.400	-0.94	121.49	33	5.7



Datum	Zeit	Breite	Länge	Tiefe	Mag.
26-NOV-1999	00:29:00.270	55.13	165.36	33	6.0
26-NOV-1999	02:56:07.390	-30.23	-177.68	33	5.9
26-NOV-1999	13:21:15.570	-16.42	168.21	33	7.5
26-NOV-1999	13:38:34.440	-16.01	167.98	33	5.7
26-NOV-1999	22:03:20.070	-15.58	167.92	33	5.9
27-NOV-1999	02:31:49.460	-14.53	-71.29	126	5.9
27-NOV-1999	22:41:11.220	-4.69	153.02	89	5.9
27-NOV-1999	23:12:29.520	54.95	165.66	33	5.7
29-NOV-1999	11:07:02.820	0.56	126.11	33	5.7
30-NOV-1999	04:01:53.220	-18.90	-69.17	128	6.6
30-NOV-1999	16:23:34.840	-21.28	169.10	33	5.8
30-NOV-1999	20:10:22.370	-21.33	-178.66	547	5.8
01-DEC-1999	19:23:06.010	17.65	-82.36	10	6.3
04-DEC-1999	07:45:01.430	3.28	128.09	33	5.8
06-DEC-1999	23:12:33.920	57.41	-154.49	66	7.0
07-DEC-1999	00:19:49.610	57.36	-154.51	40	6.5
07-DEC-1999	05:35:58.000	75.38	-120.44	18	5.7
07-DEC-1999	21:29:49.270	-15.91	-173.98	137	6.4
05-DEC-1999	22:00:34.040	29.92	138.69	448	5.7
08-DEC-1999	13:34:44.690	-9.84	159.96	33	6.1
09-DEC-1999	10:18:17.180	-6.03	148.14	58	6.4
10-DEC-1999	18:38:30.100	-36.21	-97.32	10	6.5
11-DEC-1999	07:18:41.430	-13.91	167.19	202	5.8
11-DEC-1999	14:38:06.500	-17.72	-178.79	558	5.7
11-DEC-1999	18:03:36.450	15.76	119.74	33	6.5
13-DEC-1999	09:30:39.680	2.08	127.11	84	5.9
13-DEC-1999	22:40:13.970	-0.14	125.12	66	5.8
15-DEC-1999	00:00:44.420	17.19	-85.13	10	5.7
15-DEC-1999	04:41:12.390	-5.79	150.97	33	6.3
16-DEC-1999	14:17:54.760	-50.15	138.99	10	6.0
17-DEC-1999	00:27:28.870	-50.26	139.42	10	6.0
18-DEC-1999	17:44:55.110	-2.42	139.68	16	6.2
19-DEC-1999	00:48:36.990	12.87	144.57	50	6.0
19-DEC-1999	03:38:32.270	-3.99	131.33	33	5.9
19-DEC-1999	12:19:25.980	-4.58	151.23	33	5.7
22-DEC-1999	13:32:37.560	-10.89	165.46	33	6.0
22-DEC-1999	22:08:07.260	-0.62	-91.88	10	5.7
24-DEC-1999	19:26:04.940	-56.21	146.72	10	6.1
24-DEC-1999	22:35:38.660	-56.37	147.06	10	5.9
25-DEC-1999	18:19:30.410	-6.13	-75.27	26	5.8
25-DEC-1999	18:38:50.590	-27.99	-176.79	33	5.8
28-DEC-1999	12:46:58.320	5.61	-82.64	10	5.9
28-DEC-1999	16:51:24.500	1.67	128.29	65	5.8
28-DEC-1999	23:56:06.750	-11.15	165.54	33	5.8
29-DEC-1999	05:19:46.910	18.24	-101.43	69	6.1
29-DEC-1999	13:29:19.620	-10.86	165.35	33	6.9
29-DEC-1999	19:15:51.110	-10.98	165.25	33	5.9
29-DEC-1999	20:59:31.400	-11.21	165.32	33	5.7
29-DEC-1999	21:36:37.230	-10.94	165.26	33	5.7
29-DEC-1999	22:53:57.190	-11.16	165.33	33	6.2
01-JAN-2000	05:58:19.780	-60.72	153.67	10	6.0
02-JAN-2000	12:58:42.300	51.45	-175.56	33	5.8
02-JAN-2000	15:16:32.280	-20.77	-174.24	33	5.8
05-JAN-2000	07:40:40.730	-11.37	165.38	33	6.1
06-JAN-2000	10:42:25.000	58.04	-136.87	1	6.2
06-JAN-2000	21:31:06.220	16.09	119.48	33	6.2
08-JAN-2000	01:19:46.660	-9.81	159.81	33	6.4
08-JAN-2000	16:47:20.579	-16.92	-174.24	183	6.5
09-JAN-2000	21:54:40.490	-18.82	174.37	33	6.9
10-JAN-2000	16:40:42.240	27.35	139.98	453	5.7
13-JAN-2000	20:07:14.440	-17.61	-178.74	535	6.2

Datum	Zeit	Breite	Länge	Tiefe	Mag.
14-JAN-2000	23:37:07.870	25.61	101.06	33	5.9
15-JAN-2000	02:04:00.890	-6.34	148.43	72	5.8
15-JAN-2000	12:49:45.070	-21.22	-179.26	632	6.1
16-JAN-2000	15:00:40.840	-30.24	-178.13	33	5.9
17-JAN-2000	00:04:00.540	-11.59	166.30	33	5.8
17-JAN-2000	12:20:05.250	6.78	-71.97	33	5.9
17-JAN-2000	21:18:04.910	-14.51	-177.60	33	5.8
20-JAN-2000	00:59:23.710	-28.23	-176.56	33	5.7
20-JAN-2000	06:13:02.660	56.62	-161.87	220	6.0
20-JAN-2000	09:41:47.340	43.65	-127.26	10	6.1
23-JAN-2000	06:08:24.920	-7.97	120.61	46	5.9
23-JAN-2000	08:03:01.260	-7.97	120.65	46	5.7
23-JAN-2000	08:42:24.070	57.53	-149.11	10	5.7
23-JAN-2000	09:57:02.490	-17.51	-176.73	33	5.8
26-JAN-2000	13:26:50.000	-17.27	-174.00	33	6.4
28-JAN-2000	14:21:07.340	43.05	146.84	61	6.8
28-JAN-2000	16:39:24.280	26.08	124.50	193	6.1
03-FEB-2000	10:24:59.030	65.01	-154.24	7	6.1
06-FEB-2000	11:33:52.280	-5.84	150.88	33	6.8
10-FEB-2000	04:03:35.350	0.93	126.24	50	5.7
12-FEB-2000	10:39:54.580	-15.89	-174.80	226	5.9
12-FEB-2000	16:29:20.270	-6.57	155.01	33	5.9
13-FEB-2000	02:57:08.720	42.85	131.57	513	6.0
15-FEB-2000	02:05:00.510	17.67	145.40	521	5.9
16-FEB-2000	22:35:21.490	-10.81	166.57	33	5.7
17-FEB-2000	04:54:26.500	-10.90	166.69	33	5.9
20-FEB-2000	08:27:22.400	8.85	-84.13	20	5.7
21-FEB-2000	00:36:21.820	-6.28	154.76	54	5.7
21-FEB-2000	16:29:40.020	18.56	-107.07	33	5.7
25-FEB-2000	01:43:58.640	-19.53	173.82	33	7.5
26-FEB-2000	08:11:48.440	13.80	144.78	132	6.2
26-FEB-2000	18:24:39.220	9.41	-78.53	65	6.1
28-FEB-2000	09:45:08.220	-21.76	-175.29	33	5.7
28-FEB-2000	22:15:20.120	-17.59	-178.98	538	6.0
29-FEB-2000	04:35:04.200	-50.07	-114.20	10	6.0
29-FEB-2000	22:44:58.030	-18.16	169.01	33	6.0
01-MAR-2000	04:21:01.390	-19.00	-179.36	675	5.8
03-MAR-2000	22:09:13.790	-7.32	128.49	141	6.4
03-MAR-2000	22:22:40.740	-6.82	143.81	10	6.7
04-MAR-2000	02:24:22.430	-60.17	149.87	10	6.4
04-MAR-2000	14:09:50.460	-34.32	179.13	33	5.9
12-MAR-2000	22:21:30.470	14.98	-92.44	62	6.3
14-MAR-2000	18:42:35.530	-61.71	161.27	10	5.7
15-MAR-2000	06:35:05.210	-44.40	-117.43	10	5.9
16-MAR-2000	15:19:56.000	40.39	-125.28	7	5.9
21-MAR-2000	05:26:07.700	3.15	128.03	102	6.1
28-MAR-2000	11:00:22.510	22.34	143.73	126	7.6
29-MAR-2000	07:13:53.010	-28.13	-176.31	10	5.9
01-APR-2000	12:13:24.070	-17.76	-178.75	555	5.7
03-APR-2000	15:20:01.980	4.08	125.61	150	6.2
05-APR-2000	09:33:42.520	-6.06	130.71	118	5.7
07-APR-2000	18:42:23.660	-18.27	-175.27	207	5.7
11-APR-2000	06:41:26.170	-27.94	-178.39	201	5.8
11-APR-2000	20:56:59.540	-15.57	-173.33	54	5.7
13-APR-2000	20:54:14.090	10.30	126.52	33	6.0
18-APR-2000	06:23:15.650	4.02	128.46	33	5.7
18-APR-2000	17:28:12.390	-20.66	-176.47	220	6.0
21-APR-2000	04:35:17.690	51.42	-178.14	33	6.2
29-APR-2000	19:52:21.620	-6.41	-77.06	124	5.7
30-APR-2000	21:08:35.850	-3.99	146.56	10	5.9
02-MAY-2000	09:58:34.200	-15.54	-177.52	400	5.7
02-MAY-2000	15:03:36.800	17.44	147.52	55	5.9

Datum	Zeit	Breite	Länge	Tiefe	Mag.
02-MAY-2000	23:59:17.980	59.74	-139.40	10	5.8
04-MAY-2000	04:21:16.210	-1.11	123.57	26	7.6
04-MAY-2000	14:24:25.180	51.44	-178.49	33	5.7
04-MAY-2000	20:36:32.480	-17.91	-178.52	515	6.5
06-MAY-2000	13:44:13.880	-11.30	165.43	12	6.3
07-MAY-2000	08:47:39.680	-15.23	-173.61	33	5.7
08-MAY-2000	10:28:25.220	-4.46	150.00	502	6.1
08-MAY-2000	21:35:42.850	-31.32	179.84	383	5.7
14-MAY-2000	10:47:42.700	-1.45	123.40	33	5.7
14-MAY-2000	20:08:34.350	-4.30	123.16	33	6.3
19-MAY-2000	20:34:26.040	59.20	-153.14	79	5.9
21-MAY-2000	19:58:47.410	71.19	-8.26	10	6.0
22-MAY-2000	13:15:08.960	-4.10	-81.10	33	5.8
26-MAY-2000	00:30:04.810	11.32	139.10	33	6.0
30-MAY-2000	06:39:00.230	-63.62	172.74	10	5.9
02-JUN-2000	11:13:49.380	44.51	-130.08	10	6.2
03-JUN-2000	03:54:45.610	51.92	158.93	76	5.7
03-JUN-2000	08:54:49.200	35.55	140.46	62	6.2
06-JUN-2000	10:59:09.750	37.01	103.79	10	5.8
06-JUN-2000	14:57:02.220	29.42	131.42	33	6.4
06-JUN-2000	21:16:42.400	36.83	135.46	10	5.9
07-JUN-2000	21:46:55.900	26.86	97.24	33	6.5
09-JUN-2000	01:27:15.160	-5.07	152.49	33	6.3
09-JUN-2000	08:41:59.740	-11.30	162.06	33	6.1
09-JUN-2000	22:35:13.780	30.47	137.68	472	5.9
09-JUN-2000	23:31:45.290	30.49	137.73	485	6.3
10-JUN-2000	09:17:53.190	-11.45	166.24	33	5.9
10-JUN-2000	18:23:29.320	23.84	121.22	33	6.4
11-JUN-2000	11:55:12.340	-50.58	139.55	10	6.6
14-JUN-2000	17:00:48.400	4.54	127.72	89	6.3
14-JUN-2000	23:01:14.550	-17.90	176.21	33	6.0
14-JUN-2000	02:15:25.840	-25.52	178.05	604	6.4
15-JUN-2000	11:10:46.210	29.37	132.08	10	6.1
17-JUN-2000	15:40:41.730	63.97	-20.49	10	6.8
17-JUN-2000	15:42:52.630	63.97	-20.63	10	5.7
19-JUN-2000	01:59:34.250	16.97	120.41	33	5.7
19-JUN-2000	09:34:57.040	14.01	120.53	115	5.7
21-JUN-2000	00:51:46.880	63.98	-20.76	10	6.6
21-JUN-2000	16:25:06.340	14.11	144.96	112	6.0
23-JUN-2000	05:01:54.480	1.28	126.27	65	6.0
25-JUN-2000	06:34:42.880	31.18	131.21	10	6.2
27-JUN-2000	11:37:05.800	-7.10	125.91	496	5.8
29-JUN-2000	07:59:06.650	13.03	144.54	52	5.9
01-JUL-2000	04:48:54.960	-35.23	178.60	240	5.7
01-JUL-2000	07:01:55.580	34.22	139.13	10	6.8
02-JUL-2000	20:03:34.800	34.08	139.23	10	5.7
07-JUL-2000	15:46:44.560	51.41	179.98	31	6.4
08-JUL-2000	18:57:44.470	34.05	139.13	10	6.0
09-JUL-2000	14:42:27.970	-16.21	-177.68	33	5.9
10-JUL-2000	09:58:18.990	46.83	145.42	359	6.1
11-JUL-2000	01:32:28.520	57.37	-154.21	43	6.8
15-JUL-2000	01:30:30.500	34.32	139.26	10	6.1
15-JUL-2000	07:13:44.680	-7.03	128.93	217	5.9
16-JUL-2000	03:21:45.530	20.25	122.04	33	6.8
16-JUL-2000	03:57:45.560	-7.75	150.92	10	7.3
16-JUL-2000	11:38:18.140	-4.19	138.91	33	5.8
16-JUL-2000	17:25:23.070	-12.40	166.51	33	6.1
18-JUL-2000	22:59:16.520	17.91	120.78	33	5.7
20-JUL-2000	18:39:18.820	36.51	140.98	47	6.1
21-JUL-2000	01:53:35.810	9.42	-85.33	33	6.4
21-JUL-2000	05:16:37.640	35.18	141.07	52	5.7
21-JUL-2000	06:13:41.330	18.41	-98.92	80	5.9

Datum	Zeit	Breite	Länge	Tiefe	Mag.
28-JUL-2000	12:38:33.210	-12.36	166.49	37	5.8
28-JUL-2000	20:28:12.740	23.36	120.92	33	5.7
30-JUL-2000	00:18:00.190	33.93	139.35	10	5.7
30-JUL-2000	12:25:45.570	33.90	139.38	10	6.5
31-JUL-2000	22:44:30.420	-16.70	174.54	10	6.1
31-JUL-2000	23:01:49.320	-29.28	-176.35	10	6.1
01-AUG-2000	09:21:37.100	-16.82	174.36	33	5.8
03-AUG-2000	01:09:38.980	-12.04	166.45	33	6.6
03-AUG-2000	19:22:11.250	-17.68	-71.97	33	5.9
04-AUG-2000	07:47:44.040	0.15	126.44	114	5.7
04-AUG-2000	21:13:02.710	48.79	142.25	10	7.1
06-AUG-2000	07:27:12.900	28.86	139.56	394	7.4
07-AUG-2000	05:23:40.090	29.02	131.21	33	5.7
07-AUG-2000	14:33:55.910	-7.02	123.36	648	6.5
09-AUG-2000	00:08:41.810	-15.69	167.99	33	6.3
09-AUG-2000	11:41:47.900	18.20	-102.48	45	6.5
09-AUG-2000	22:55:59.480	-16.80	174.33	33	6.4
12-AUG-2000	10:26:15.860	-3.07	136.11	33	6.0
14-AUG-2000	22:11:00.090	-9.35	153.85	10	6.0
15-AUG-2000	04:30:08.800	-31.51	179.73	357	6.6
15-AUG-2000	20:20:43.840	43.05	146.76	33	5.9
17-AUG-2000	00:04:29.150	-21.90	-174.77	33	5.9
18-AUG-2000	01:52:20.870	34.13	139.18	10	5.8
19-AUG-2000	17:26:27.940	43.82	147.17	62	6.0
20-AUG-2000	07:55:49.330	7.43	126.55	174	5.7
22-AUG-2000	13:51:29.840	-6.27	154.66	70	5.7
23-AUG-2000	00:49:16.110	23.62	121.47	33	5.7
27-AUG-2000	17:19:06.520	22.22	143.76	99	5.7
28-AUG-2000	03:37:02.680	4.35	126.58	88	5.8
28-AUG-2000	15:05:47.910	-4.11	127.39	16	6.8
28-AUG-2000	15:38:06.390	-3.99	127.32	10	6.1
28-AUG-2000	19:29:24.570	-4.16	127.31	33	6.0
31-AUG-2000	08:24:11.480	5.07	123.21	588	5.7
02-SEP-2000	10:19:13.290	-17.92	-178.32	587	5.8
10-SEP-2000	08:54:45.960	24.01	121.53	34	5.8
10-SEP-2000	19:06:15.630	-1.11	129.33	33	6.1
11-SEP-2000	17:17:53.400	-15.88	-173.69	115	6.3
12-SEP-2000	00:27:58.620	35.39	99.34	10	6.3
14-SEP-2000	14:59:57.670	-15.74	179.80	33	6.3
16-SEP-2000	17:26:24.230	-30.26	-178.14	62	5.7
26-SEP-2000	06:17:52.410	-17.18	-173.93	56	6.4
26-SEP-2000	16:49:33.410	1.12	127.44	142	5.9
01-OCT-2000	19:03:28.170	-4.05	127.33	33	5.8
03-OCT-2000	04:13:30.490	40.28	143.12	33	6.1
04-OCT-2000	14:37:44.150	11.12	-62.56	110	6.1
04-OCT-2000	16:58:44.310	-15.42	166.91	23	6.9
05-OCT-2000	20:06:14.020	6.85	126.82	87	6.0
06-OCT-2000	04:30:19.150	35.46	133.13	10	7.0
07-OCT-2000	11:57:40.940	-9.97	119.38	33	5.9
10-OCT-2000	05:23:09.880	-6.28	154.63	100	5.7
17-OCT-2000	20:00:36.820	15.52	-92.07	180	5.9
21-OCT-2000	15:52:47.120	1.83	-90.58	10	6.0
21-OCT-2000	22:30:32.470	13.68	120.73	151	5.9
25-OCT-2000	05:26:38.890	-34.60	-109.65	10	6.0
25-OCT-2000	19:00:17.490	-34.68	-109.46	10	6.1
27-OCT-2000	04:21:51.600	26.27	140.46	388	6.1
27-OCT-2000	19:02:52.870	17.60	-61.19	37	5.8
29-OCT-2000	08:37:08.770	-4.77	153.95	50	6.9
29-OCT-2000	22:03:56.810	47.78	155.65	49	5.7
30-OCT-2000	03:07:10.060	17.64	-61.19	33	5.8
30-OCT-2000	12:01:30.760	-9.71	119.07	33	6.0
31-OCT-2000	18:43:20.920	-17.87	-175.31	33	6.1

Datum	Zeit	Breite	Länge	Tiefe	Mag.
01-NOV-2000	04:27:45.510	-7.95	-74.42	150	5.9
01-NOV-2000	10:35:55.030	-45.07	167.01	24	6.3
06-NOV-2000	11:40:26.840	56.15	-153.46	20	6.0
07-NOV-2000	01:01:49.260	-5.54	151.59	33	6.0
08-NOV-2000	06:59:58.860	7.04	-77.83	17	6.5
08-NOV-2000	18:36:21.700	23.25	124.15	14	5.8
09-NOV-2000	05:45:54.100	-15.43	-173.42	53	5.9
13-NOV-2000	15:57:21.610	42.49	144.76	33	6.0
15-NOV-2000	19:27:14.410	-14.58	166.69	33	5.7
16-NOV-2000	04:54:56.740	-3.98	152.17	33	8.2
16-NOV-2000	05:11:17.880	-5.25	153.66	33	5.8
16-NOV-2000	05:16:34.670	-14.24	166.70	33	5.7
16-NOV-2000	05:18:15.260	-14.67	166.86	33	5.7
16-NOV-2000	07:42:17.070	-5.18	153.05	33	7.8
16-NOV-2000	07:58:35.800	-4.93	153.07	33	5.7
16-NOV-2000	11:05:40.810	-5.25	152.91	33	6.2
17-NOV-2000	01:37:03.960	-5.10	152.91	33	5.8
17-NOV-2000	04:22:55.550	-6.27	153.37	33	5.8
17-NOV-2000	21:01:56.490	-5.50	151.78	33	8.0
18-NOV-2000	02:05:48.810	-5.10	153.18	33	6.9
18-NOV-2000	03:30:35.630	-4.22	152.73	33	5.8
18-NOV-2000	06:54:58.990	-5.14	151.73	33	6.8
18-NOV-2000	15:04:15.030	-4.58	153.14	33	5.7
18-NOV-2000	15:51:37.550	-4.50	153.29	33	5.8
19-NOV-2000	02:45:27.450	-5.12	151.65	53	6.0
19-NOV-2000	05:35:19.010	-5.66	151.76	33	6.1
19-NOV-2000	16:22:14.960	-4.80	153.11	33	6.0
21-NOV-2000	17:33:34.940	-5.32	152.12	33	6.2
21-NOV-2000	20:03:48.310	-3.62	150.82	33	5.8
21-NOV-2000	21:21:05.260	-5.43	152.69	33	6.2
22-NOV-2000	06:27:13.950	-6.38	153.34	33	5.7
23-NOV-2000	04:56:38.970	-5.06	152.61	33	5.7
23-NOV-2000	18:43:15.660	-4.59	153.06	33	6.4
29-NOV-2000	10:25:14.140	-24.50	-70.55	58	6.4
29-NOV-2000	10:35:48.110	63.88	-150.15	22	6.0
03-DEC-2000	12:55:17.120	51.76	-178.13	43	5.7
04-DEC-2000	04:43:09.630	14.91	-93.90	33	6.0
05-DEC-2000	11:08:24.840	4.26	126.53	100	5.8
05-DEC-2000	22:11:34.410	52.58	-167.85	33	5.9
06-DEC-2000	22:57:40.040	-4.22	152.73	31	6.6
07-DEC-2000	09:31:19.120	-4.27	152.79	33	5.8
10-DEC-2000	18:58:36.560	0.05	127.38	150	5.7
12-DEC-2000	05:26:45.940	6.01	-82.68	10	6.3
16-DEC-2000	21:57:59.270	-3.96	151.44	33	5.7
18-DEC-2000	01:19:21.650	-21.18	-179.12	628	6.6
19-DEC-2000	13:11:47.460	11.78	144.76	33	6.3
20-DEC-2000	16:39:26.390	-24.12	-176.80	68	5.8
20-DEC-2000	16:49:43.300	-9.23	154.35	33	6.6
21-DEC-2000	01:01:27.770	-5.71	151.12	33	6.5
21-DEC-2000	02:41:23.440	-5.30	154.03	385	6.0
22-DEC-2000	10:13:00.830	44.83	147.16	136	6.2
23-DEC-2000	07:13:23.880	-7.90	135.80	60	6.0
25-DEC-2000	05:11:58.640	-21.25	-179.18	645	5.7
27-DEC-2000	07:03:48.040	-9.25	154.57	33	5.9
27-DEC-2000	07:26:31.550	-4.23	152.73	33	5.7
28-DEC-2000	04:34:28.600	-4.04	152.38	33	6.2
01-JAN-2001	06:57:04.170	6.90	126.58	33	7.5
01-JAN-2001	08:54:31.580	6.63	126.90	33	6.0
02-JAN-2001	07:30:03.780	6.75	126.81	33	6.4
03-JAN-2001	14:47:49.540	43.93	147.81	33	5.9
06-JAN-2001	04:45:29.090	6.77	126.87	33	5.7
09-JAN-2001	07:52:03.640	-18.49	176.05	33	5.7
09-JAN-2001	16:49:28.000	-14.93	167.17	103	7.6

Datum	Zeit	Breite	Länge	Tiefe	Mag.
10-JAN-2001	16:02:44.230	57.08	-153.21	33	7.1
11-JAN-2001	00:04:06.520	49.24	-128.89	10	6.1
11-JAN-2001	19:59:39.760	-18.78	-176.73	10	5.8
13-JAN-2001	17:33:32.380	13.05	-88.66	60	7.8
14-JAN-2001	08:58:25.000	22.09	143.75	87	5.9
16-JAN-2001	10:58:17.000	12.98	-88.70	62	5.7
19-JAN-2001	08:10:14.750	-11.66	166.38	50	6.4
23-JAN-2001	05:23:32.270	14.02	-90.91	64	5.9
23-JAN-2001	09:39:25.000	49.33	-128.79	10	5.7
01-FEB-2001	18:19:30.390	51.44	-177.80	33	6.0
07-FEB-2001	15:16:15.220	52.75	153.85	426	5.8
08-FEB-2001	05:41:39.990	24.27	125.11	15	5.8
13-FEB-2001	14:22:05.820	13.67	-88.94	10	6.6
14-FEB-2001	13:36:39.590	48.54	153.30	147	5.8
14-FEB-2001	14:04:25.610	-19.49	177.33	10	6.1
15-FEB-2001	12:46:59.430	-5.56	148.30	168	5.7
16-FEB-2001	05:59:09.480	-7.16	117.49	521	6.1
17-FEB-2001	20:11:30.000	53.92	-133.61	20	6.2
21-FEB-2001	15:20:21.390	-11.28	-74.51	33	5.8
23-FEB-2001	00:09:23.690	29.51	101.13	33	5.7
24-FEB-2001	07:23:48.720	1.27	126.24	35	6.6
24-FEB-2001	16:33:44.680	1.55	126.43	33	6.2
24-FEB-2001	21:53:54.190	37.22	142.15	33	5.9
26-FEB-2001	05:58:22.430	46.81	144.52	392	6.1
28-FEB-2001	09:35:16.550	6.58	126.85	60	5.9
28-FEB-2001	12:30:17.360	-22.01	170.20	33	6.7
28-FEB-2001	18:50:13.020	13.28	-88.83	65	6.1
28-FEB-2001	18:54:32.830	47.14	-122.72	51	6.5
28-FEB-2001	13:05:31.640	-22.00	170.11	10	6.2
06-MAR-2001	09:17:36.080	-54.59	157.27	10	6.1
11-MAR-2001	00:50:40.490	-25.37	-177.97	231	5.8
16-MAR-2001	00:01:18.380	13.14	-88.70	48	5.9
18-MAR-2001	15:43:21.310	12.54	-87.40	95	5.7
19-MAR-2001	05:52:15.890	-4.03	128.02	33	6.5
19-MAR-2001	05:56:57.020	-4.00	127.85	33	5.8
21-MAR-2001	20:47:34.090	-4.53	153.11	33	5.9
23-MAR-2001	11:30:10.520	44.07	148.05	33	6.0
24-MAR-2001	06:27:53.580	34.08	132.53	50	6.8
02-APR-2001	06:50:06.530	11.85	147.32	56	5.7
04-APR-2001	07:44:11.200	-5.18	132.37	33	6.4
17-APR-2001	21:54:02.600	51.24	-179.78	33	6.0
19-APR-2001	02:40:36.030	-7.41	155.96	10	5.9
19-APR-2001	03:13:25.580	-7.45	155.89	12	6.0
19-APR-2001	20:58:26.140	-7.31	155.96	20	6.2
19-APR-2001	21:43:42.280	-7.41	155.87	17	6.7
25-APR-2001	14:40:06.040	32.82	132.02	33	5.7
26-APR-2001	17:48:57.470	43.10	145.92	86	6.0
28-APR-2001	04:49:53.430	-18.06	-176.94	351	6.8
29-APR-2001	21:26:54.540	18.74	-104.54	10	6.1
03-MAY-2001	04:31:57.060	0.46	126.30	33	5.8
07-MAY-2001	00:33:23.800	-56.19	-144.47	10	5.9

Datum	Zeit	Breite	Länge	Tiefe	Mag.
Nur Station MIDW:					
30-JUN-2001	16:34:36.800	-6.40	146.76	103	5.8
01-JUL-2001	01:46:06.130	-4.31	152.95	28	5.8
03-JUL-2001	13:10:42.599	21.64	142.98	290	6.0
04-JUL-2001	07:06:31.600	-21.72	-176.70	184	5.9
08-JUL-2001	17:54:18.760	-6.66	152.10	10	6.0
13-AUG-2001	20:11:23.399	41.04	142.30	38	6.0
21-AUG-2001	06:52:06.250	-36.81	-179.57	33	6.4
12-OCT-2001	15:02:16.840	12.68	144.98	37	6.7
19-OCT-2001	03:28:44.459	-4.10	123.90	33	6.3
21-OCT-2001	00:29:21.489	-37.13	178.98	18	6.0
19-AUG-2002	11:01:01.190	-21.69	-179.51	580	6.7
19-AUG-2002	11:08:24.309	-23.88	178.49	675	7.0
14-AUG-2002	13:12:39.880	7.83	136.88	10	6.1
14-AUG-2002	13:57:52.110	14.10	146.19	30	6.1
08-SEP-2002	18:44:23.709	-3.30	142.94	13	6.5
13-SEP-2002	22:28:29.459	13.03	93.06	21	6.2
15-SEP-2002	08:39:32.700	44.83	129.92	586	5.8
16-SEP-2002	13:23:00.990	-3.31	142.67	10	5.9
10-OCT-2002	10:50:20.569	-1.75	134.29	10	6.5
23-OCT-2002	11:27:19.430	63.51	-147.91	4	6.0
02-NOV-2002	01:26:11.510	2.99	96.08	33	6.2
03-NOV-2002	22:12:41.000	63.52	-147.53	5	7.0
17-NOV-2002	04:53:50.669	47.97	146.27	498	6.9

# Anhang B

## Stationsliste

Station	Insel	Länge [°]	Breite [°]	Höhe [m]	# Spuren
DIAS:					
ORAN	Hawaii	-155.6683	19.055	518	12
PUNA	Hawaii	-154.9183	19.465	238	155
LANI	Hawaii	-155.9366	19.58	512	193
LAUP	Hawaii	-155.2383	19.9866	116	320
KAHU	Hawaii	-155.7872	20.1216	988	76
HANA	Maui	-156.0016	20.7802	26	37
LAHA	Maui	-156.6722	20.8838	183	94
KAPU	Oahu	-158.1033	21.4033	768	129
KALA	Kauai	-159.5013	21.9111	134	166
KILA	Kauai	-159.4127	22.2094	98	90
KEKA	Kauai	-159.7197	21.9752	3	109
GEOFON:					
MAUI	Maui	-156.45	20.85	2060	282
IRIS/GEOSCOPE:					
POHA	Hawaii	-155.5325	19.7575	1967	188
KIP	Oahu	-158.015	21.4233	70	495
USGS:					
HIBSN	Hawaii	-155.29	19.41	?	37
KHU	Hawaii	-155.77	19.30	?	19
STC	Hawaii	-155.1	19.24	?	10
UXL	Hawaii	-155.42	19.27	?	23
MIDW	Midway	-177.3697	28.2157	?	30





# Danksagung

Mein ganz besonderer Dank gilt meinen Doktorvater Prof. Dr. Rainer Kind für die Überantwortung dieses faszinierenden Themas. Seine Anregungen und die aufbauende Betreuung waren für die Fertigstellung der Arbeit enorm hilfreich. Ich danke ebenso Dr. Günter Asch für die Übernahme des Koreferates, sowie den weiteren Mitgliedern der Prüfungskommission Prof. Dr. Onno Oncken, Prof. Dr. Volker Haak, Dr. Peter Wigger und Frau Dipl. Geophys. Stephanie Werner, deren Zeit ich in Anspruch nehmen durfte.

Weiter danke ich der Deutschen Forschungsgemeinschaft, ohne deren Finanzierung die Arbeit nicht möglich gewesen wäre, sowie dem GeoForschungsZentrum Potsdam für die Bereitstellung des Arbeitsplatzes und der weiterführenden Finanzierung.

Für die konstruktiven, hilfreichen Diskussionen danke ich insbesondere Dr. Xueqing Li, Dr. Dr. Stephan Sobolev und Dr. habil. Trond Ryberg, sowie allen anderen, die sich für die Beantwortung meiner Fragen Zeit genommen haben. Mein Dank gilt daher all meinen Kollegen der Projektbereiche 2.4 und 2.2 für das großartige Arbeitsklima. Gleichsam danke ich den Kollegen des *Dublin Institute for Advanced Studies*, sowie der *University of Hawaii* für die freundliche und erfolgreiche Zusammenarbeit.

Desweiteren bedanke ich mich bei der USGS und dem IRIS/GEOSCOPE-Netzwerks für die Bereitstellung der Daten. Bearbeitet wurden die Daten mit *SeismicHandler* (Stammler, 1993), die meisten Abbildungen wurden mit den *Generic Mapping Tools* (Wessel und Smith, 1998) erstellt. Darüber hinaus wurden Skripte und Programme von Dr. Xiaohui Yuan, Dr. Martin Budweg und Dr. Grigory Kosarev verwendet.

Dr. Winfried Hanka und Dr. Steffen Grunewald danke ich für die unschätzbare Hilfe bei der Bewältigung anfänglicher EDV-Probleme. Dr. Joachim Saul gilt mein Dank für das Korrekturenlesen des Manuskripts und die kritischen Anmerkungen.

Meinen Eltern und Brüdern danke ich in besonderem Maße für den familiären Rückhalt und die Unterstützung in allen Lebenslagen.

Mein besonderer Dank gilt Dr. Martin "Bonny" Budweg für die geduldige Unterstützung in Programmierfragen und die zahllosen fruchtbaren Dispute und Diskussionen über Fachliches, Nichtfachliches und den Sinn des Lebens.

Und schließlich sage ich Dank all meinen Freunde in nah und fern für die entspannenden Stunden und den geistigen Ausgleich jenseits der Arbeitszeit.



# Lebenslauf von Ingo Wölbern

13.03.1970	Geboren in Zeven
August 1976 bis Juli 1980	Grundschule in Kl. Meckelsen
August 1980 bis Juli 1982	Ludwig-Otto-Ehlers-Schule in Sittensen (Orientierungsstufe)
August 1982 bis Mai 1989	St.-Viti Gymnasium in Zeven
Mai 1989	Abitur
September 1989 bis Dezember 1990	Zivildienst (Deutsches Rotes Kreuz, Rettungsdienst)
Oktober 1991 bis August 1999	Studium der Geophysik an der Christian-Albrechts-Universität, Kiel
August 1999	Diplom in Geophysik Thema der Diplomarbeit: <i>Verifizierung krustenbedingter Einflüsse auf Laufzeitresiduen von Erdbebenwellen anhand von Daten aus dem TOR-1-Projekt</i>
seit September 1999	Wissenschaftlicher Mitarbeiter (Doktorand) am GeoForschungsZentrum in Potsdam



# Eidesstattliche Erklärung

Ich erkläre hiermit an Eides Statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus fremden Quellen direkt übernommenen Gedanken sind kenntlich gemacht.

Diese Arbeit wurde in gleicher oder ähnlicher Form keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt oder veröffentlicht.

Potsdam, im Oktober 2003

Ingo Wölbern