

*Johannes Schweitzer*

**Untersuchungen zur Geschwindigkeitsstruktur  
im unteren Erdmantel und im Bereich der Kern-Mantel-Grenze  
unterhalb des Pazifiks mit Scherwellen**

Dissertation  
zur  
Erlangung des Doktorgrades  
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Geowissenschaften  
der Johann Wolfgang Goethe-Universität  
zu Frankfurt am Main

von  
**Johannes Schweitzer**  
aus Hadamar

Frankfurt am Main  
1990  
(D F 1)

UNTERSUCHUNGEN ZUR GESCHWINDIGKEITSSTRUKTUR IM UNTEREN  
ERDMANTEL UND IM BEREICH DER KERN-MANTEL-GRENZE  
UNTERHALB DES PAZIFIKS MIT SCHERWELLEN

DISSERTATION

zur  
Erlangung des Doktorgrades  
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Geowissenschaften  
der Johann Wolfgang Goethe-Universität  
zu Frankfurt am Main

von  
Johannes Schweitzer  
aus Hadamar

Frankfurt am Main  
1990

(D F 1)

vom Fachbereich Geowissenschaften der  
Johann Wolfgang Goethe-Universität als Dissertation angenommen

Dekan: Prof. Dr. G. Kleinschmidt

Gutachter: Prof. Dr. G. Müller

Prof. Dr. H. Berckhemer

Datum der Disputation: 25. Juni 1990

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
<u>Zusammenfassung</u>	5
<u>Abstract</u>	7
<u>1. Einleitung</u>	9
<u>2. Daten</u>	15
2.1 Beobachtungskriterien und Auswahl der Erdbeben	15
2.2 Herdtiefenkorrekturen	21
2.3 Laufzeitfehler	22
2.4 Die Laufzeitdifferenzen	28
2.5 Auswahl der Daten und geographische Lage der Geschwindigkeitsanomalie	37
2.5.1 Daten ohne Unterteilung des Tonga-Fiji- Herdgebietes	37
2.5.2 Unterteilung der Daten in drei Herdgebiete	39
<u>3. Inversion der Daten mit der generalisierten     Matrixinversion</u>	49
3.1 Parameterisierung des Modellraums	50
3.2 Die GMI und das verwendete Iterationsverfahren	52
3.3 Allgemeine Ergebnisse der GMI-Rechnungen	56
3.3.1 Erfolgreiche Modelltypen	57
3.3.2 Undulationen der Kern-Mantel-Grenze	58

3.4 Ergebnisse der GMI	60
3.4.1 Die Modelle S3M2 und S1M2	63
3.4.2 Das Modell S3M28	71
3.4.3 Das Modell S3M31	75
3.5 Zusammenfassung der Inversionsergebnisse	77
<u>4. Berechnung synthetischer Seismogramme mit der Gauss-Beam-Methode und das Amplitudenverhältnis SKS/SKKS</u>	49
4.1 Grundlagen und Vergleich mit der Reflektivitätsmethode	79
4.2 Theoretische Seismogramme für die Modelle aus der GMI	83
<u>5. Vergleich der Beobachtungen mit dem heterogenen Erdmodell der Harvard-Gruppe</u>	88
<u>6. Zusammenfassung und Bewertung der Ergebnisse</u>	93
<u>Anhänge</u>	
<u>Anhang A: Berechnung der partiellen Ableitungen der Laufzeit nach der Geschwindigkeit in einem Dreieck mit linearem Geschwindigkeitsgesetz</u>	98
A.1 Allgemeiner Fall	98
A.2 Strahlwege parallel oder antiparallel zum Geschwindigkeitsgradienten	106
A.3 Konstante Geschwindigkeit im Dreieck	106
A.4 Spezialfall von Dreiecken, in denen der Strahl an einer Kante entlang diffraktiert wird	107

A.5 Die partiellen Ableitungen bei mehreren Dreiecken und die angebrachte Normierung	107
<u>Anhang B: Die beobachteten Laufzeitdifferenzen</u>	109
B.1 Die Laufzeitdifferenzen SKKS-SKS	110
B.2 Die Laufzeitdifferenzen $S, S_{diff}$ -SKS	113
B.3 Die Laufzeitdifferenzen $S, S_{diff}$ -SKKS	117
<u>Anhang C: Laufzeitdifferenzbeobachtungen zu Beben außerhalb der Tonga-Fiji-Herdregion</u>	121
<u>Anhang D: Aufstellung des Gleichungssystems zur Berechnung der Ausgleichskurven</u>	127
<u>Literaturverzeichnis</u>	129

### ZUSAMMENFASSUNG

In der vorliegenden Arbeit werden anomale Laufzeitdifferenzen zwischen den Mantel- und Kernphasen S,  $S_{diff}$ , SKS und SKKS mit lateralen Geschwindigkeitsperturbationen gegenüber dem Standarderdmodell PREM erklärt. Das Datenmaterial kommt überwiegend von 24 Tiefherdbeben der Tonga-Fiji-Herdregion, die weltweit an den Stationen der Seismometernetze WWSSN (World Wide Standard Seismograph Network), CSN (Canadian Seismograph Network) und GDSN (Global Digital Seismograph Network) beobachtet wurden. Die meisten Beobachtungen liegen für den Laufweg von Tonga-Fiji nach Nordamerika vor. Für entsprechende Strahlwege der S-Phasen betragen die Laufzeitdifferenzresiduen gegenüber PREM bis zu 10 sec.

Den Hauptteil dieser Arbeit bildet die Inversion dieser Laufzeitdifferenzbeobachtungen mit der generalisierten Matrixinversion. Dabei stellt sich die Mehrdeutigkeit der Inversionsergebnisse heraus. Die beobachteten Residuen lassen sich mit drei unterschiedlichen Modelltypen erklären:

- a) Die lateralen Heterogenitäten liegen auf dem Weg der S-Phasen von der Herdregion zur Kern-Mantel-Grenze (KMG) nordöstlich von Tonga-Fiji.
- b) Die lateralen Heterogenitäten liegen in einer langgestreckten horizontalen Zone im untersten Mantel oberhalb der KMG.
- c) Die lateralen Heterogenitäten liegen in einer langgestreckten horizontalen Zone im untersten Mantel und im obersten Bereich des äußeren Erdkerns.

Die gefundenen Modelle weisen Geschwindigkeitsperturbationen zwischen -4% und +3% gegenüber PREM auf. Für jeden Modelltyp wird ein Beispiel ausführlich diskutiert. Gemeinsam ist allen Modellen eine großräumige negative S-Geschwindigkeitsanomalie entlang der Laufwege von S und  $S_{diff}$  im untersten Mantel nordöstlich von Tonga-Fiji. Gemeinsam ist ihnen weiterhin, daß alle lateralen Heterogenitäten deutlich kleinräumiger strukturiert sind, als im bekannten an der Harvard-Universität erarbeiteten tomographischen Bild der Erde. Im übrigen kann das

Harvard-Modell die beobachteten Residuen genausowenig wie PREM erklären.

Um die Mehrdeutigkeit der Inversion einschränken zu können, wurden für alle Modelle theoretische Seismogramme mit der Gauss-Beam-Methode berechnet. Aus den theoretischen Seismogrammen wurden SKS/SKKS-Amplitudenverhältnisse abgelesen und mit beobachteten SKS/SKKS-Amplitudenverhältnissen verglichen. Keines der Modelle kann die beobachteten Amplitudenverhältnisse besser erklären als PREM - Modelltyp c) ist sogar deutlich schlechter. Alle drei vorgestellten Modelle verschieben den Beginn des strahlenseismischen Kernschattens für die S-Wellen in größere Entfernung. Dieser Effekt ist für die drei Modelle unterschiedlich stark ausgeprägt; am geringsten ist er für das Modell vom Typ b). Weil aber an den beobachteten Seismogrammen in Nordamerika keine Verschiebung des Kernschattens zu erkennen ist, sprechen die Modelleffekte gegen die Modelle vom Typ a) und vom Typ c). Die theoretischen Seismogramme für Modell S3M31 vom Modelltyp b) sind am ehesten mit den Beobachtungen zu vereinbaren, weshalb diesem Modell als Erklärung der Tonga-Fiji-Anomalie der Vorzug gegeben wird.

ABSTRACT

In this thesis anomalous travel-time differences between the phases S, S<sub>diff</sub>, SKS and SKKS are explained by lateral velocity perturbations with respect to the standard earth model PREM. Most data are from 24 deep-focus earthquakes in the Tonga-Fiji source region and were observed at stations from the following networks: World Wide Standard Seismograph Network (WWSSN), Canadian Seismograph Network (CSN) and Global Digital Seismograph Network (GDSN). Most observations belong to ray paths from Tonga-Fiji to North-America. The residuals of the travel-time differences for these ray paths are up to 10 sec with respect to PREM.

The main part of this thesis is the inversion of these travel-time difference observations with the generalized matrix inversion method. It was found that the results of the inversion are non-unique. The observed residuals can be explained by three different model types:

- a) The lateral heterogeneities are located along the ray paths of the S-phases from the source region down to the core-mantle boundary (CMB) northeast of Tonga-Fiji.
- b) The lateral heterogeneities are located within an elongated horizontal zone in the lowermost mantle above the CMB.
- c) The lateral heterogeneities are located within an elongated zone in the lowermost mantle and in the uppermost outer core.

The models show velocity perturbations from -4% to +3% with respect to PREM. For each model type one example is discussed in detail. The common feature of all models is a large negative S-velocity anomaly along the ray paths of S and S<sub>diff</sub> through the lowermost mantle northeast of Tonga-Fiji. A second feature of all models is, that the lateral heterogeneities are of smaller scale than in the well-known tomographic picture of the whole earth, derived by the Harvard seismological group. An important point is that the Harvard-model cannot explain the observed residuals better than PREM.

In order to limit the non-uniqueness of the inversion theoretical seismograms have been calculated with the Gaussian-beam method for all models. Amplitude ratios SKS/SKKS have been determined from the theoretical seismograms and compared with the observed amplitude ratios. None of the models can explain the observations better than PREM, and model type c) explains them significantly worse than PREM. All three models shift the boundary of the ray-theoretical core shadow for mantle S-waves to greater distances, but the amount is different for the different models. The seismograms for models of type b) show the smallest shift. Because observed seismograms in North-America show no evidence for such a shift of the core shadow, model types a) and c) can be excluded as possible models for the lateral heterogeneities. The theoretical seismograms of model S3M31 of model type b) show the best agreement with the observations, and therefore this model is the preferred model for the Tonga-Fiji anomaly.

## 1. EINLEITUNG

Seit den Anfängen der globalen Seismologie vor etwa 100 Jahren (Rebeur-Paschwitz, 1889) wurden beobachtete Seismogramme vor allem zur Untersuchung des radialsymmetrischen Aufbaus der Erde verwendet. Etwa 50 Jahre später war die prinzipielle Aufteilung der Erde in Kruste, Mantel, äußeren Kern und inneren Kern bekannt. Dieser Schalenaufbau der Erde wurde in den folgenden Jahren genauer untersucht und mit sich langsam weiterentwickelnden radialsymmetrischen Erdmodellen beschrieben. Einen vorläufigen Abschluß dieser Entwicklung stellt das von Dziewonski und Anderson (1981) veröffentlichte "Preliminary Reference Earth Model" (PREM) dar. PREM ist ein mittleres Erdmodell, das beobachtete Laufzeiten von P- und S-Wellen sowie beobachtete Eigenschwingungen der Erde erklärt; seit 1981 wird PREM häufig als Referenzmodell verwendet. Auch in der hier vorgelegten Untersuchung werden die Beobachtungen mit den theoretischen Werten für PREM verglichen und, soweit notwendig, mit Abweichungen von PREM erklärt.

Zur Kenntnis der radialsymmetrischen Struktur der Erde haben auch wesentlich die durch den äußeren Erdkern als P-Wellen laufenden SV-Phasen SKS und SKKS beigetragen. Die Laufzeiten dieser Phasen stellen für die obere Hälfte des äußeren Erdkerns die wichtigste Raumwelleninformation zur Bestimmung der Geschwindigkeitsstruktur dar, die wir haben (Johnson und Lee, 1985). In den letzten Jahrzehnten wurden neben den absoluten SKS und/oder SKKS Laufzeitkurven (Nelson, 1954; Randall, 1970; Hales und Roberts, 1970) auch die Laufzeitdifferenzen SKKS-SKS (Hales und Roberts, 1971; Choy, 1977; Kind und Müller, 1977; Murtha, 1984) verwendet, um die P-Geschwindigkeitsstruktur des äußeren Erdkerns zu bestimmen.

Kind und Müller interpretierten Laufzeitdifferenzen SKKS-SKS und Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS an Registrierungen von 5 Tonga-Fiji-Beben und meinten Hinweise auf eine Diskontinuität 2. Ordnung im mittleren Tiefenbereich des äußeren Erdkerns gefunden zu haben.

Wegen der ungewöhnlichen Erklärung der Beobachtungen haben Schweitzer (1984) und Schweitzer und Müller (1986) diese Untersuchung mit 10 weiteren Beben (davon 7 Tonga-Fiji-Beben) wiederholt und die früheren Beobachtungen bestätigt. Bei der Interpretation der Daten ergab sich allerdings ein großer Unterschied. Es zeigte sich, daß nur die Beobachtungen der Laufzeitdifferenzen SKKS-SKS und der Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS der Tonga-Fiji-Beben in Amerika nicht mit PREM zu vereinbaren sind. Für alle anderen Strahlwege wurden die Daten durch PREM gut erklärt. Dies führte zu dem Schluß, daß die Daten nur als Effekt einer regionalen Anomalie zu erklären sind. Da auch die absoluten Laufzeiten von S und  $S_{diff}$  in diesem Beobachtungssazimut verspätet gegenüber anderen Azimuten sind, ist es naheliegend, die Anomalie vor allem im Erdmantel und/oder im Bereich der Kern-Mantel-Grenze (KMG) zu suchen. Diese Annahme wird durch die allgemein angenommene lateral homogene Struktur des äußeren Erdkerns gestützt (Stevenson, 1987; Jacobs, 1987); auch die tomographische Untersuchung des Erdkerns mit Raumwellen (Morelli und Dziewonski, 1987) und mit Eigenschwingungen der Erde (Woodhouse et al. 1986) bestätigte diese These. Nur für den Bereich direkt unterhalb der KMG werden laterale Heterogenitäten diskutiert (Creager und Jordan, 1986).

Seit Gutenberg (1913, 1914) das erste in groben Zügen richtige Modell der Geschwindigkeiten des Erdmantels vorlegte, ist besonders die Geschwindigkeitsstruktur der untersten 300 km des Mantels - nach Bullen (1950) als D"-Zone bezeichnet - ein viel diskutiertes Thema. Seit etwa 20 Jahren häufen sich die Hinweise, daß nicht nur - wie seit langem bekannt - die äußersten Bereiche der Erde, sondern auch der untersten Mantel und der Bereich der KMG lateral heterogen sind.

Neben einer Reihe von Arbeiten, die sich mit regionalen Unterschieden der P- und  $P_{diff}$ -Laufzeiten und Amplituden beschäftigten (z.B. Phinney und Alexander, 1969; Davies und Sheppard, 1972; Young und Lay, 1989) sind hier besonders die Arbeiten zu Vorläufern der Kernphase PKIKP zu nennen. Cleary und Haddon

(1972) und Doornbos und Vlaar (1973) interpretieren die beobachteten kurzperiodischen PKIKP-Vorläufer erstmals als Streuenergie, die durch lateral verteilte Heterogenitäten in D" erzeugt wird. Auf Grund der beobachteten Signalfrequenzen werden Korrelationslängen von 10 bis 20 km mit Geschwindigkeitsperturbationen von 1% bis 2% diskutiert. Die Beobachtungen können aber auch durch Undulationen der KMG mit ähnlichen Korrelationslängen und Amplituden von einigen hundert Metern erklärt werden. Beide Ursachen lassen sich auf Grund der Daten nicht unterscheiden; möglicherweise tragen beide zu den beobachteten Vorläufern bei (Haddon, 1982). Bataille und Flatté (1988) haben mit Beobachtungen an digital registrierenden Stationen eine neuere Untersuchung zur Verteilung der streuenden Regionen in D" vorgelegt.

Schlittenhardt (1984) hat PcP/P-Amplitudenverhältnisse mit den seismischen Arrays GRF und NORSAR im Entfernungsbereich von 75° bis 84° untersucht. Dabei fand er große regionale Unterschiede. Er konnte seine Beobachtungen nur mit einer lateral heterogenen Q-Struktur in D" erklären. Spies (1985) untersuchte langperiodische PcP-P Laufzeitdifferenzen und PcP/P-Amplitudenverhältnisse im Entfernungsbereich von 40° bis 70° für verschiedene Laufwege und erklärte die Datenstreuung mit lateral heterogener Geschwindigkeitsstruktur im unteren Mantel und/oder in D".

Auch mit  $S_{diff}$ -Beobachtungen wurden Hinweise auf laterale Heterogenitäten in D" gefunden. Bei diesen Untersuchungen wurde der Strahlparameter von  $S_{diff}$  für verschiedene Laufwege in D" und an der KMG entlang bestimmt, und es wurden regionale Unterschiede postuliert (Niazi, 1973; Bolt und Niazi, 1984; Wysession und Okal, 1988).

Eine von Lay und Helmberger (1983a,b) vorgeschlagene Diskontinuität für S-Wellen an der Oberkante von D" etwa 250 km oberhalb der KMG ist sicher kein weltweites Phänomen (Schlittenhardt et al., 1985). Es ist aber nicht auszuschließen, daß lokal an der Oberkante von D" Reflektoren für seismische Energie

anzutreffen sind. Für P-Wellen ist ein solcher Reflektor unterhalb von Nordsibirien jetzt nachgewiesen worden (Baumgardt, 1989; Weber und Davis, 1990).

Die Ergebnisse der tomographischen Untersuchung der gesamten Erde durch Invertierung von absoluten Laufzeitresiduen von P-Phasen zeigen ebenfalls eine lateral heterogene Struktur des unteren Mantels und von D" (Dziewonski, 1984). Die Residuen werden mit langwelligen Geschwindigkeitsvariationen von  $\pm 1\%$  gegenüber PREM erklärt. Eine Fortsetzung dieser Arbeit stellt der Versuch dar, PcP- und PKP-Laufzeitresiduen mit Undulation der KMG zu erklären. Morelli und Dziewonski (1987) haben großräumige Undulation der KMG von  $\pm 6$  km vorgeschlagen. Creager und Jordan (1986) interpretierten PKP-Residuen als Effekte von lateralen Heterogenitäten direkt unterhalb der KMG, und Doornbos und Hilton (1989) interpretierten PKKP-Residuen als Effekte von lateralen Heterogenitäten direkt oberhalb der KMG. Die laterale Verteilung von Heterogenitäten und Undulationen ist bei den verschiedenen Autoren noch sehr unterschiedlich, so daß dieses Thema noch lange nicht abgeschlossen ist.

In diesem Rahmen sind auch die anomalen Laufzeitdifferenzen SKKS-SKS und Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS zu sehen. Die hier als Tonga-Fiji-Anomalie bezeichnete lateral heterogene Struktur zwischen Tonga-Fiji und Amerika soll in dieser Arbeit näher untersucht werden. Dazu wurde gegenüber den vorangegangenen Arbeiten die Datenbasis mit 9 weiteren Beben der Tonga-Fiji-Herdregion vergrößert. Da auch S und  $S_{diff}$  (in der Arbeit oft mit  $S, S_{diff}$  abgekürzt) durch die lateralen Heterogenitäten im Mantel beeinflußt werden, wurden diese Phasen in die Untersuchung mit einbezogen. Damit standen drei mögliche Laufzeitdifferenzen zur Verfügung:  $S, S_{diff}$ -SKS,  $S, S_{diff}$ -SKKS und SKKS-SKS.

Eine Untersuchung der Struktur des unteren Mantels anstatt mit absoluten Laufzeitresiduen mit Laufzeitdifferenzresiduen durchzuführen, hat folgende Vorteile: die Einflüsse von Lokalisierungsfehlern in Raum und Zeit, von Zeitfehlern in den Re-

gistrierungen, und von lateralen Heterogenitäten in Kruste und oberem Mantel sowohl in der Herdregion als auch unter den Stationen können minimiert werden. Dies resultiert aus der Tatsache, daß alle drei untersuchten Phasen auf Grund der Strahlgeometrie diesen Einflüssen mehr oder weniger gleich unterliegen. Durch die Differenzbildung heben sich die entstehenden absoluten Laufzeitfehler gegenseitig auf. Im folgenden 2. Kapitel wird ausführlich die Datenbearbeitung dargestellt. Im 3. Kapitel werden dann verschiedene Modelle für die Tonga-Fiji-Anomalie durch Invertierung der Differenzlaufzeitresiduen mit der generalisierten Matrixinversion hergeleitet. Im 4. Kapitel werden theoretische Seismogramme mit der Gauss-Beam-Methode für die vorgestellten Modelle berechnet. Die für die Modelle berechneten Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS werden mit in Nordamerika an Seismogrammen von Beben der Tonga-Fiji-Herdregion beobachteten Amplitudenverhältnissen SKS/SKKS verglichen, und im 5. Kapitel schließlich werden die Daten mit theoretischen Laufzeiten und Amplituden eines globalen lateral heterogenen Erdmodells verglichen, das mit tomographischen Methoden an der Harvard-Universität hergeleitet wurde.

Es sind vor einigen Jahren und parallel zu dieser Arbeit Hinweise auf laterale Heterogenitäten im Mantel unter dem Pazifik erschienen, die einen engeren Zusammenhang mit der hier genauer untersuchten Tonga-Fiji-Anomalie vermuten lassen. Zuerst ist die Arbeit von Julian und Sengupta (1973) zu nennen. Diese Autoren untersuchten P-Laufzeitresiduen auf regionale Unterschiede und fanden einige Evidenz für zu große P-Laufzeiten auf Laufwegen von Tonga-Fiji ins westliche Nordamerika im Entfernungsbereich von  $70^\circ$  bis  $100^\circ$ . Sie interpretierten diese Beobachtung durch eine negative Geschwindigkeitsanomalie im Scheitelbereich der P-Phasen im untersten Mantel unterhalb des Pazifiks mit einer vertikalen Ausdehnung von einigen 100 km und einer horizontalen Ausdehnung von ca. 1000 km bei 1% Geschwindigkeitsperturbation.

Sipkin und Jordan (1980) haben besonders niedrige  $Q_{SCS}$ -Werte und zu große Laufzeitdifferenzen zwischen multiplen SCS-Phasen

für Laufwege von Tonga-Fiji zur Station ALQ (Nordamerika) beobachtet. Chen und Der (1988) haben ähnlich niedrige  $Q_{ScS}$ -Werte für Laufwege von Tonga-Fiji zu den Stationen BOCO und ZOBO (Südamerika) gefunden. Beide Ergebnisse deuten wieder auf anomale Strukturen zwischen Tonga-Fiji und Amerika hin. Diese Beobachtungen könnten durch die gleiche Anomalie wie die anomalen SKKS-SKS Laufzeitdifferenzen und anomalen SKS/SKKS Amplitudenverhältnisse verursacht werden. Dabei muß allerdings beachtet werden, daß die ScS-Daten eine Mittelung über alle Heterogenitäten in Kruste und gesamtem Mantel darstellen.

Es gibt auch eine von der hier vorgelegten Arbeit unabhängige Untersuchung der Tonga-Fiji-Anomalie. Garnero et al. (1988) haben an Registrierungen von vier der auch in dieser Untersuchung verwendeten Tonga-Fiji-Beben die Laufzeitdifferenzen SKKS-SKS und  $S,S_{diff}$ -SKS abgelesen. Dabei wurden die von Schweitzer (1984, 1986) und von Schweitzer und Müller (1986) vorgestellten Daten bestätigt. Garnero et al. haben theoretische Seismogramme für mehrere radialsymmetrische Modelle berechnet und mit den Beobachtungen verglichen. Sie kamen zu dem Schluß, daß die Daten nur mit einer lateral heterogenen Struktur von  $D''$  zu erklären sind; für den Scheitelbereich von  $S,S_{diff}$  wird von den Autoren eine großräumige Niedriggeschwindigkeitszone vorgeschlagen, und sowohl für den Eintrittsbereich von SKS in den Kern als auch für den Austrittsbereich von SKS aus dem Kern wird eine relative Geschwindigkeitserhöhung bevorzugt. Das genaue Modell für die Tonga-Fiji-Anomalie läßt sich der Arbeit wegen der vorwiegend phänomenologisch gehaltenen Diskussion nicht entnehmen und kann deshalb auch hier nicht weiter mit den Ergebnissen dieser Untersuchung verglichen werden.

## 2. DATEN

### 2.1 Beobachtungskriterien und Auswahl der Beben

In der hier vorgelegten Arbeit werden vor allem beobachtete Laufzeitdifferenzen zwischen den Phasen S,  $S_{diff}$ , SKS und SKKS von Beben der Tonga-Fiji-Herdregion interpretiert. In diesem Kapitel sollen die verwendeten Daten vorgestellt und ihre Bearbeitung beschrieben werden. Laufzeitkurven aller hier diskutierten Phasen sind im interessierenden Entfernungsbereich und Zeitfenster in Abb. 2.1 zu sehen.

Die Phase SKS ist normalerweise erst jenseits des Überholpunktes (Epizentraldistanz  $\Delta = 81^\circ$  bis  $83^\circ$ ) mit der Mantel S-Phase zu beobachten. In dieser Untersuchung konnten Laufzeitdifferenzen zwischen SKS und S ab ca.  $85^\circ$  abgelesen werden. In

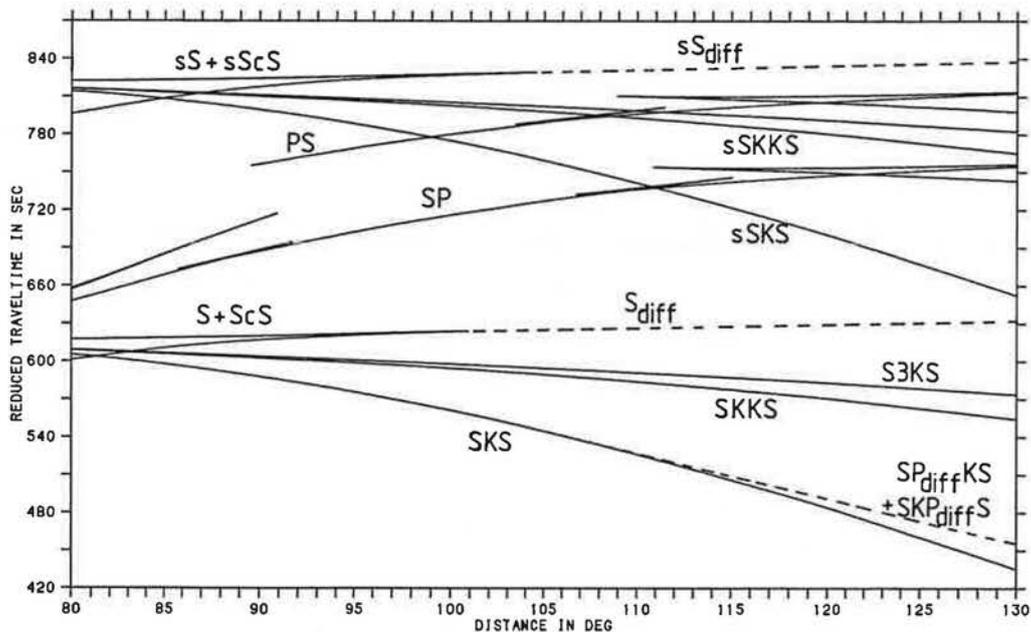


Abb. 2.1: Mit 8 sec/deg reduzierte Laufzeitkurven im untersuchten Entfernungsbereich und Zeitfenster für PREM und eine Herdtiefe von 500 km; diffraktierte Phasen sind gestrichelt.

etwa  $100^\circ$  geht die Phase S in die am Kern diffraktierte Phase  $S_{diff}$  über. Besonders auf der Transversalkomponente läßt sich  $S_{diff}$  oft bis in große Entfernungen ( $\Delta = 160^\circ$ ) beobachten. Anders verhält sich SKS; diese Phase wird ab  $120^\circ$  wegen der schlechter werdenden Transmissionskoeffizienten für konvertierte Phasen an der KMG immer schwächer. Auch SKS-Phasen, die am inneren Kern reflektiert oder diffraktiert werden, werden normalerweise nicht beobachtet und spielen in dieser Untersuchung keine Rolle. Daher beschränke ich mich hier auf Epizentraldistanzen bis  $125^\circ$ . Die am Kern diffraktierten Phasen  $SP_{diffKS}$  und  $SKP_{diffS}$  (Kind und Müller, 1975) stören die Laufzeitablesung nicht, beeinflussen aber die Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS (s. Kap. 4).

Die gezeigten Laufzeitkurven wurden für eine Herdtiefe von 500 km berechnet, in diesem Fall interferiert sSKS erst jenseits von  $130^\circ$  mit  $S_{diff}$ . Wenn die Herdtiefe allerdings kleiner als 400 km ist, schneiden sich die beiden Laufzeitkurven in Entfernungen kleiner als  $125^\circ$ . Um einer zu großen Beeinflussung durch diese Phase zu entgehen, wurden hier nur Beben mit einer Herdtiefe größer als 300 km untersucht. In diesem Fall interferiert sSKS mit SKKS und S3KS erst jenseits von  $125^\circ$  und mit  $S_{diff}$  bei ca.  $119^\circ$ . Dies ist allerdings für das Ablesen von  $S_{diff}$ -Einsatzzeiten unproblematisch, da sSKS eine SV-Phase und  $S_{diff}$  in diesem Entfernungsbereich eine SH-Phase ist und sie sich dadurch zumindest bei digitalen Daten gut trennen lassen. Für die Phase SKKS kann die Einsatzzeit erst bestimmt werden, wenn sich die Impulse von SKS und SKKS zeitlich weitgehend getrennt haben. Dies ist bei den hier verwendeten langperiodischen (LP) Daten erst ab etwa  $95^\circ$  der Fall.

Prinzipiell könnte man auch die Laufzeitdifferenzen zwischen den Oberflächenreflexionen sS,  $sS_{diff}$ , sSKS und sSKKS für eine Untersuchung der Geschwindigkeitsstruktur der tieferen Bereiche der Erde heranziehen. Die Phasen sSKS und sSKKS werden aber, soweit sie überhaupt stark genug angeregt werden, durch die Phasen SP und PS gestört und sind damit für diese Untersuchung unbrauchbar.

Somit ist der Entfernungsbereich für die verwendeten S-Phasen und damit auch für die drei Laufzeitdifferenzen wie folgt festgelegt:

S,S <sub>diff</sub> -SKS:	85°-125°
S,S <sub>diff</sub> -SKKS:	95°-125°
SKKS-SKS:	95°-125°

In diesen Entfernungsbereichen wurden für insgesamt 28 Beben Einsatzzeiten bestimmt und - soweit möglich - die Laufzeitdifferenzen zwischen den Phasen gebildet. Tabelle 2.1 enthält die Herddaten aller untersuchten Beben. Im Teil a) sind die Beben der Tonga-Fiji-Region und im Teil b) sind die Beben weiterer Herdregionen aufgeführt.

Für diese Arbeit eignen sich nur Beben, die genügend SV-Energie in Richtung des Erdkerns abstrahlen, also nicht nur eine entsprechende Abstrahlcharakteristik, sondern auch eine entsprechende Stärke haben. Solche Beben in mehr als 300 km Tiefe sind nicht gerade häufig, und so muß in dieser Untersuchung auf einen großen Registrierzeitraum zurückgegriffen werden. Für ältere Beben stehen nur analoge Registrierungen des "World Wide Standard Seismograph Network" (WWSSN) und des "Canadian Seismograph Network" (CSN) zur Verfügung. Diese Registrierungen liegen am Institut für Meteorologie und Geophysik in Frankfurt photographisch verkleinert auf Mikrofiches oder auf 16mm Film vor und wurden auf Papierkopien vergrößert. Wegen der schlechten Qualität können die kurzperiodischen (SP) Registrierungen der Horizontalkomponenten nicht verwendet werden, sondern nur die LP-Registrierungen. Dies beschränkt die zeitliche Auflösung der Registrierungen wegen der geringen Registriereschwindigkeit der analogen Seismogramme und wegen der endlichen Dauer der LP-Impulsantwort der Seismometersysteme.

Eine generelle Verbesserung der Ablesemöglichkeiten könnte man von digitalen Daten erwarten. In Frankfurt liegen die digitalen Registrierungen des "Global Digital Seismograph Network" (GDSN) für die Jahre 1980 bis einschließlich 1984 auf Compact-

Tabelle 2.1: a) Die Herdparameter der untersuchten Ereignisse in der Tonga-Fiji-Herdregion.

b) Die Herdparameter der Ereignisse in weiteren Herregionen.

Die Parameter stammen für das erste Beben vom USGS und für alle anderen Beben aus den ISC-Bulletins

Nr.	Datum	Epizentrum	Herdregion	Tiefe	$m_b$
a)					
1	25 Aug 63	178.73W 17.58S	Fiji	557	6.1
2	17 Mar 66	179.15W 21.08S	West of Tonga	633	5.9
3	09 Oct 67	179.18W 21.10S	West of Tonga	635	6.2
4	10 Feb 69	178.76E 22.75S	South of Fiji	670	6.0
5	20 Nov 71	179.88W 23.45S	South of Fiji	543	6.0
6	30 Mar 72	179.58E 25.69S	South of Fiji	496	6.1
7	21 Jul 73	179.19W 24.83S	South of Fiji	418	5.9
8	28 Dec 73	189.00E 23.88S	South of Fiji	525	6.2
9	23 Mar 74	179.88E 23.93S	South of Fiji	515	6.0
10	21 Oct 74	178.49W 17.97S	Fiji	602	5.9
11	22 Feb 75	178.88W 24.98S	South of Fiji	373	6.1
12	25 Nov 76	177.70W 19.50S	Fiji	447	6.0
13	20 Jul 80	178.61W 17.88S	Fiji	590	6.0
14	28 Apr 81	179.99E 23.70S	South of Fiji	529	6.0
15	07 Oct 81	178.65W 20.70S	Fiji	616	5.9
16	25 Nov 81	178.87W 20.81S	Fiji	612	5.8
17	17 Sep 82	179.87W 23.45S	South of Fiji	542	5.9
18	16 Sep 83	179.80W 23.98S	South of Fiji	508	6.0
19	29 Nov 83	177.79W 19.45S	Fiji	534	5.6
20	19 Jan 84	178.30W 23.68S	South of Fiji	327	5.8
21	26 Aug 84	179.00E 23.56S	South of Fiji	558	5.7
22	28 Sep 84	177.79W 21.43S	Fiji	364	5.7
23	17 Nov 84	178.04W 18.70S	Fiji	450	6.0
24	22 Nov 84	178.05S 17.74S	Fiji	640	5.8
b)					
25	18 Aug 68	159.90E 10.20S	Solomon Islands	556	6.1
26	29 Jan 71	150.97E 51.69N	Sea of Okhotsk	535	6.0
27	29 Jun 75	130.09E 38.79N	Sea of Japan	560	6.1
28	28 Sep 81	179.03W 29.41S	Kermadec Islands	321	6.1

Discs vor; sie wurden für diese Untersuchung ausgewertet. Zum GDSN-Netz sind digitale Stationen mit verschiedenster Instrumentierung zusammengefaßt worden. Bei der Auswertung der Registrierungen hat sich allerdings gezeigt, daß die wenigen Stationen mit SP-Horizontalkomponenten nur die P-Phase registriert haben und daß die LP-Horizontalkomponenten schmalbandiger und noch langperiodischer sind als die analogen WWSSN- und CSN-Registrierungen. So waren die LP-Ablesungen oft von schlechterer Qualität als die aus den analogen Daten. Den einzigen Fortschritt für die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit stellen die wenigen digitalen Stationen dar, die auch einen mittelperiodischen (IP) Kanal registrieren. Diese Daten bestätigten einerseits die LP-Ablesungen und haben zusätzlich einige gute Ablesungen im Entfernungsbereich  $85^\circ$  bis  $100^\circ$  beigesteuert.

Die Laufzeiten wurden soweit als möglich sowohl auf den EW- als auch auf den NS-Komponenten der analogen Registrierungen abgelesen. Für die digitalen Daten konnten die Registrierungen in Radial- und Transversalkomponenten ohne die bekannten Probleme einer nachträglichen Digitalisierung rotiert werden. Hier wurden die Einsatzzeiten nach entsprechender Vergrößerung direkt vom Bildschirm abgelesen, dazu steht in Frankfurt ein Auswerteprogrammpaket für Compact-Discs des europäischen seismologischen Datenzentrums ORFEUS (Utrecht, Niederlande) zur Verfügung.

Tabelle 2.2 enthält die Anzahl der abgelesenen Daten und die verwendeten Seismometernetze, aufgeschlüsselt nach den untersuchten Beben. Die mit einem Stern (\*) gekennzeichneten Daten wurden aus der Arbeit Kind und Müller (1977) und die mit zwei Sternen (\*\*) gekennzeichneten Daten aus Schweitzer (1984) übernommen. Alle anderen Daten wurden für diese Arbeit neu abgelesen. Für das Beben Nr. 23 wurden sowohl analoge als auch digitale Registrierungen untersucht, um sicher zu gehen, daß zwischen beiden Datenarten keine systematischen Unterschiede bestehen. Es hat sich dann bestätigt: die abgelesenen digitalen Laufzeitdifferenzen streuen im normalen Umfang aller ande-

Tabelle 2.2: Die Anzahl der abgelesenen Daten für die untersuchten Beben. Weitere Erläuterungen im Text.

Beben- Nummer	Anzahl der Laufzeitdifferenzen			gesamt	Amplituden- verhältnisse SKS/SKKS	verwendete Seismometernetze
	S,S <sub>diff</sub> -SKS	S,S <sub>diff</sub> -SKKS	SKKS-SKS			
1	35	20	23	78	6 *	WWSSN+CSN
2	53	17	20	90	11 *	WWSSN+CSN
3	-	-	14 *	14	21 *	WWSSN+CSN
4	8	10	15 **	33	11 **	WWSSN
5	-	-	14 *	14	15 *	WWSSN
6	5	5	19 **	29	18 **	WWSSN
7	-	-	7 *	7	8 *	WWSSN
8	8	8	13 **	29	14 **	WWSSN
9	5	9	8 **	22	11 **	WWSSN
10	8	3	1 **	12	-	WWSSN
11	19	11	30 **	60	23 **	WWSSN
12	2	1	3 **	6	-	WWSSN
13	5	2	2 **	9	-	GDSN
14	7	1	1	9	-	GDSN
15	1	2	1	4	-	GDSN
16	2	2	2	6	-	GDSN
17	3	-	1	4	-	GDSN
18	10	3	3	16	-	GDSN
19	1	-	-	1	-	GDSN
20	9	3	3	15	-	GDSN
21	2	1	1	4	-	GDSN
22	1	-	-	1	-	GDSN
23	34	17	16	67	-	GDSN+WWSSN+CSN
24	8	2	2	12	-	GDSN
<hr/>						
Summe für die Tonga- Fiji-Beben	226	117	199	542	138	
<hr/>						
25	2	3	3 **	8	4 **	WWSSN
26	3	3	4 **	10	-	WWSSN
27	43	25	27 **	95	16 **	WWSSN+CSN
28	5	1	1	7	-	GDSN

ren Beobachtungen.

An dieser Stelle muß diskutiert werden, weshalb die in den ISC-Bulletins veröffentlichten Einsatzzeiten nicht zusätzlich verwendet wurden, um Laufzeitdifferenzen für diese Untersuchung zu bilden. Folgende Argumente sprechen gegen eine solche Erweiterung der Datenbasis:

a) Für die in den ISC-Bulletins angegebenen Einsatzzeiten ist es sehr unwahrscheinlich, daß bei der Interpretation der Seismogramme an den einzelnen Stationen die in Abschnitt 2.3 diskutierten prinzipiellen Probleme beim Festlegen der Einsatzzeiten von SKKS berücksichtigt wurde.

b) Zwei unabhängige Untersuchungen zu Einsatzzeiten von S,  $S_{diff}$ , SKS und SKKS an mehreren Jahrgängen ISC-Bulletins haben für den hier interessierenden Entfernungsbereich ergeben, daß die Gesamtzahl der abgelesenen Einsatzzeiten für  $S_{diff}$  und SKKS sehr gering ist und außerdem viele Fehlidentifikationen vorkommen (Murtha 1984; Johnson und Lee, 1985). Die Möglichkeit, dann auch noch Laufzeitdifferenzen zwischen den Phasen zu bilden, ist praktisch nie gegeben.

Deshalb habe ich mich in dieser Arbeit auf weniger Daten beschränkt, die dann aber alle gleichartig abgelesen wurden und damit einen sehr homogenen Datensatz bilden.

## 2.2 Herdtiefenkorrektur

Nicht nur die absoluten Laufzeiten der verschiedenen Phasen variieren mit der Herdtiefe, sondern auch die Laufzeitdifferenzen. Um systematische Fehler zu vermeiden, wurden eine Reihe von Laufzeitrechnungen für Herdtiefen  $H_0$  zwischen 300 und 670 km durchgeführt. Damit konnten Laufzeitdifferenzkorrekturen gegenüber einer mittleren Herdtiefe  $H_0$  von 500 km berechnet und zur weiteren Homogenisierung des Datenmaterials verwendet werden. Diesen Laufzeitrechnungen lag das radialsym-

metrische Erdmodell PREM zugrunde. Maximale Herdtiefenkorrekturen der Laufzeitdifferenzen für zwei exemplarische Herdtiefen gegenüber einer Standardherdtiefe von 500 km sind:

<u>Laufzeitdifferenz</u>	<u>H<sub>0</sub> = 670 km</u>	<u>H<sub>0</sub> = 370 km</u>
S,S <sub>diff</sub> -SKS	-2.93 sec	+1.92 sec
S,S <sub>diff</sub> -SKKS	-1.48 sec	+0.96 sec
SKKS-SKS	-1.45 sec	+0.96 sec

In allen folgenden Rechnungen konnten die Daten nach dieser Korrektur für eine gemeinsame Herdtiefe von 500 km interpretiert werden. Dies setzt voraus, daß Abweichungen der beobachteten Laufzeitdifferenzen gegenüber PREM keine weitere Abhängigkeit von der Herdtiefe zeigen. In den untersuchten Daten konnten keine Hinweise darauf gefunden werden, daß diese Voraussetzung nicht zuträfe. Dies ist wohl vor allem dem Umstand zu verdanken, daß die untersuchten S-Phasen trotz verschiedener Abstrahlwinkel am Herd auf Grund einer mittleren Wellenlänge der LP-Daten von ca. 100 km doch durch die gleichen Strukturen im Herdgebiet laufen (s. z.B. Abb. 3.3 auf Seite 61). Bei der Bildung von Laufzeitdifferenzen heben sich dann alle herdnahen Effekte gegenseitig auf. Die Laufzeitdifferenzen sind für strukturelle Unterschiede gegenüber PREM erst in größeren Tiefen empfindlich, und hier wirken sich unterschiedliche Herdtiefen mit unterschiedlichen Strahlwegen zu einer Station immer weniger aus.

### 2.3 Die Laufzeitfehler

Die Genauigkeit der Ablesung von Einsatzzeiten hängt stark von der Übertragungscharakteristik der Seismographensysteme ab. In dieser Untersuchung wurden vor allem analoge LP-Registrierungen und mit 1 Hz abgetastete digitale Daten verwendet. Auf Grund der Bodenunruhe und der emergenten Einsätze haben hier die einzelnen Ablesungen von Einsatzzeiten eine Unsicherheit von ca. +1 sec und damit die Laufzeitdifferenzen von ca. +2 sec. Die Einsatzzeiten selber wurden rein numerisch auf ± 0.1

sec festgelegt. Um die Streuung der einzelnen Ablesungen besser zu erfassen, wurden die Laufzeiten möglichst an beiden Horizontalkomponenten abgelesen und auch als unabhängige Datenpunkte weiter gebraucht. Einen Eindruck von der Streuung der Daten erhält man, wenn man die Laufzeitdifferenzen entlang einzelner Profile darstellt; dann liegen alle Daten im Mittel  $\pm 2$  sec um eine Ausgleichskurve. Um Rundungseffekte zu vermeiden, wurden alle theoretisch berechneten Werte für die Laufzeitdifferenzen in den einzelnen Modellen und die Herdtiefenkorrekturen mit einer Genauigkeit von 0.01 sec berücksichtigt. (s. Anhang B).

Für die Phasen SKS und S ist damit die Datenqualität ausreichend beschrieben, solange diese Phasen nicht durch zuviel Bodenunruhe und Coda-Energie anderer Phasen gestört werden. Anders verhält es sich mit den Phasen SKKS und  $S_{diff}$ . Bei diesen Phasen wird das Ablesen der Einsatzzeit durch zusätzliche wellenseismische Phänomene erschwert.

Durch eine Kaustik auf dem Wellenweg von SKKS wird die Impulsform dieser Phase verändert; sie kann als negative Hilbert-Transformierte des SKS-Impulses beschrieben werden (Choy und Richards, 1977). Diese Impulsverformung führt zu einem akausalen SKKS-Einsatz und muß bei der Festlegung der strahlenseismischen Einsatzzeit berücksichtigt werden. Schweitzer (1984) weist darauf hin, daß man anhand des Vergleichs von strahlenseismisch berechneten Laufzeitkurven mit wellenseismisch berechneten theoretischen Seismogrammen lernen kann, wie der SKKS-Impuls abzulesen ist. Je nach Datenqualität kann dadurch die zusätzliche Unsicherheit der Einsatzzeiten durch diesen wellenseismischen Effekt auf maximal  $\pm 0.5$  sec reduziert werden, was gegenüber der generellen Streuung der Laufzeitdifferenzen von ca.  $\pm 2$  sec sicherlich von zweitrangiger Bedeutung ist.

Die Diffraktion der S-Welle entlang der KMG führt zu einer Tiefpassfilterung des  $S_{diff}$ -Impulses, dies umso stärker, je länger die Welle an der KMG entlang läuft. In anderen Arbeiten

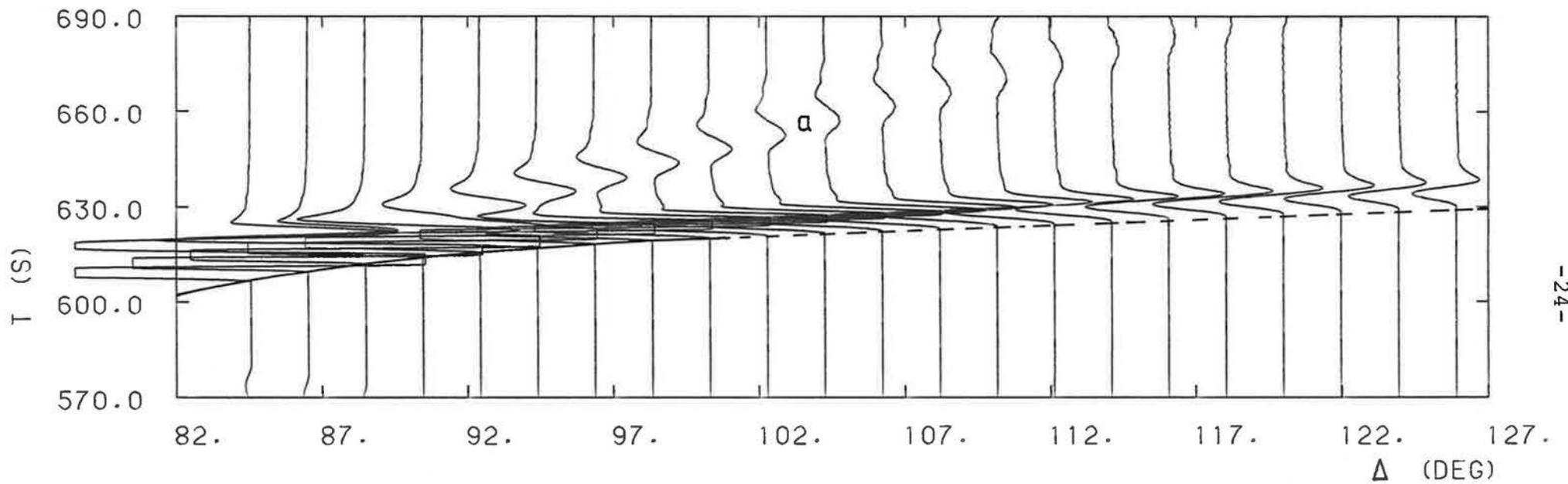


Abb. 2.2: Theoretische Seismogramme für SH-Wellen. Die starke Phase ist SH bzw. SH<sub>diff</sub> und a ist eine numerische Phase. Die eingezeichnete strahlenseismische Laufzeitkurve ist ab dem Beginn der Diffraktion punktiert. Die Zeitachse ist mit 8 sec/deg reduziert.

ist die Veränderung des  $S_{diff}$ -Impulses mit wachsender Entfernung zur Untersuchung der seismischen Geschwindigkeiten und der Q-Struktur an der KMG und in der Zone D" verwendet worden (z.B. Doornbos und Mondt, 1979a, 1979b; Mula, 1980). Hier stört dieses Verhalten von  $S_{diff}$ , denn es führt zu immer emergenteren  $S_{diff}$ -Impulsen, und dies verschlechtert die Genauigkeit beim Ablesen der Einsatzzeit. Um zu überprüfen, wie sich dieser Genauigkeitsverlust auf die abgelesenen  $S_{diff}$ -Einsatzzeiten bis in  $125^\circ$  auswirkt, wurden theoretische Seismogramme für den SH-Fall mit der Reflektivitätsmethode berechnet und mit strahlenseismisch berechneten Laufzeitkurven verglichen. Als Herdimpuls wurde eine Momentenfunktion von 10 sec Dauer verwendet. Die Seismogramme wurden für den elastischen Fall berechnet. Abb. 2.2 zeigt die geschwindigkeitsproportionalen Seismogramme für einen Herd in 500 km Tiefe und für die Geschwindigkeitsstruktur von PREM. Die eingezeichnete Laufzeitkurve wurde strahlenseismisch für das gleiche Modell berechnet. Der Einfluß der Diffraktion auf die Einsatzzeiten von  $S_{diff}$  wird ab ca.  $110^\circ$  in der Montage sichtbar. In den hier interessierenden Entfernungen bis  $125^\circ$  ist ein systematischer Fehler von maximal 1.0 sec beim Ablesen der  $S_{diff}$ -Einsatzzeiten zu erwarten. Weil die beobachtete Abweichung der Laufzeitdifferenzen gegenüber PREM deutlich größer als  $\pm 1.0$  sec ist, und weil die oben diskutierte Ablesegenauigkeit von  $\pm 2$  sec auch größer ist als der systematische Fehler beim Ablesen der  $S_{diff}$  Einsatzzeiten, brauchte die Diffraktion von S an der KMG nicht weiter berücksichtigt werden.

Einen Eindruck von den analogen LP-Registrierungen geben die Seismogramm-Montagen in Schweitzer (1984). Hier sollen für die digitalen Daten die Seismogramme des Bebens Nr. 23 vorgestellt werden. Abb. 2.3 zeigt die LP-Seismogramme der Horizontal-Transversalkomponente. Alle Seismogramme sind spurweise normiert mit Angabe der Maximalamplitude in  $\mu\text{m}/\text{sec}$  bezogen auf die wahre Boden-Verschiebungsgeschwindigkeit bei der Referenzperiode von 25 sec. Zu sehen sind die SH-Phasen S und  $S_{diff}$  und ihre Oberflächenreflexionen  $sS$  und  $sS_{diff}$ . Abb. 2.4 zeigt

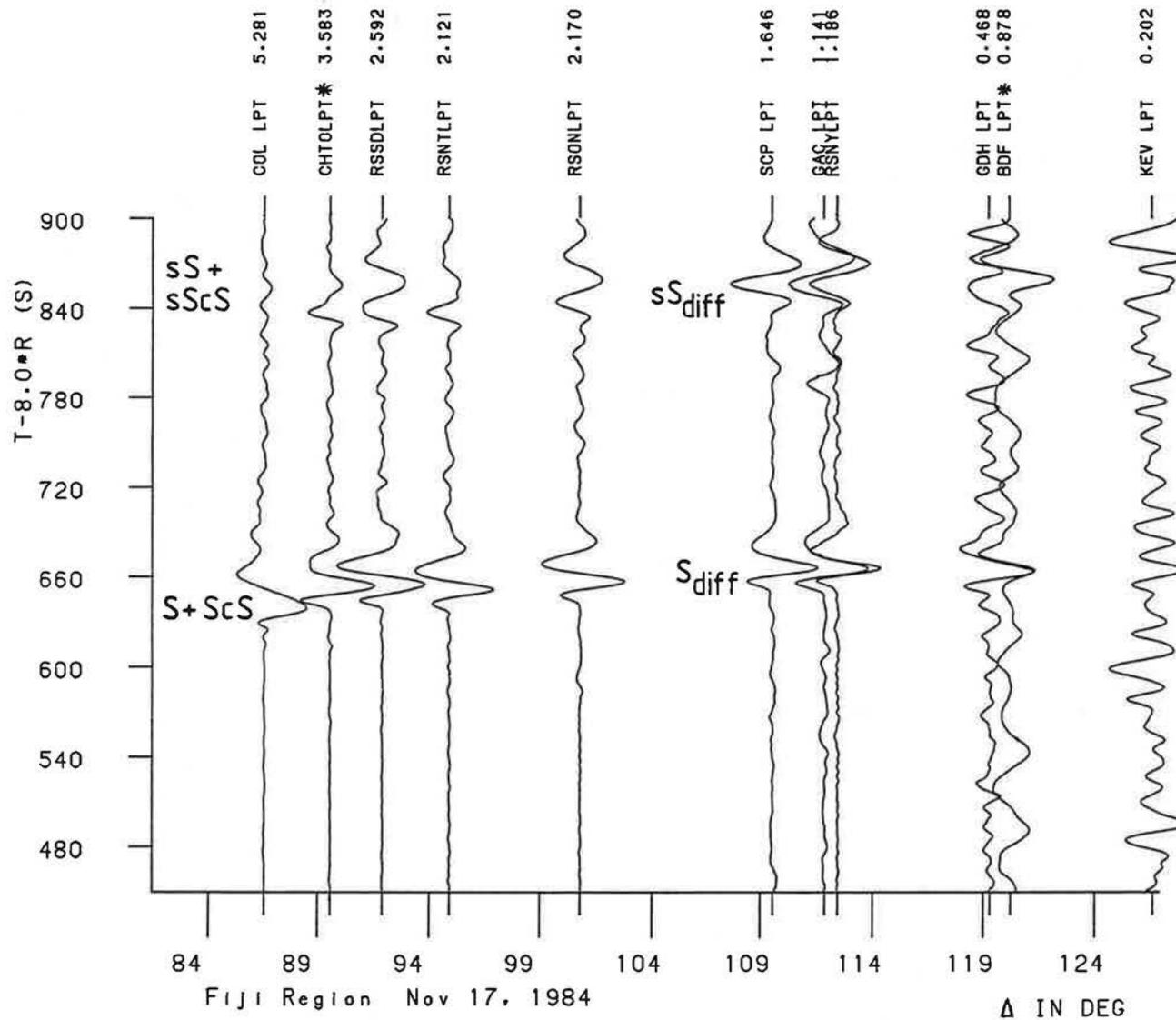


Abb. 2.3: LP-Horizontal-Transversalkomponenten der GDSN-Stationen für das Beben vom 17. November 1984 (Nr. 23 in Tab. 2.1). Die reduziert dargestellten Seismogramme sind spurweise normiert. Die Zahlen neben den Stationskennungen geben die Maximalamplitude in  $\mu\text{m}/\text{sec}$  an. Stationskennungen mit Stern bedeuten, daß die Spuren umgepolt wurden.

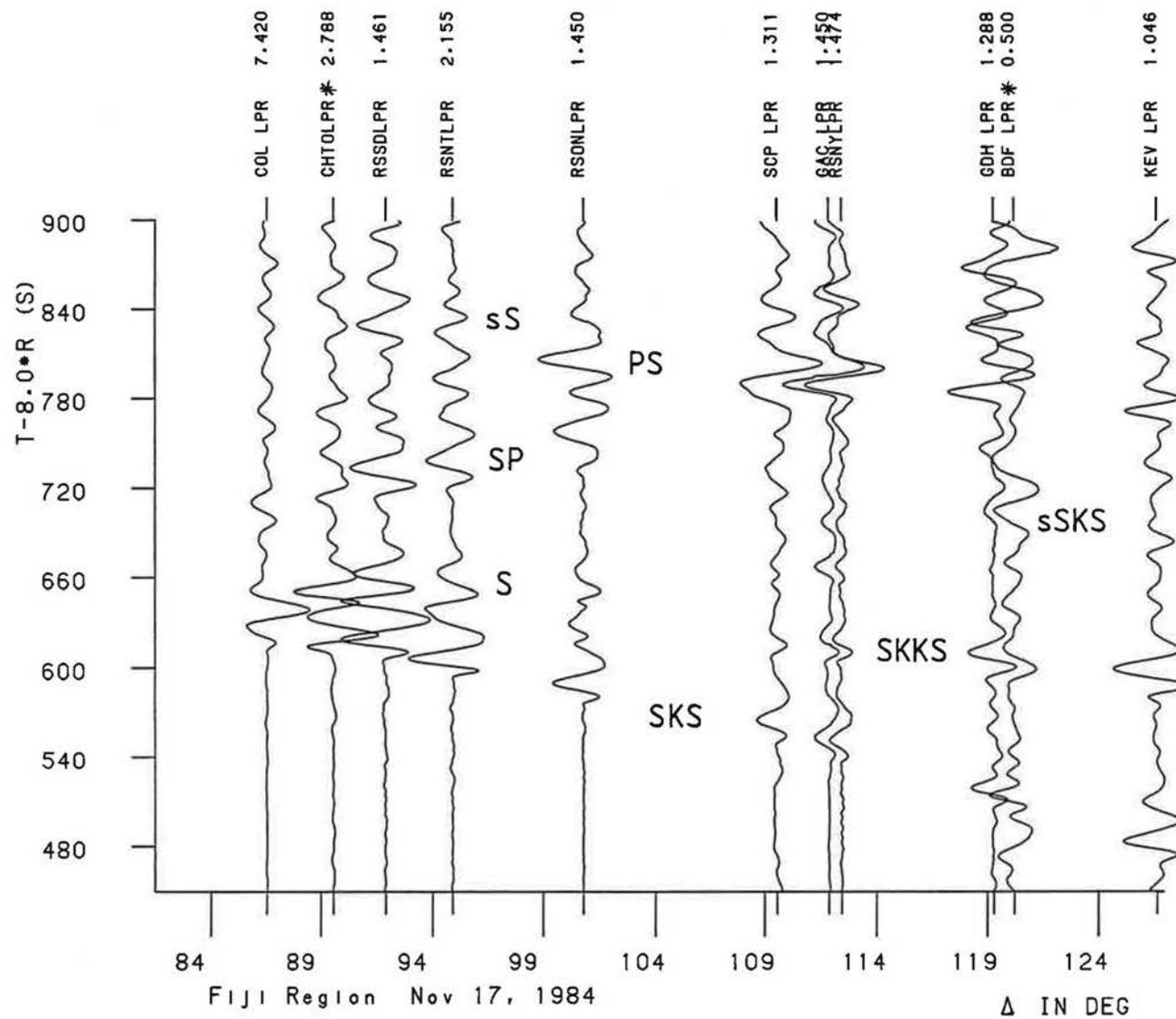


Abb. 2.4: wie Abb. 2.3 jetzt für die LP-Horizontal-Radialkomponente

die dazugehörige Horizontal-Radialkomponente. Hier sieht man die SV-Phasen SKS, SKKS, SP, PS, sS und sSKS.

#### 2.4 Die Laufzeitdifferenzen

Nach diesen Voruntersuchungen sollen nun die beobachteten Laufzeitdifferenzen selber vorgestellt werden. Abb. 2.5 zeigt alle in dieser Untersuchung gebildeten Laufzeitdifferenzen aufgetragen gegen  $\Delta$ . Die meisten Beobachtungen gehören zu Beben der Tonga-Fiji-Herdregion, die später genauer untersucht werden. In Abb. 2.5 werden nicht die Laufzeitdifferenzen selbst gezeigt, sondern ihre Residuen gegenüber PREM. Dazu wurden die Laufzeitdifferenzen für einen Herd in 500 km Tiefe in PREM berechnet und von den Beobachtungen abgezogen. Da die verwendeten Daten LP-Beobachtungen sind, und die Geschwindigkeitsstruktur von PREM für die Signalperiode 1 sec gilt, wurden die Laufzeitdifferenzen mit der Gruppengeschwindigkeit  $u$  berechnet, denn die Signalgeschwindigkeit wird besonders bei langperiodischen S-Wellen am besten mit der Gruppengeschwindigkeit identifiziert (Schmidt und Müller, 1986). Dazu wurde mit folgender Formel und frequenzunabhängigem Qualitätsfaktor  $Q$  gerechnet:

$$v(T) = v_{ref} \left( 1 + \frac{1}{\pi \cdot Q} \left( \ln \frac{T_{ref}}{T} + 1 \right) \right) \quad (2-1)$$

Für PREM ist  $v_{ref}$  bei  $T_{ref} = 1$  sec gegeben, und für die Daten wurde mit einer mittleren Periode von  $T = 15$  sec gerechnet. Durch die Berücksichtigung des  $Q$ -Effekts an dieser Stelle können alle weiteren Laufzeitberechnungen unabhängig von der Signalperiode für das Referenzmodell PREM direkt durchgeführt werden. Die wenigen IP-Ablesungen wurden wie die LP-Ablesungen korrigiert, der damit verbundene Fehler der IP-Laufzeitdifferenzablesungen von 0.2 sec bis 0.3 sec ist hier zu vernachlässigen. Alle hier gezeigten Laufzeitdifferenzen enthalten bereits die Herdtiefenkorrekturen ( $H_0$ -Kor). Für die hier definierten Residuen RES für Laufzeitdifferenzen zwischen zwei

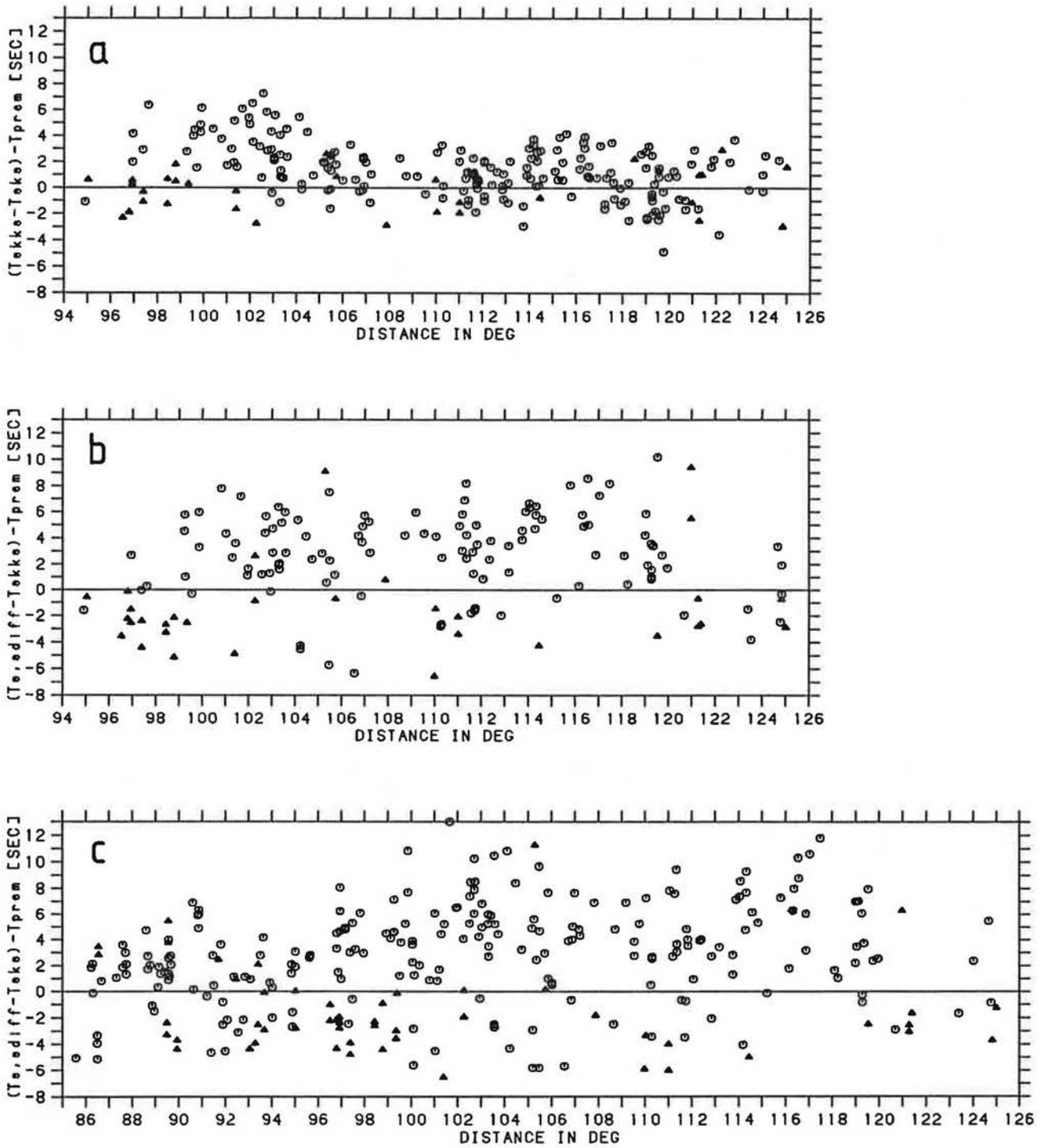


Abb. 2.5: Alle beobachteten Laufzeitdifferenzen SKKS-SKS (a), S,S<sub>diff</sub>-SKKS (b) und S,S<sub>diff</sub>-SKS (c), dargestellt als Residuen gegenüber PREM. Die Kreise stellen Beobachtungen an Beben der Tonga-Fiji-Herdregion und die Dreiecke Beobachtungen von Beben anderer Herdregionen dar.

Phasen mit der absoluten beobachteten Laufzeit  $T^{\text{obs}}$  gilt damit:

$$\text{RES} = (T_1^{\text{obs}} - T_2^{\text{obs}}) + H_0\text{-Kor} - (T_1^{\text{PREM}} - T_2^{\text{PREM}}) \quad (2-2)$$

Die abgelesenen Laufzeitdifferenzen aller Daten, die Herdtiefenkorrekturen und die theoretischen Werte für PREM sind in Anhang B abgedruckt.

In Abb. 2.5a sieht man die Residuen für die Laufzeitdifferenzen SKKS-SKS. Diese Residuen sind entweder im Rahmen der Ablesegenauigkeit von im Mittel  $\pm 2$  sec mit PREM vereinbar oder aber sie sind zu groß. In Epizentralentfernungen von  $96^\circ$  bis  $106^\circ$  sind die Beobachtungen im Mittel um 3 sec bis 4 sec zu groß im Vergleich zu PREM. Abb. 2.5b zeigt die Residuen der Laufzeitdifferenzen zwischen S oder  $S_{\text{diff}}$  und SKKS. Diese Residuen streuen deutlich stärker, und es werden Abweichungen gegenüber PREM zwischen maximal -7 sec und +10 sec beobachtet. Die größten Residuen gegenüber PREM zeigen die Laufzeitdifferenzen zwischen S oder  $S_{\text{diff}}$  und SKS (Abb. 2.5c). Hier streuen die Beobachtungen über die gesamten Beobachtungsentfernung zwischen maximal -7 sec und +13 sec. Im folgenden wird aus Gründen der Vereinfachung oft die Rede von "Laufzeitdifferenzen" sein, ohne den Hinweis, daß es sich immer um die hier definierten Residuen der Laufzeitdifferenzen handelt.

An diesem Punkt stellt sich die Frage, wodurch die starke Streuung der Beobachtungen mit ihren zum Teil sehr großen Abweichungen von PREM erklärt werden kann. Einen ersten Hinweis kann Abb. 2.6 geben. Hier sind die drei Gruppen von Laufzeitdifferenzen gegeneinander aufgetragen, soweit mehrere Laufzeitdifferenzen eines Bebens an einer Station gebildet werden konnten. Abb. 2.6a zeigt die Laufzeitdifferenzen SKS-S,  $S_{\text{diff}}$ , aufgetragen gegen die Laufzeitdifferenzen SKS-SKKS, Abb. 2.6b zeigt die Laufzeitdifferenzen SKKS-S,  $S_{\text{diff}}$ , aufgetragen gegen

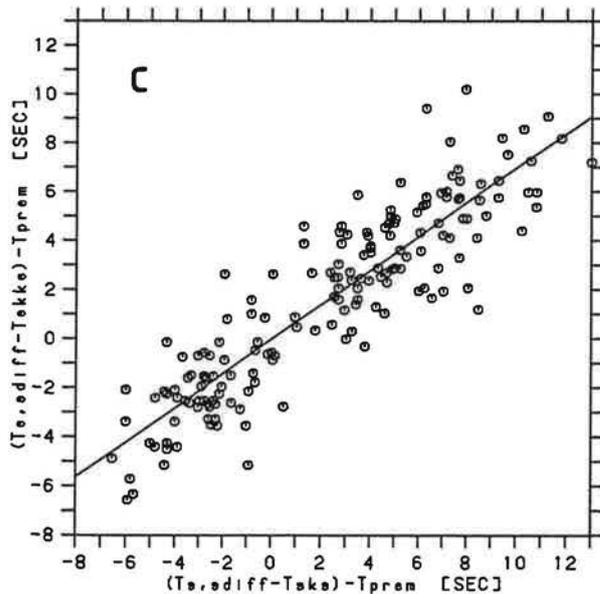
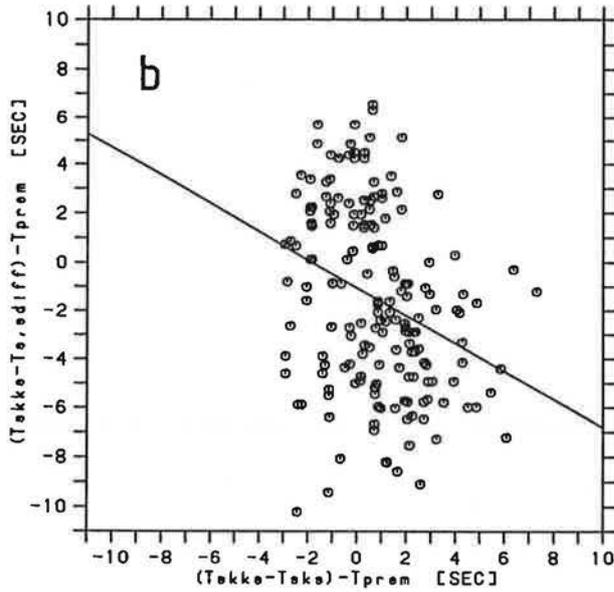
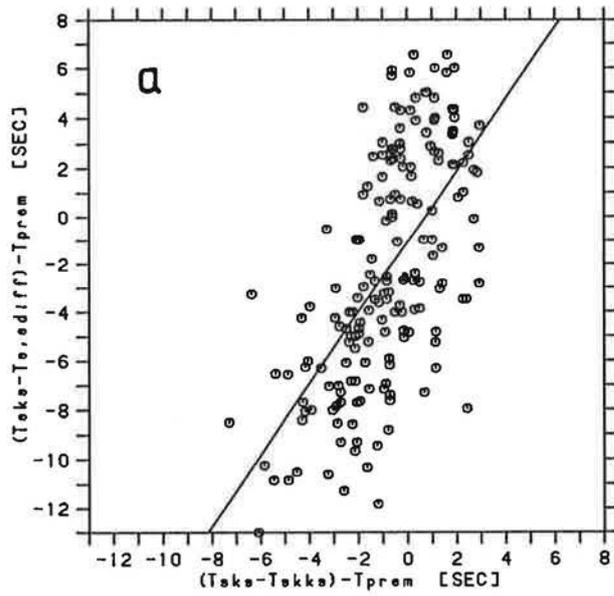


Abb. 2.6: Korrelation zwischen den einzelnen Laufzeitdifferenztypen. a) SKS-S,  $S_{diff}$  aufgetragen gegen SKS-SKKS; b) SKKS-S,  $S_{diff}$  aufgetragen gegen SKKS-SKS; c) S,  $S_{diff}$ -SKKS aufgetragen gegen S,  $S_{diff}$ -SKS. Die Linie durch die Daten entspricht jeweils der linearen Regressionsgeraden.

die Laufzeitdifferenzen SKKS-SKS und Abb. 2.6c zeigt schließlich die Laufzeitdifferenzen  $S, S_{diff}$ -SKKS, aufgetragen gegen die Laufzeitdifferenzen  $S, S_{diff}$ -SKS. Die eingezeichneten Ausgleichsgeraden sind der Versuch, mit Hilfe der linearen Regression einen eventuellen Zusammenhang zwischen den verschiedenen Typen von Laufzeitdifferenzen zu untersuchen. Wie man sieht, besteht vielleicht ein schwacher Hinweis in Abb. 2.6a, daß kleine Laufzeitdifferenzen SKS- $S, S_{diff}$  auch mit kleinen Laufzeitdifferenzen SKS-SKKS verbunden sind. Der Korrelationskoeffizient für die eingezeichnete Gerade beträgt 0.64 mit einer allerdings sehr breiten Streuung der SKS- $S, S_{diff}$ -Daten. Das Gemeinsame in beiden Datensätzen ist die Phase SKS. Ich interpretiere dieses Resultat folgendermaßen: Wenn die beobachteten Laufzeitdifferenzen SKS-SKKS durch Anomalien auf dem Laufweg von SKS hervorgerufen werden, dann können diese Anomalien die gleichzeitig beobachteten Laufzeitdifferenzen SKS- $S, S_{diff}$  nur zu einem geringen Teil erklären. Beide Beobachtungen haben also entweder zusätzliche Ursachen außerhalb des Strahlwegs von SKS oder aber gänzlich verschiedene Ursachen, die hier nur zufällig gemeinsam beobachtet werden.

Die Abb. 2.6b spricht noch weniger für einen funktionalen Zusammenhang zwischen den Laufzeitdifferenzen. Die gefundene Ausgleichsgerade hat einen nicht signifikanten Korrelationskoeffizienten von 0.31. Die beobachteten Laufzeitdifferenzen streuen um den Ursprung; ein sehr schwacher Zusammenhang könnte allenfalls bei Laufzeitdifferenzen mit besonders großem Betrag bestehen.

Ein ganz anderes Verhalten stellt Abb. 2.6c dar. Der lineare Zusammenhang zwischen den  $S, S_{diff}$ -SKS und den  $S, S_{diff}$ -SKKS Daten ist offensichtlich; der Korrelationskoeffizient für die Gerade beträgt 0.90. Das Gemeinsame beider Datentypen ist die Phase  $S, S_{diff}$ . Ich deute diese Daten folgendermaßen: Die großen Laufzeitdifferenzen beider Datensätze können durch entsprechende Verspätung oder Verfrühung von  $S, S_{diff}$  am besten erklärt werden. Da diese Phase nur durch den Erdmantel läuft, sind auch hier im Erdmantel - und wahrscheinlich im unteren

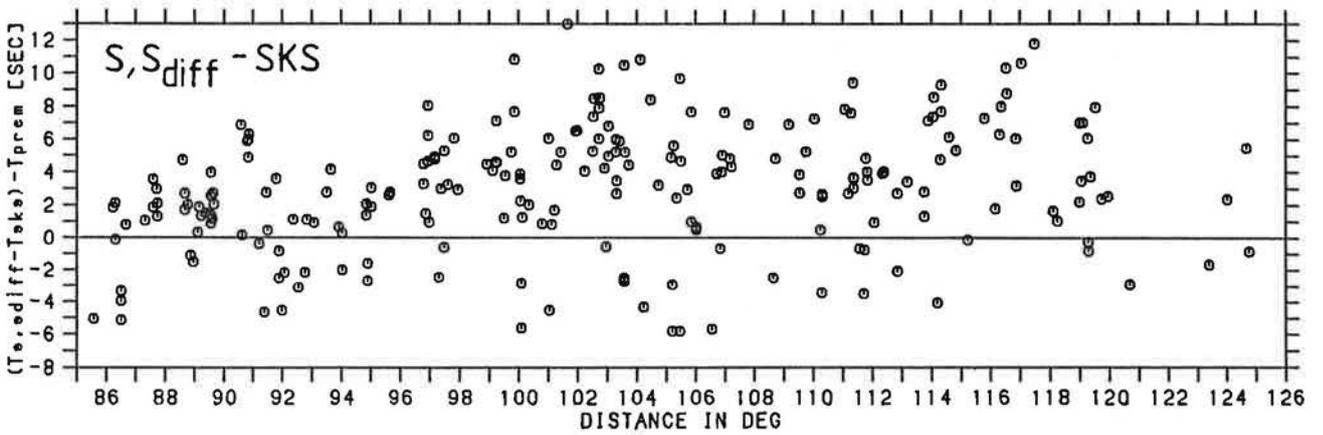
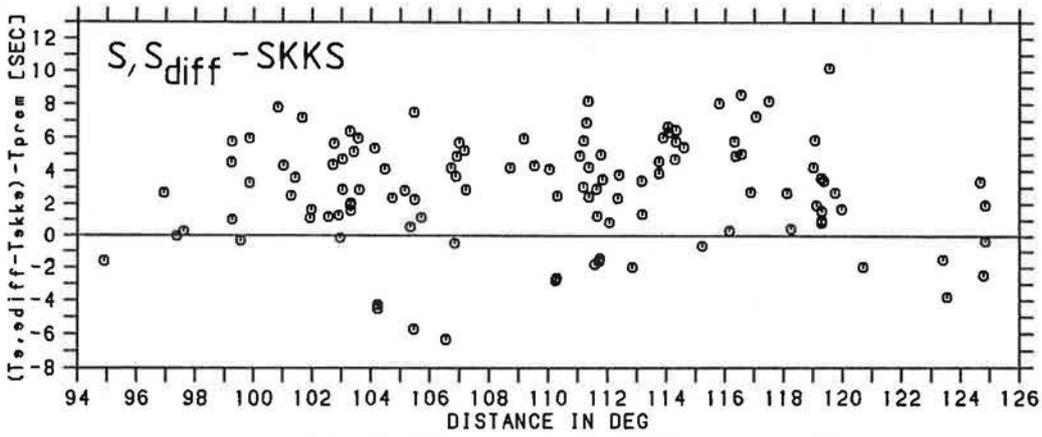
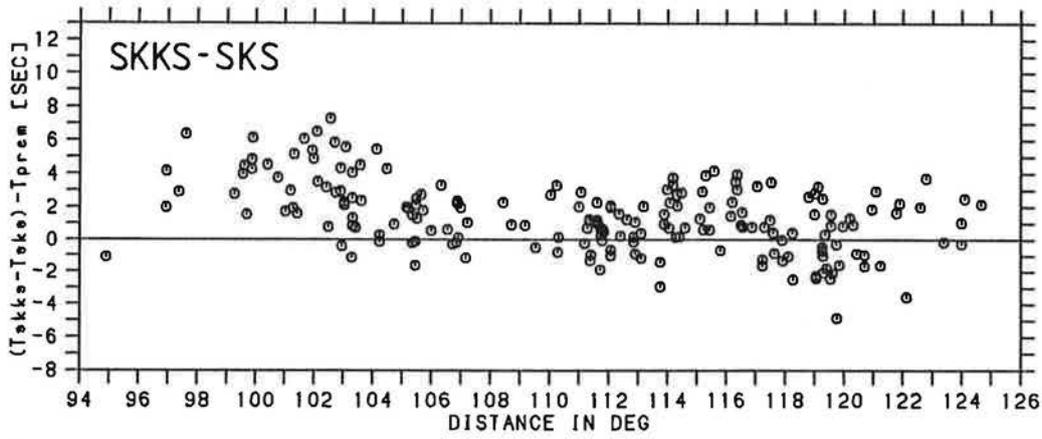


Abb. 2.7: Die Laufzeitdifferenzen der Tonga-Fiji-Beben aufgetragen gegen die Epizentralentfernung.

Mantel - die größten Abweichungen von PREM zur Erklärung aller Beobachtungen zu suchen.

In dieser Arbeit werden die Beobachtungen der Tonga-Fiji-Beben näher untersucht. Alle übrigen Daten werden im Anhang C diskutiert. Abb. 2.7 zeigt nur die beobachteten Laufzeitdifferenzen der Tonga-Fiji-Beben, aufgetragen wie in Abb. 2.5. Auch die Beobachtungen nur einer Herdregion streuen wie der gesamte Datensatz. Aus den Arbeiten Schweitzer (1984) und Schweitzer und Müller (1986) ist allerdings bekannt, daß die SKKS-SKS Laufzeitdifferenzen der Tonga-Fiji-Beben große azimutale Unterschiede zeigen. Deshalb sind die Daten der Abb. 2.7 in Abb. 2.8 gegen das Azimut der Strahlwege von Tonga-Fiji zu den Stationen aufgetragen. Abb. 2.9 zeigt zur Orientierung die Stationen und Epizentren mit der Projektion der Strahlwege an die Erdoberfläche. Wenn man einen mittleren Ablesefehler von  $\pm 2$  sec zugrunde legt (die gestrichelten Linien in Abb. 2.8), werden je nach Azimut sowohl positive als auch negative Residuen gegenüber PREM von unterschiedlicher Größe beobachtet.

Die Laufzeitdifferenzen SKKS-SKS können im wesentlichen mit PREM erklärt werden, nur für den Azimutbereich von ca.  $40^\circ$  bis  $140^\circ$  sind eine Reihe von zu großen Laufzeitdifferenzen zu beobachten. Diese Beobachtungen gehören zu Stationen im südlichsten Kanada, den USA, in Mittelamerika und in Südamerika. Auch die beiden anderen Laufzeitdifferenztypen weisen in diesem Azimutbereich zu große Laufzeitdifferenzen auf. Für alle drei Typen scheint die Anomalie im südlichen Südamerika zu verschwinden; dies ist aber wegen der wenigen Datenpunkte nicht ausreichend belegbar.

Für alle drei Laufzeitdifferenztypen sind die wenigen Ablesungen an Stationen in Südafrika (Azimut ca.  $210^\circ$ ) mit PREM vereinbar.

Anders sieht es für den Azimutbereich von  $270^\circ$  bis  $300^\circ$  aus. Die Ablesungen an der Station KOD in Südindien zeigen zu geringe Laufzeitdifferenzen für S,S<sub>diff</sub>-SKS und für S,S<sub>diff</sub>-SKKS.

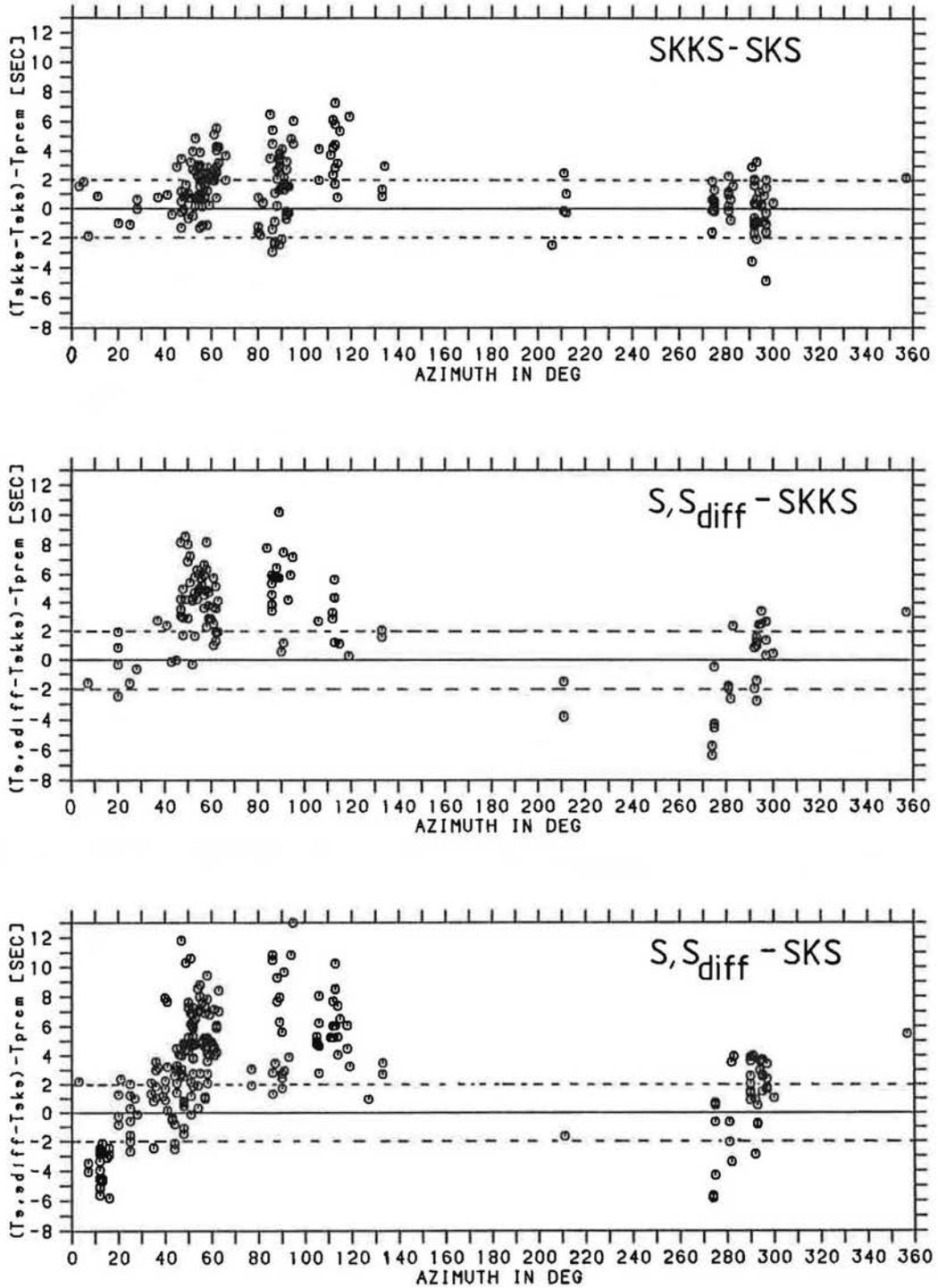


Abb. 2.8: Die Laufzeitdifferenzen der Tonga-Fiji-Beben aufgetragen gegen das Azimut.

TONGA - FIJI: EVENTS, STATIONS, and RAYPATHS



Abb. 2.9: Die Epizentren der untersuchten Tonga-Fiji-Beben, die Stationen, an denen Laufzeitdifferenzen abgelesen wurden, und die Strahlwege von einem mittleren Epizentrum zu diesen Stationen.

Hier verfrüht sich wohl  $S, S_{diff}$  deutlich gegenüber PREM, denn die SKKS-SKS Residuen sind normal. Für Azimute von  $290^\circ$  bis  $300^\circ$  haben die  $S, S_{diff}$ -SKS Zeiten dann die Tendenz, positiv gegenüber PREM zu werden. Dies ist aber gegenüber den zu großen Residuen an den amerikanischen Stationen nur ein kleiner Effekt.

Durch die große Stationsdichte auf dem nordamerikanischen Kontinent läßt sich einerseits der Übergang vom normalen, PREM-ähnlichen Verhalten zu größeren Laufzeitdifferenzen bei einem

Azimut von etwa  $35^\circ$  beobachten, und andererseits werden für den schmalen Azimutbereich von  $10^\circ$  bis  $20^\circ$  deutlich zu kleine  $S, S_{diff}$ -SKS Laufzeitdifferenzen beobachtet. Die zuletzt genannten Beobachtungen gehören also zu einer anderen Anomalie. Hier muß wie im Falle der Beobachtungen in Südindien mit einer Verfrühung auf dem Laufweg von  $S, S_{diff}$  gerechnet werden. Zwischen  $20^\circ$  und  $35^\circ$  Azimut werden für alle drei Datentypen Laufzeitdifferenzen beobachtet, die unter Berücksichtigung der Datenstreuung mit PREM vereinbar sind. Ein solcher Übergang von negativen Residuen in Nordrichtung zu positiven Residuen in Nordostrichtung, jeweils von Tonga-Fiji aus gesehen, ist bereits bei Julian und Sengupta (1973) zu finden, dort allerdings für P-Phasen, beobachtet in  $70^\circ$  bis  $100^\circ$  Epizentralentfernung. Eventuell beruhen beide Beobachtungen auf den gleichen Heterogenitäten im Mantel.

## 2.5 Auswahl der Daten und geographische Lage der Geschwindigkeitsanomalie

### 2.5.1 Daten ohne Unterteilung des Tonga-Fiji-Herdgebietes

Wie schon oben bemerkt, ergeben sich die größten Abweichungen der Laufzeitdifferenzen gegenüber PREM für Beobachtungen an amerikanischen Stationen (s. Abb. 2.8). Dieses anomale Verhalten wiederum ist am besten an den nordamerikanischen Stationen wegen der dortigen großen Stationsdichte dokumentiert (s. Abb. 2.9). Deshalb wurden ihre Daten zu einer genaueren Untersuchung ausgewählt. Da keine Beobachtungen mit Strahlwegen zur Verfügung stehen, die sich mit den Strahlwegen von Tonga-Fiji nach Nordamerika kreuzen, können die Daten nur entlang des Profils von Tonga-Fiji nach Nordamerika interpretiert werden. Ich beschränke mich dabei auf den Azimutbereich von  $35^\circ$  bis  $66^\circ$ . Abb. 2.10 zeigt diese Daten, an die als Ausgleichskurven Polynome dritten Grades angepaßt wurden.  $S$  ist jeweils die Standardabweichung in sec der Daten gegenüber dem Polynom. Bei der Berechnung der Ausgleichskurven wurde die Kopplung zwi-

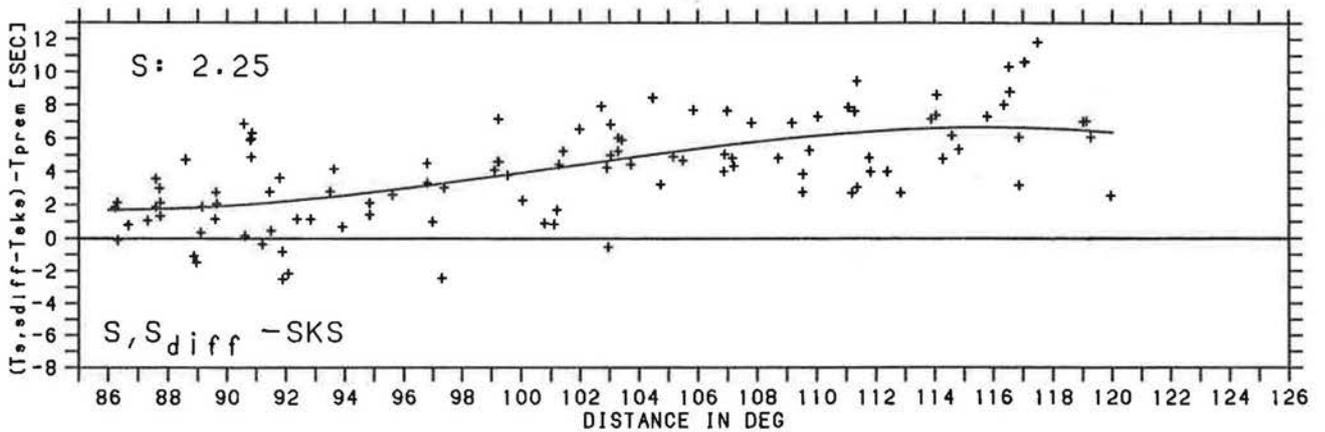
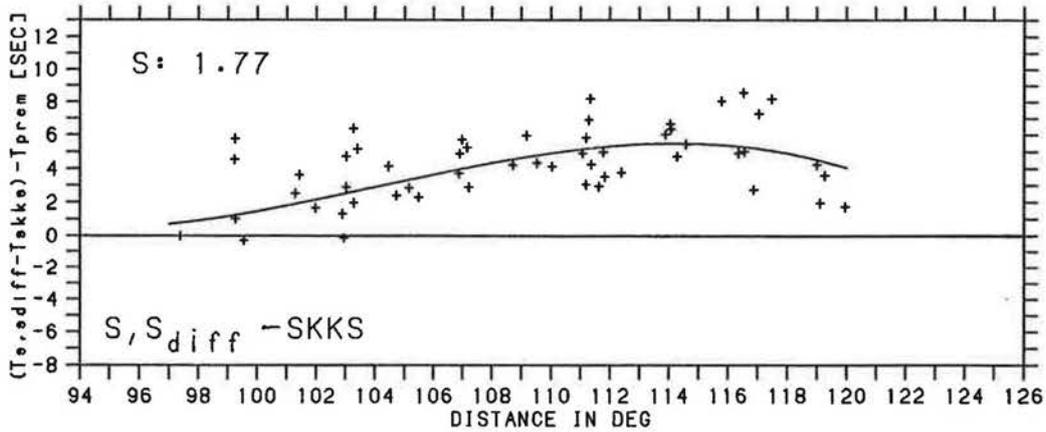
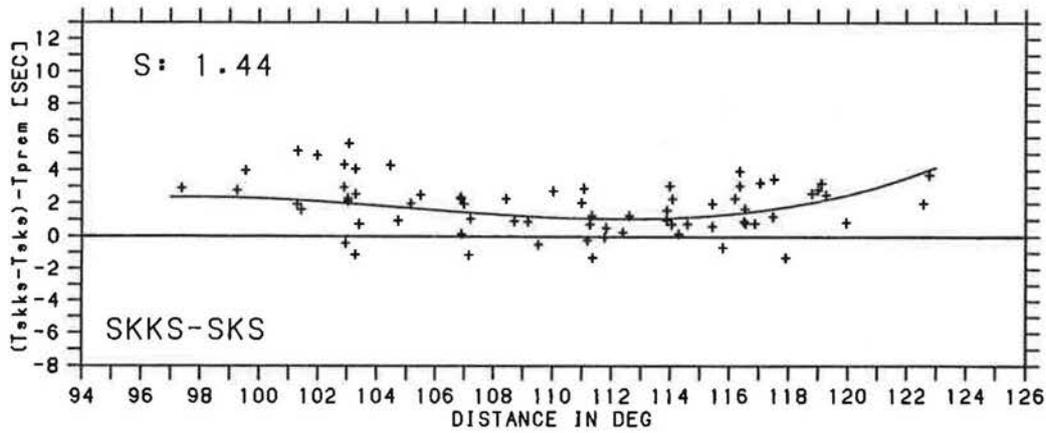


Abb. 2.10: Die Laufzeitdifferenzen der Tonga-Fiji-Beben, beobachtet im Azimutbereich  $35^\circ$  bis  $66^\circ$  in Nordamerika, mit den berechneten Ausgleichskurven. S ist jeweils die Standardabweichung in sec der Daten gegenüber der Ausgleichskurve.

schen den Laufzeitdifferenztypen berücksichtigt. Die Aufstellung des Gleichungssystems, welches mit der Methode der kleinsten Quadrate gelöst wurde, wird in Anhang D erläutert.

Die Daten in Abb. 2.10 stellen einen abgeschlossenen Datensatz dar, der im Rahmen dieser Arbeit interpretiert wurde. Dabei wurde für die Daten ein mittlerer Herd in der Tonga-Fiji-Herdregion in 500 km Tiefe angenommen.

### 2.5.1 Unterteilung der Daten in drei Herdgebiete

Ein anderer Datensatz ergab sich aus folgenden Überlegungen: Die einzelnen Beben sind über die gesamte Tonga-Fiji-Herdregion verteilt. Deshalb ist es von Interesse zu untersuchen, ob sich systematische Unterschiede je nach Herdgebiet beobachten

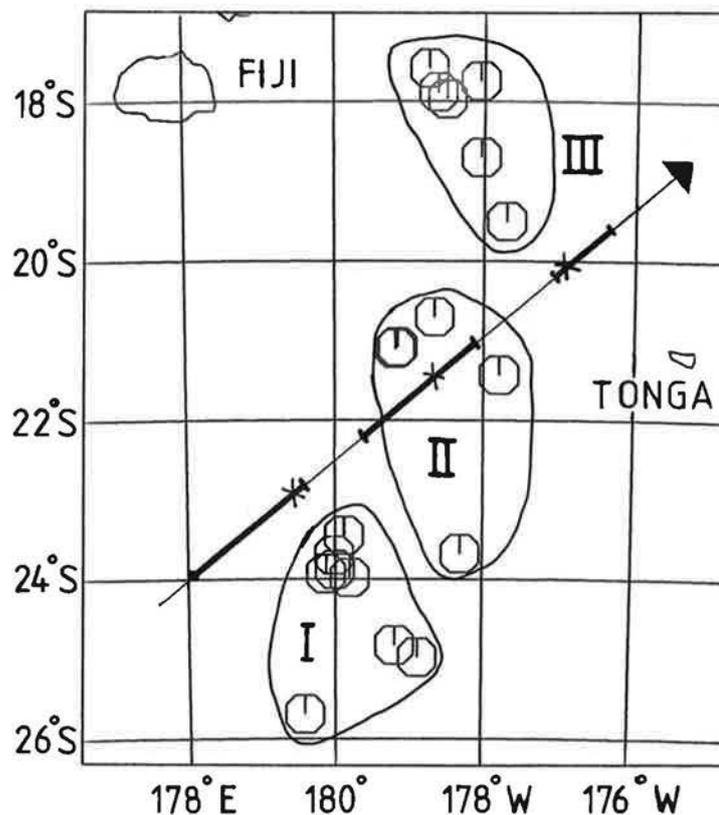


Abb 2.11: Die Epizentren der zu den Daten in Abb. 2.10 gehörenden Tonga-Fiji-Beben, Hauptrichtung nach Nordamerika (Azimut 50°) und Einteilung der Epizentren in die drei Herdgebiete (Kreuze auf der Profilinie).

lassen. Abb. 2.11 zeigt eine genaue Karte der Herdregion und die mittlere Richtung (Azimut  $50^\circ$ ) der Strahlwege für die Daten aus Abb. 2.10. Die Epizentren der Beben wurden auf diese Linie projiziert. Man erkennt, daß sich drei Herdgruppen mit einem mittleren Abstand von ca.  $2^\circ$  bilden lassen. Von den drei Herdgebieten aus durchlaufen die seismischen Phasen die anomalen Geschwindigkeitsstrukturen unterschiedlich. Dies drückt sich in einem unterschiedlichen entfernungsabhängigen Verhalten der Laufzeitdifferenzen aus (s. Abb. 2.13, 2.14 und 2.15 auf den Seiten 43, 44 und 45). Auch die azimutale Begrenzung der Anomalie nach Norden ist für die verschiedenen Herdgebiete etwas unterschiedlich. Dies soll mit Abb. 2.12 verdeutlicht werden. Hier sieht man die Laufzeitdifferenzen  $S, S_{diff}$ -SKS, dem Datentyp mit der besten azimutalen Überdeckung (s. Abb. 2.8) und den größten Werten, jeweils für die drei Herdgebiete getrennt aufgetragen. Als den zu untersuchenden Azimutbereich habe ich denjenigen ausgewählt, in welchem auch Laufzeitdifferenzresiduen von größer als 3 sec beobachtet werden. Damit ergeben sich für die einzelnen Bebengruppen folgende Azimutbereiche:

Herdgebiet (s. Abb. 2.11)	ausgewählter Azimutbereich
I	$36^\circ-66^\circ$
II	$40^\circ-61^\circ$
III	$46^\circ-63^\circ$

Für Herdgebiet I reicht der Azimutbereich entgegen den Daten in Abb. 2.12 (oben) bis in  $66^\circ$ , weil für dieses Azimut zusätzlich SKKS-SKS Beobachtungen an der Station BEC vorliegen. Die südliche Begrenzung der Anomalie ist nicht durch Daten belegbar, sondern sie ergibt sich aus der Stationsverteilung in den südlichen USA und in Mittelamerika.

Die Abb. 2.13, 2.14 und 2.15 (auf den Seiten 43, 44 und 45) zeigen die so ausgewählten Daten der einzelnen Herdgebiete, aufgetragen gegen  $\Delta$ . Auch an diese Daten wurden Ausgleichs-

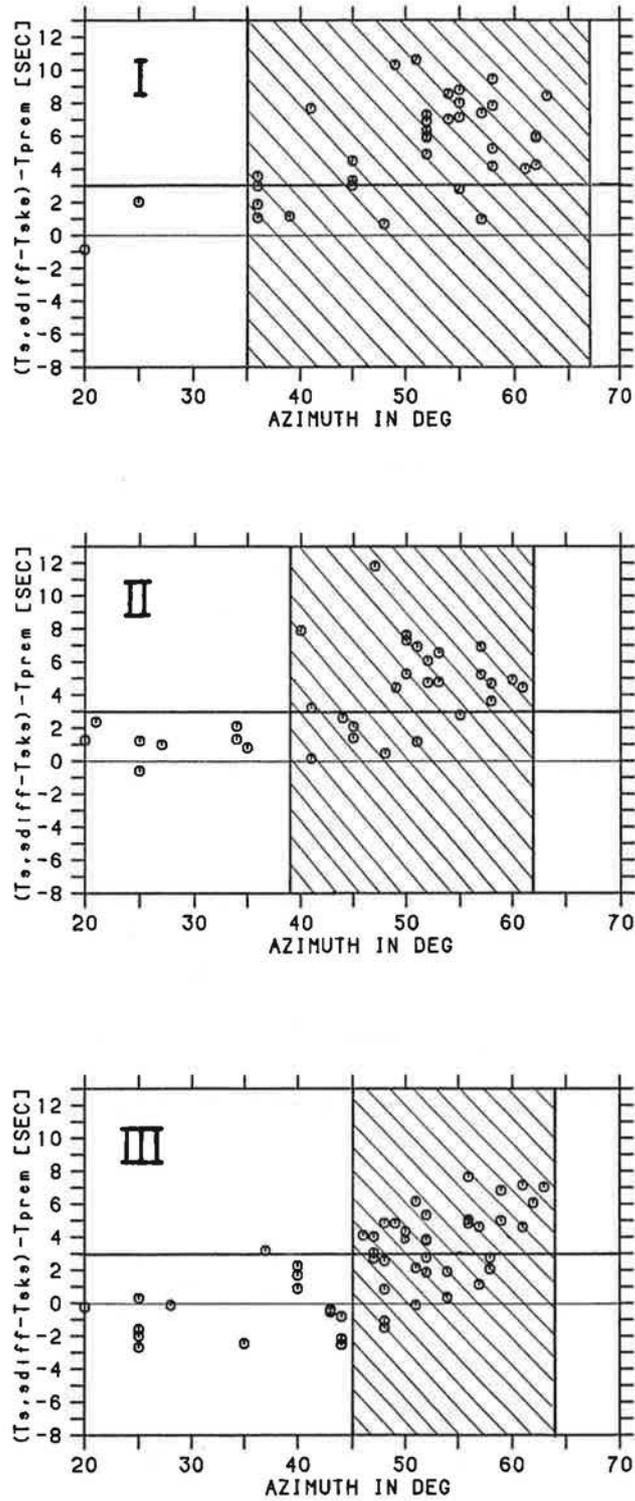


Abb. 2.12: Die Laufzeitdifferenzen  $S, S_{diff}$ -SKS für die einzelnen Herdgebiete (s. Abb. 2.11) im Azimutbereich  $20^\circ$  bis  $70^\circ$  und die ausgewählten Azimutbereiche (schraffiert).

kurven angepaßt. Wenn man nun die einzelnen Datensätze vergleicht, sieht man deutlich, daß sie sich in der  $\Delta$ -Abhängigkeit der jeweiligen Laufzeitdifferenztypen unterscheiden. Auch diese Daten werden nach Projektion auf ein mittleres Azimut von  $50^\circ$  interpretiert, jetzt allerdings für drei Herde in 500 km mit  $2^\circ$  Abstand Tiefe entsprechend Abb. 2.11.

Die Standardabweichungen der Daten gegenüber den Ausgleichskurven nach der Aufspaltung der Daten in einzelne Herdgebiete sind geringer als bei Verwendung aller Daten gemeinsam (s. Abb. 2.10); sie liegen zwischen  $\pm 1$  sec und  $\pm 2$  sec und damit innerhalb der allgemein beobachteten und oben diskutierten Ablesegenauigkeit von ca.  $\pm 2$  sec.

Eine weitere Aufteilung der Daten nach einzelnen Beben hat keine zusätzlichen Unterschiede im Verhalten der Laufzeitdifferenzen gezeigt, vielleicht auch nicht - bei den oft nur wenigen Ablesungen je Beben - zeigen können. Auch wurden in den Daten keine weiteren azimutalen Effekte entdeckt. Dies unterstützt den Ansatz einer Interpretation auf dem Profil mit dem Azimut von  $50^\circ$ . Die Laufzeitdifferenzen sollen mit Geschwindigkeitsperturbationen gegenüber PREM auf den Laufwegen der S-Phasen erklärt werden, deshalb soll jetzt versucht werden, die mögliche geographische Lage der Anomalie festzulegen.

Der  $\Delta$ -Bereich der Anomalie läßt sich folgendermaßen einschränken:

An den Stationen in Nordamerika wurden auch Laufzeitdifferenzen anderer Herdregionen beobachtet. Die Laufzeitdifferenzen des Bebens im Japanischen Meer (Nr. 27 in Tabelle 2.1) stammen vor allem von Beobachtungen auf dem nordamerikanischen Kontinent. Diese Daten (s. Abb. C.3 und C.4 in Anhang C) zeigen ein völlig anderes Verhalten der Laufzeitdifferenzen als die Tonga-Fiji-Daten: Die SKKS-SKS Zeiten sind mit PREM vereinbar, und die  $S, S_{diff}$ -SKS und die  $S, S_{diff}$ -SKKS Laufzeitdifferenzen sind kleiner als bei PREM, während für die Tonga-Fiji-Daten im gewählten Azimutbereich generell zu große Laufzeitdifferenzen

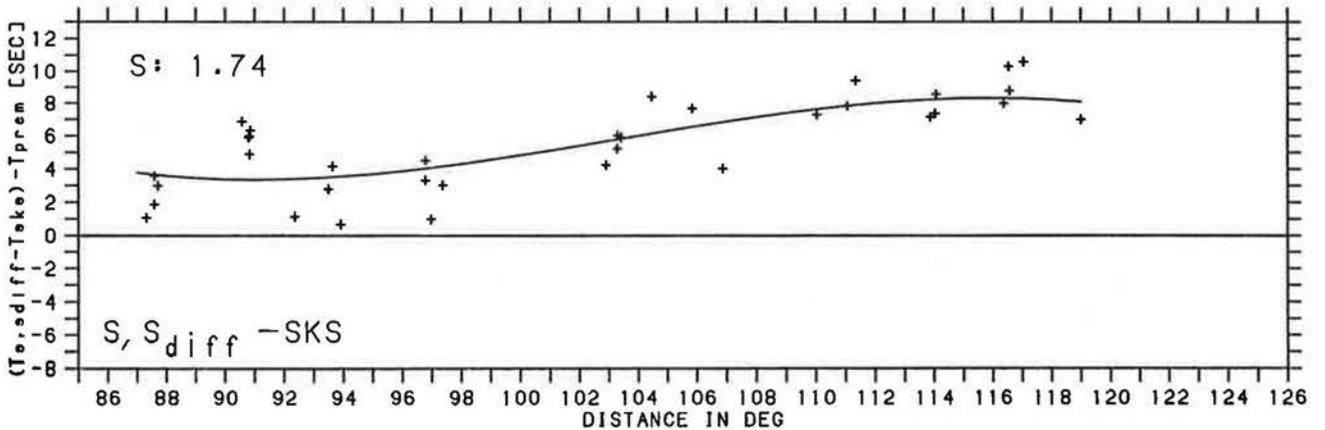
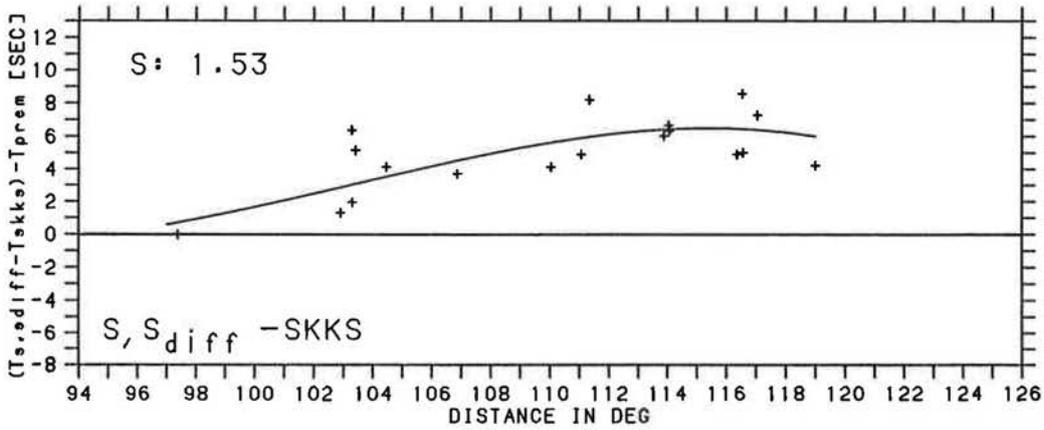
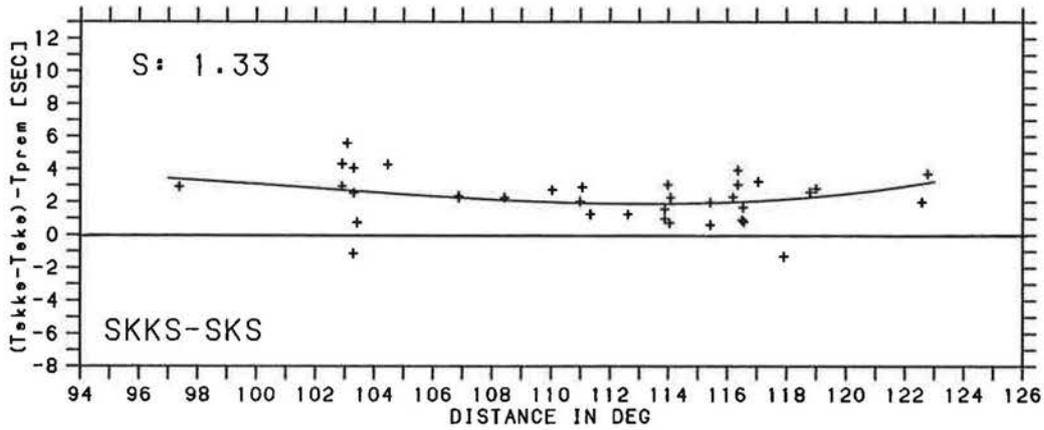


Abb. 2.13: Die Laufzeitdifferenzen des Herdgebiets I, beobachtet im gewählten Azimutbereich (s. Abb. 2.12).  $S$  ist die Standardabweichung in sec der Daten von der Ausgleichskurve.

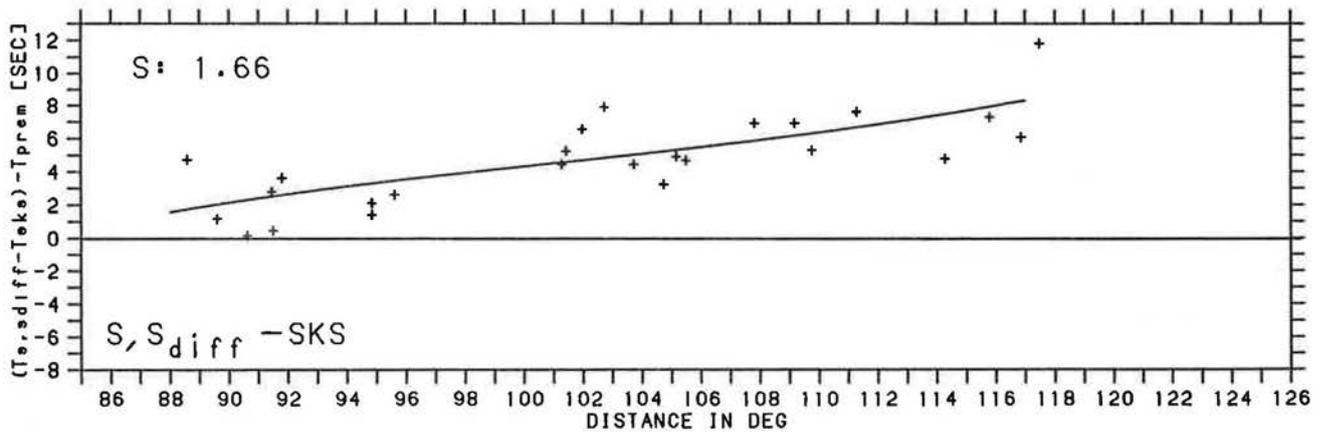
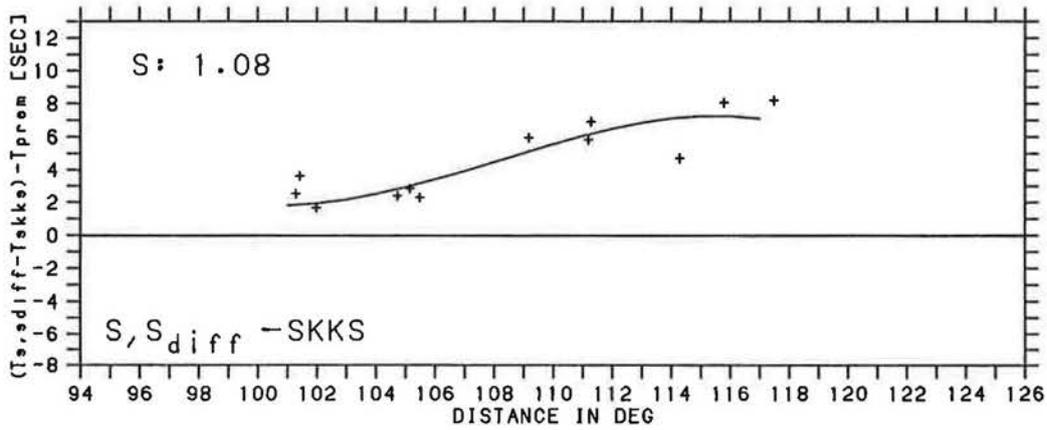
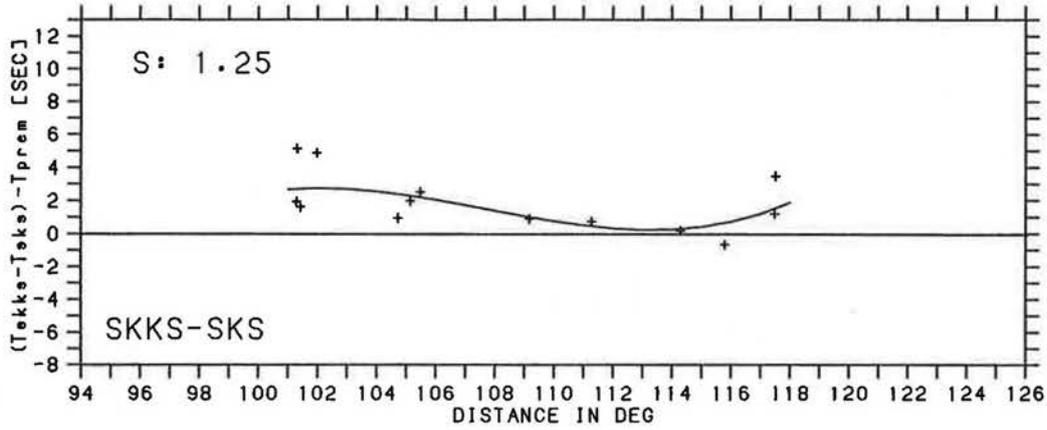


Abb. 2.14: wie Abb. 2.13 jetzt für Herdgebiet II.

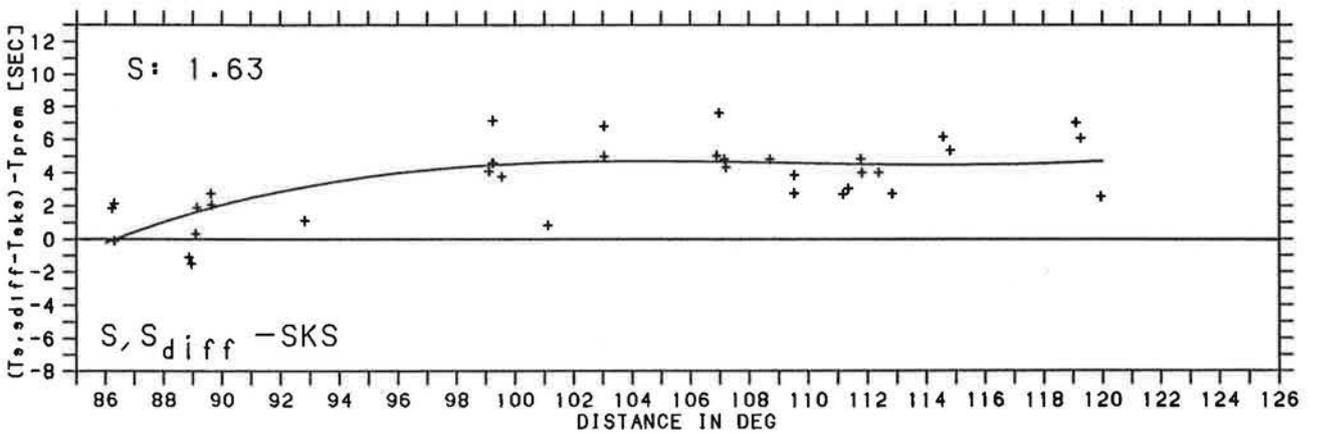
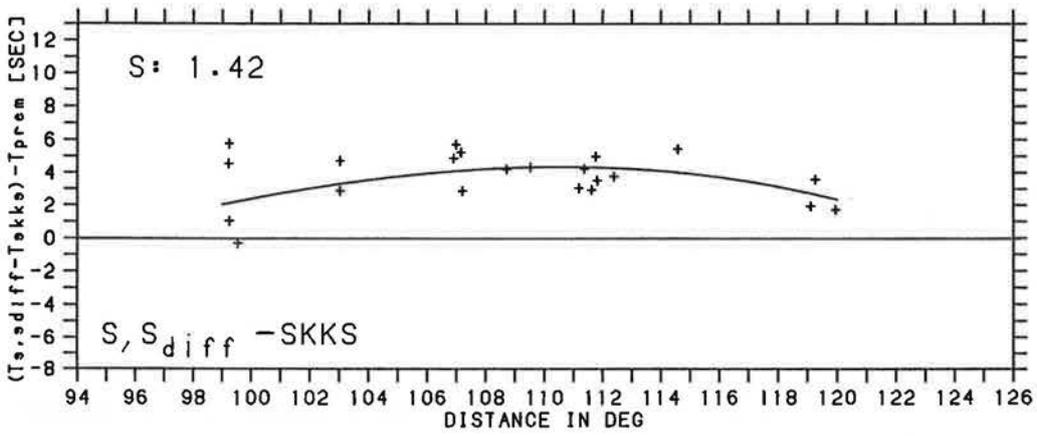
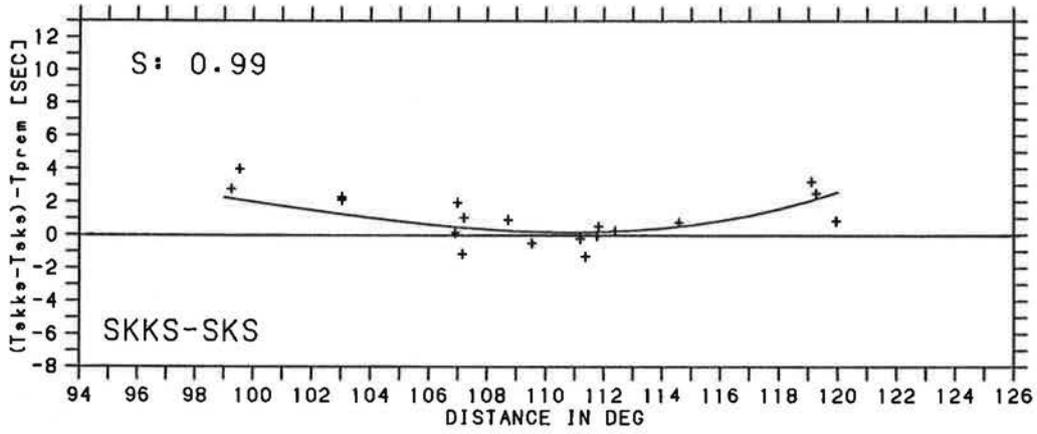


Abb. 2.15: wie Abb. 2.13 jetzt für Herdgebiet III.

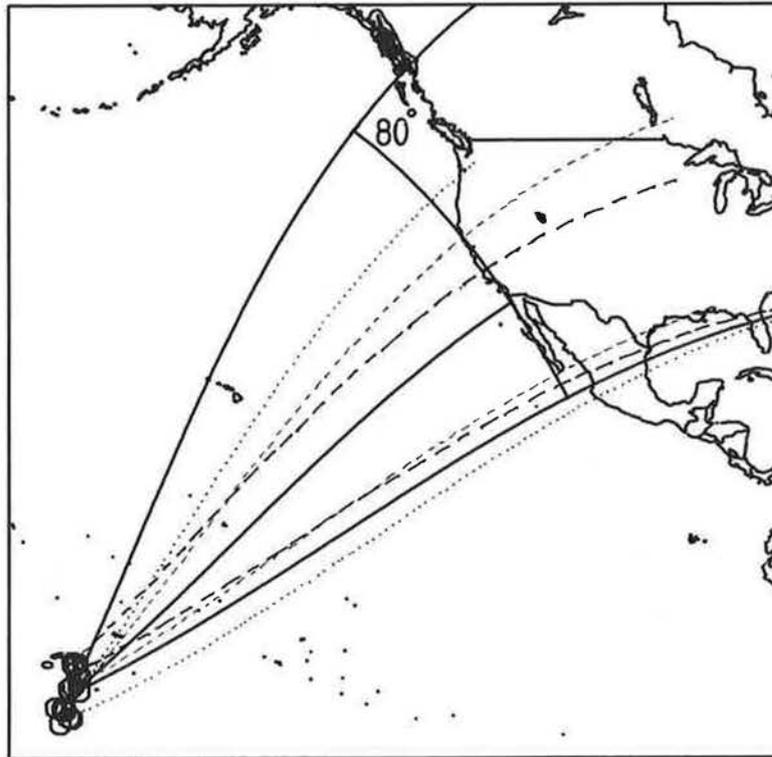


Abb. 2.16: Die Epizentren der Tonga-Fiji-Herdregion mit den ausgewählten Azimutbereichen (ein mittlerer gemeinsamer Herd: durchgezogene äußere Linien; Herdgebiet I: punktierte Linien; Herdgebiet II: feingestrichelte Linien; Herdgebiet III: grobgestrichelte Linien). Die mittlere durchgezogene Linie bis in  $80^\circ$  hat ein Azimut  $50^\circ$  und entspricht der mittleren Lage der Tonga-Fiji-Anomalie.

beobachtet wurden. Die Daten des Japan-Bebens und die Tonga-Fiji-Daten an den gleichen Stationen sind am besten durch zwei unabhängige lateral heterogene Strukturen zu erklären, die folglich nicht im Mantel unterhalb der Stationen in Nordamerika liegen können.

Damit ist die Anomalie der Tonga-Fiji-Daten auf den Pazifik begrenzt, also bis in ca.  $80^\circ$  von Tonga-Fiji nach Nordamerika. Abb. 2.16 zeigt die mögliche geographische Lage der lateralen Heterogenitäten, die ich zusammenfassend als Tonga-Fiji-Anomalie bezeichne.

Man sieht in Abb. 2.16 die Epizentren und die Azimutbereiche

für die einzelnen Herdgruppen (durchgezogene Linien: ein gemeinsamer mittlerer Herd (Abb. 2.10); punktierte Linien: Herdgebiet I (Abb. 2.13); fein gestrichelte Linien: Herdgebiet II (Abb. 2.14); grob gestrichelte Linien: Herdgebiet III (Abb. 2.15)). Die Tonga-Fiji-Anomalie muß innerhalb dieser Winkelbereiche bis in eine Entfernung von  $80^\circ$  von Tonga-Fiji aus gesucht werden. Da die Daten für alle Datensätze auf einen mittleren Großkreis von Tonga-Fiji nach Nordamerika projiziert werden, ist auch diese Linie in Abb. 2.16 als mittlere durchgezogene Linie eingezeichnet. Das für die Tonga-Fiji-Anomalie durch Interpretation der Laufzeitdifferenzen gewonnene Modell entspricht am besten einem Schnitt durch die Erde entlang dieser Linie.

Die Dimension der Tonga-Fiji-Anomalie läßt sich wie folgt abschätzen: Bei einer mittleren S-Geschwindigkeit von 7 km/sec im unteren Mantel und bei einer lokalen Perturbation der Geschwindigkeit von 10% (1%) muß ein seismischer Strahl 620 km (6550 km) durch diese Geschwindigkeitsanomalie laufen, um beobachtete Residuen der Laufzeitdifferenzen von 8 sec zu erklären. Dabei ist zu berücksichtigen, daß eine solche Anomalie dann nur eine Phase beeinflussen darf; laufen beide Phasen durch die gleiche Heterogenität, so ist der Einfluß auf die Laufzeitdifferenz sehr gering. Dies trifft für alle beobachteten Phasen vor allem in Herdnähe, in Stationsnähe und im oberen Mantel zu.

An dieser Stelle ist auch zu bemerken, daß die von Cormier (1989) postulierten Effekte einer abtauchenden Platte auf die Laufzeiten von S-Phasen für den hier untersuchten Fall nicht als Ursache der beobachteten Abweichung von der Radialsymmetrie in Betracht kommen. Die größten absoluten Laufzeitresiduen von 1 sec bis 2 sec werden von Cormier für Strahlen erwartet, die den Herd in Richtung der abtauchenden Platte verlassen. Die Strahlen von Tonga-Fiji nach Nordamerika verlassen die Herdregion in ganz anderer Richtung, ohne überhaupt eine längere Strecke durch die abtauchende Platte laufen zu können; die Struktur der abtauchenden Platte ist gut bekannt (s. z.B.

Billington, 1980; Burbach und Frohlich, 1985). Hier wird deshalb die Tonga-Fiji-Anomalie im unteren Mantel, im Bereich der Kern-Mantel Grenze oder im äußeren Erdkern zu suchen sein.

Aufgrund der Korrelationsanalyse zwischen den verschiedenen Laufzeitdifferenztypen (s. Abb.2.6) ist ein Hauptteil der Tonga-Fiji-Anomalie im unteren Mantel zu suchen. Zumindest erklärt dies die Korrelationsergebnisse auf die einfachste Weise.

Zur Interpretation (s. nächstes Kapitel) stehen jetzt zwei unterschiedliche Datensätze zur Verfügung. Die Daten für einen gemeinsamen mittleren Herd (s. Abb. 2.10) wurden vor allem in der Anfangsphase verwendet. Mit ihnen wurden eine Reihe genereller Resultate gefunden. Die detailliertere Aufteilung der Daten in drei Herdgebiete (s. Abb. 2.13, 2.14 und 2.15) und Interpretation für ein gemeinsames Profil von Tonga-Fiji nach Nordamerika wurde in einer späteren Interpretationsphase verwendet.

### 3. INVERSION DER DATEN MIT DER GENERALISIERTEN MATRIXINVERSION

Das Ergebnis der Inversion der im vorigen Kapitel beschriebenen Laufzeitdifferenzen soll eine möglichst genaue Vorstellung über die Ursache der Abweichungen gegenüber dem radialsymmetrischen Modell PREM sein. Es sollen also Lage, Ausmaß und Stärke der lateralen Heterogenitäten bestimmt werden. Bereits erste Versuche, die Beobachtungen befriedigende Modelle mit Hilfe von Versuch und Irrtum zu finden (Schweitzer, 1986), haben die Mehrdeutigkeit des Problems gezeigt. Je nach der Region, in der nach möglichen Geschwindigkeitsanomalien gesucht wurde, konnten unterschiedliche Modelle vorgeschlagen werden, die die Daten gleich gut erklärten. Aus diesen Gründen ist es wünschenswert, den gesamten Modellraum nach möglichen Lösungen systematisch abzusuchen. Zur Inversion von Laufzeitresiduen stehen verschiedene tomographische Verfahren zur Verfügung. Einen Überblick über alle in Frage kommenden Methoden kann man bei Neumann (1981), Neumann-Denzau und Behrens (1984) und Worthington (1984) finden. Hier wurde sich für die seit Aki et al. (1977) bei der Interpretation von Laufzeitresiduen häufig verwendete generalisierte Matrixinversion (GMI) entschieden. Bei dieser Methode ist es möglich, die Laufzeitdifferenzresiduen direkt in Geschwindigkeitsperturbationen im untersuchten Modellraum zu invertieren.

Bei der systematischen Suche nach möglichen Modellen wurden unter Annahme eines mittleren Herdes für alle Daten (s. Abb. 2.10, erster Datensatz) einige allgemeine Ergebnisse erzielt. Die abschließenden Inversionsrechnungen wurden dann mit den in drei Herdgebiete unterteilten Daten durchgeführt (s. Abb. 2.13, 2.14 und 2.14, zweiter Datensatz). Doch zunächst sollen kurz die Parameterisierung des Modellraums, die GMI und das hier angewandte Iterationsverfahren vorgestellt werden.

### 3.1 Parameterisierung des Modellraums

Wie bekannt ist, läßt sich das Raytracing durch eine lateral heterogene Geschwindigkeitsstruktur besonders effektiv durchführen, wenn der Modellraum in Dreiecke mit einem linearen Geschwindigkeitsgesetz zwischen den Eckpunkten aufgeteilt wird. Diese Parameterisierung hat auch Weber (1986, 1988) für Raytracing und Berechnung von theoretischen Seismogrammen mit der Gauss-Beam-Methode verwendet. Da die gefundenen Modelle mit berechneten Laufzeitkurven und theoretischen Seismogrammen überprüft werden sollen, wird auch hier diese Parameterisierung verwendet. Zur Berechnung von teleseismischen Seismogrammen und Laufzeitkurven konnten um die Flache-Erde-Transformation (Müller, 1977) erweiterte Programme (Weber, pers. Mitteilung, 1988) verwendet werden. Abb. 3.1 zeigt die Dreieckseinteilung im flachen Erdmodell. Der horizontale Abstand zwischen

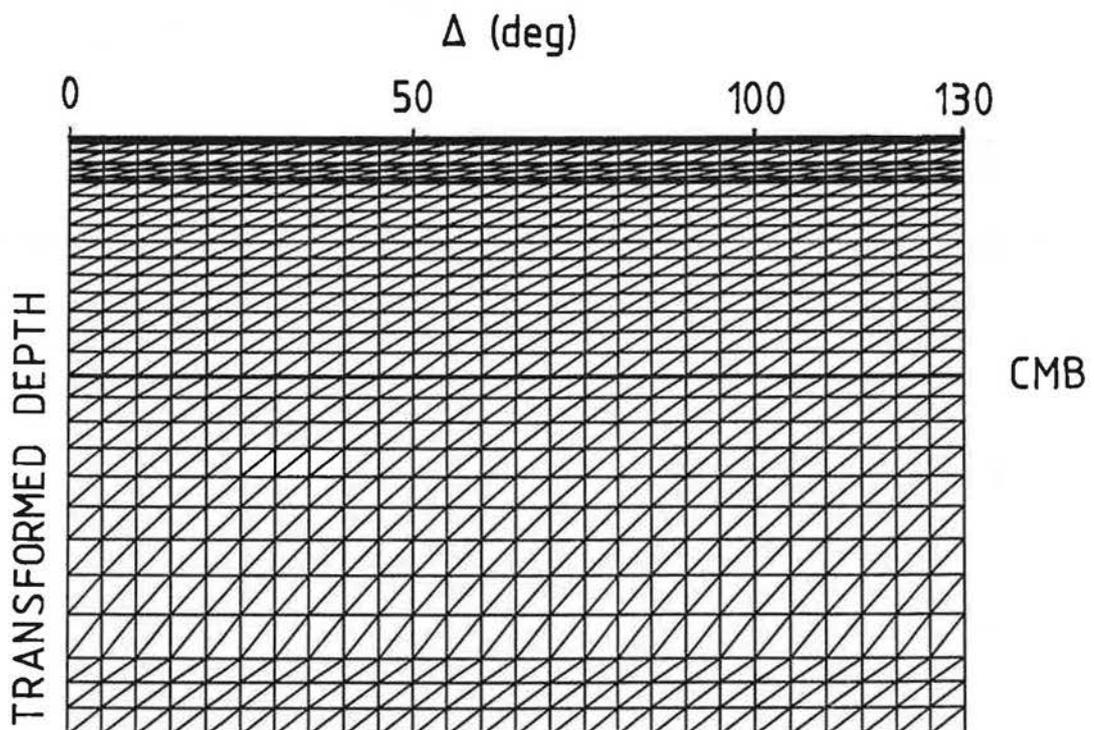


Abb. 3.1: Die Parameterisierung des Modellraums in Dreiecke mit konstantem Geschwindigkeitsgradienten nach der Flache-Erde-Transformation. CMB bezeichnet die Lage der Kern-Mantel-Grenze.

den Knotenpunkten beträgt  $5^\circ$ , und der vertikale Abstand beträgt 200 km im interessierenden Tiefenbereich des sphärischen Modells (von 670 km bis 4671 km).

Für die Laufzeit  $T$  eines seismischen Strahls gilt allgemein:

$$T = \int_S \frac{ds}{V(s)} \quad (3-1)$$

Integriert wird entlang des gesamten Strahlwegs  $S$  durch das Modell mit den seismischen Geschwindigkeiten  $v(s)$  und der Bogenlänge  $s$ . Bei kleinen Perturbationen der Geschwindigkeit  $\delta v$  gegenüber einem Startmodell gilt für die daraus resultierende Variation der Laufzeit  $\delta T$  die linearisierte Gleichung

$$\delta T = - \int_S \frac{\delta V(s)}{V(s)^2} ds \quad (3-2)$$

wobei wieder entlang des ursprünglichen Strahlwegs integriert wird. Bei einer diskreten Parameterisierung des Modellraums hängt  $\delta v(s)$  in relativ komplizierter Weise von den Geschwindigkeitsperturbationen  $\delta v_j$  am  $j$ -ten Modellpunkt ab:

$$\delta T = - \int_S \frac{\delta V(s, \delta v_j)}{V(s)^2} ds \quad (3-3)$$

Aus (3-3) kann man nun die partiellen Ableitungen  $\partial T / \partial v_j$  für die an den Knotenpunkten gegebene Geschwindigkeitsverteilung analytisch berechnen, die dazu notwendigen Herleitungen sind ausführlich im Anhang A dargestellt. Die partiellen Ableitungen wurden für die  $S$ ,  $S_{diff}$ ,  $SKS$ - und  $SKKS$ -Strahlen im interessierenden Beobachtungsbereich für Empfängerabstände von  $1^\circ$  berechnet.

Für den gesamten Strahlweg gilt dann das lineare Gleichungssystem mit den noch unbekanntem Geschwindigkeitsperturbationen  $\delta v_j$ :

$$\delta T = \sum_{j=1}^m \frac{\partial T}{\partial v_j} \cdot \delta v_j \quad (3-4)$$

### 3.2 Die GMI und das verwendete Iterationsverfahren

Gleichung (3-4) läßt sich auch als Matrixgleichung schreiben:

$$\underline{A} \cdot \vec{m} = \vec{d} \quad (3-5)$$

$\underline{A}$  = n x m Matrix der partiellen Ableitungen  $a_{ij}$  in sec / % Geschwindigkeitsperturbation, zur Berechnung s. Anhang A.

$\vec{m}$  = Vektor der m unbekanntem Geschwindigkeitsperturbationen  $m_j$  in % Geschwindigkeitsperturbation, Lösungsvektor oder auch Modellvektor genannt.

$\vec{d}$  = Vektor der n beobachteten Laufzeitresiduen  $d_j$  in sec, Datenvektor.

Die Beobachtungen sind hier nicht die Laufzeiten direkt, sondern Laufzeitdifferenzen zwischen zwei verschiedenen Phasen. Eine Perturbation der Geschwindigkeit  $\delta v_j$  an einem Punkt kann sich auf die eine und/oder die andere Phase auswirken, was bei der Berechnung der partiellen Ableitungen und der Aufstellung von  $\underline{A}$  zu berücksichtigen ist. Als Daten wurden immer die Werte der Ausgleichskurven durch die Daten (s. Abschnitt 2.5) unter Berücksichtigung der jeweiligen Standardabweichung verwendet. Dazu wurden die Standardabweichungen als Diagonalelemente in die Kovarianzmatrix der Daten eingesetzt und das Gleichungssystem mit der Inversen der Kovarianzmatrix gewichtet. Die Kovarianzmatrix bleibt eine diagonale Matrix, weil die Fehler der einzelnen Daten als unkorreliert angenommen werden.

Das Gleichungssystem (3-5) ist durch verallgemeinerte Invertierung von  $\underline{A}$  zu lösen

$$\underline{\vec{m}} = \underline{H} \cdot \underline{\vec{d}} \quad (3-6)$$

wobei die Inverse  $\underline{H}$  zu  $\underline{A}$  sich mit der GMI berechnen läßt (z. B. Menke, 1984; Schreckenberger, 1986; Müller, 1987). Die Methode der GMI beruht auf der Möglichkeit, daß die  $n \times m$  Matrix  $\underline{A}$  zerlegt werden kann in:

$$\underline{A} = \underline{U} \cdot \underline{W} \cdot \underline{V}^T \quad (3-7)$$

$\underline{V}$  =  $m \times p$  Matrix der Modelleigenvektoren.

$\underline{U}$  =  $n \times p$  Matrix der Dateneigenvektoren.

$\underline{W}$  = diagonale Matrix mit den  $p \leq \min(m,n)$  von null verschiedenen Eigenwerten von  $\underline{A}$ .

Dann kann man zeigen, daß für die generalisierte Inverse  $\underline{H}$  zu  $\underline{A}$  gilt:

$$\underline{H} = \underline{V} \cdot \underline{W}^{-1} \cdot \underline{U}^T \quad (3-8)$$

Gleichung (3-6) mit (3-8) ist die Lösung des linearen Inversionsproblems (3-5).

Die Eigenwertzerlegung (singular value decomposition, SVD) (3-7) wurde mit einem numerischen Algorithmus aus Press et al. (1987) durchgeführt, und für die weiteren Berechnungen konnte auf ein hier modifiziertes Programm von Schreckenberger (1985) zurückgegriffen werden. Die Lösung minimiert die Quadratsumme der Differenzen zwischen den beobachteten Daten  $d_i$  und den durch Ausmultiplizieren der linken Seite von (3-5) nach Einsetzen von (3-6) berechneten Modelldaten  $b_i$ :

$$\sum_{i=1}^n (d_i - b_i)^2 = \min \quad \text{mit} \quad b_i = \sum_{j=1}^m a_{ij} \cdot m_j \quad (3-9)$$

Die gefundene Lösung für die Geschwindigkeitsperturbation  $\delta v_i$  liegt normalerweise nahe beim Startmodell, also der Geschwindigkeitsstruktur, für die die partiellen Ableitungen berechnet wurden.

Die Eigenvektoren in (3-7) mit sehr kleinen Eigenwerten beeinträchtigen die Bestimmung des Lösungsvektors  $\vec{m}$ . Eine Berücksichtigung dieser Eigenwerte führt zu einer Modellierung von Datenfehlern und zu Standardabweichungen der Modellparameter, die in der Regel um ein Vielfaches größer werden als die Modellparameter selbst. Deshalb werden bei der GMI oft kleine Eigenwerte und ihre Eigenvektoren in  $\underline{U}$  und  $\underline{V}$  weggelassen (Cutoff-Verfahren). Die Grenze, bis zu welchem Wert die Eigenwerte berücksichtigt werden, ist nur experimentell zu bestimmen. Nach vielen Vergleichsrechnungen habe ich mich bei der hier diskutierten Anwendung immer auf Eigenwerte beschränkt, deren jeweiliger Wert mindestens 5 % des größten Eigenwertes betrug. Bei dieser Wahl wurden die Standardabweichungen der Modellparameter höchstens so groß wie die Modellparameter selber.

Ein weiterer wichtiger Parameter der GMI-Lösung ist die Auflösung der einzelnen Modellparameter. Die Auflösung ist der sogenannten Auflösungsmatrix  $\underline{R}$  zu entnehmen:

$$\underline{R} = \underline{V} \cdot \underline{V}^T \quad (3-10)$$

Wenn alle Modellparameter eindeutig aufgelöst sind, ist  $\underline{R} = \underline{I}$ . Für alle weniger gut aufgelösten Modellparameter nimmt das dazugehörige Diagonalelement von  $\underline{R}$  einen Wert zwischen 0 und 1 ein. Dieser Wert kann also bei der Bewertung einer gefundenen Lösung berücksichtigt werden. Für eine sinnvolle Lösung ist es notwendig, sich bei der Inversion auf die gut aufgelösten und genau bestimmbaren Modellparameter zu beschränken. Deshalb

wurde folgendes iterative Inversionsschema entwickelt:

- a) Alle Modellparameter, die generell mit sehr kleinen Werten (hier: kleiner als 0.001 sec/% Geschwindigkeitsperturbation) in A vertreten sind, werden als nicht bestimmbar aus dem Gleichungssystem (3-5) genommen.
- b) Berechnung des Lösungsvektors  $\vec{m}$  mit der GMI.
- c) Bewertung der Lösung:

Alle Modellparameter mit weniger als 0.25% Geschwindigkeitsperturbation gegenüber dem Startmodell werden als nicht signifikant bezeichnet. Das gleiche gilt für alle Modellparameter deren Diagonalelement in R kleiner als 5% des größten Diagonalelements ist. Die zu diesen nicht bestimmbar Modellparametern gehörenden Terme werden dann aus (3-5) entfernt.

- d) Wenn auf Grund von Punkt c) eine Änderung an (3-5) vorgenommen wird, wird zum Punkt b) zurückgesprungen und das ursprüngliche Gleichungssystem mit jetzt weniger Unbekannten erneut gelöst. Ansonsten wird der Iterationsprozeß beendet. In der Regel ist dies nach 3 bis 10 Iterationen der Fall.

Die Anzahl n der Daten im zu lösenden Gleichungssystem (3-5) betrug entweder 127 oder 350 (s. Tabelle 3.1 in Abschnitt 3.4). Die Anzahl m der im letzten Iterationsschritt bestimmten Modellparameter lag bei den hier vorgestellten Modellen (s. Abschnitt 3.4) zwischen 45 und 54. Aufgrund des Cutoff-Verfahrens reduzierte sich die Anzahl der Eigenwerte auf 9 bis 15.

Bei den Rechnungen hat sich gezeigt, daß verschiedene Startmodelle mit ähnlichem Modellraum die Daten oft gleich gut erklären. Um jeweils die beste Lösung für einen Modelltyp bei der systematischen Absuche des gesamten Modellraums zu finden, wurde von mir ein "Modell-Güte"-Parameter g definiert:

$$g = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m \frac{R_{max}}{R_j} \cdot S_j \quad (3-11)$$

mit

$m$  = Anzahl der bestimmten Modellparameter

$s_j$  = Standardabweichung des Modellparameters  $j$

$R_j$  = Diagonalelement in  $\underline{R}$  für den Modellparameter  $j$

$R_{\max}$  = das größte Diagonalelement in  $\underline{R}$

Der Wert von  $g$  wird umso kleiner, je kleiner die Standardabweichung der Modellparameter und je gleichmäßiger die Modellparameter untereinander aufgelöst sind. In allen Fällen ähnlich guter Datenerklärung gab ich dem Modell mit dem kleineren Wert von  $g$  den Vorzug.

### 3.3 Allgemeine Ergebnisse der GMI-Rechnungen

Wie schon oben erwähnt, wurden in einer ersten Phase die damals deutlich geringere Anzahl von beobachteten Laufzeitdifferenzen unter Annahme eines gemeinsamen Herdes interpretiert. Auch die Parameterisierung des Modellraums unterschied sich von der in Abschnitt 3.1 vorgestellten, doch die allgemeinen Ergebnisse dieser ersten Phase der Untersuchung bleiben weiterhin gültig und sollen hier zuerst vorgestellt werden.

Für alle Inversionsrechnungen gilt, daß als Beobachtungsdaten die Werte der Ausgleichskurven durch die beobachteten Laufzeitdifferenzen (s. Abschnitt 2.5) jeweils in  $1^\circ$ -Abständen verwendet wurden. Um zu verhindern, daß das resultierende Modell die beobachteten Laufzeitdifferenzen sehr gut erklärt, dabei aber die absoluten Laufzeiten der S-Phasen in unrealistischer Weise verändert, wurden die absoluten Laufzeitresiduen von SKS auf 0.0 gesetzt. Dieser weitere Datensatz wurde dann mit einer allerdings sehr großen Standardabweichung von  $\pm 2$  sec bei der Inversion berücksichtigt. SKS wurde als Referenzphase ausgewählt, weil hier keine allzu großen absoluten Laufzeitresiduen beobachtet werden.

### 3.3.1 Erfolgreiche Modelltypen

Um alle Gebiete, in denen die Tonga-Fiji-Anomalie zu suchen sein könnte, zu erfassen, wurde in dieser ersten Interpretationsphase der gesamte Modellraum des unteren Mantels und des äußeren Erdkerns systematisch abgesucht (670 km bis 4771 km Tiefe). Abb. 3.2 zeigt Strahlen der Phasen S, S<sub>diff</sub>, SKS und SKKS für einen Herd in 500 km Tiefe und für die Geschwindigkeitsstruktur von PREM. Diesen Strahlwegen entlang müssen die Phasen die Effekte lateraler Geschwindigkeitsperturbationen aufsammeln. Am leichtesten kann man die Daten natürlich mit lateralen Heterogenitäten in den Zonen erklären, in denen die verschiedenen Phasen weitgehend allein laufen. Für SKS wäre dies vor allem der gesamte äußere Erdkern, für SKKS der oberste Bereich im äußeren Kern bis in ca. 65°, und für S, S<sub>diff</sub> wäre es der unterste Mantel von etwa 15° bis 70°. Bei der systematischen Suche wurden sowohl verschiedene Blockstrukturen als auch langgestreckte horizontale Streifen als

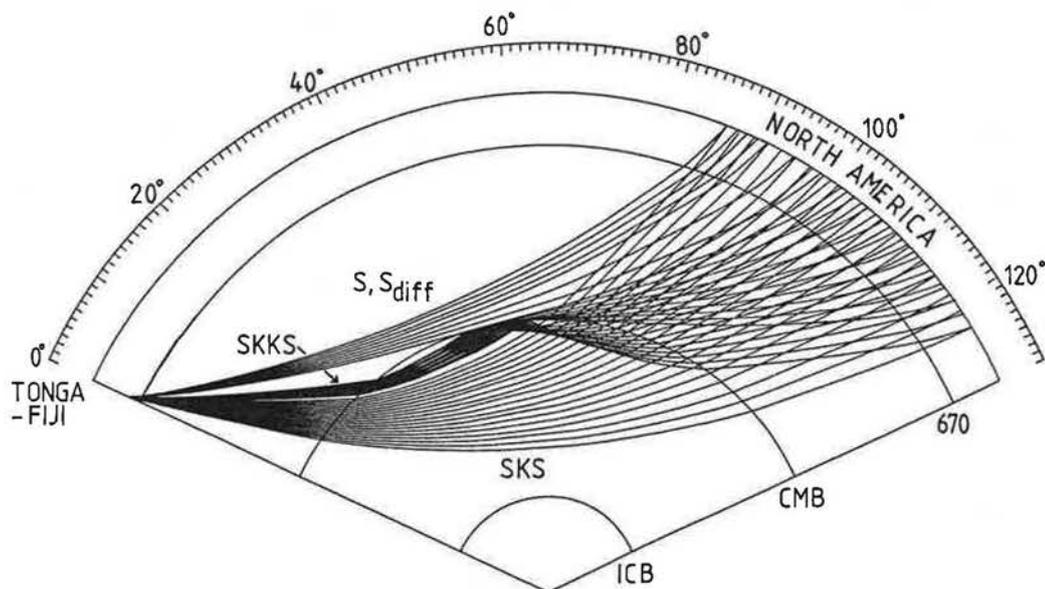


Abb 3.2: Strahlwege der untersuchten Phasen für einen Herd in 500 km Tiefe und für die Geschwindigkeitsstruktur von PREM

typische Modellräume verwendet. Dabei haben sich folgende allgemeine Ergebnisse gezeigt (Schweitzer, 1988):

- a) Es kann kein erfolgreiches Modell gefunden werden, wenn die lateralen Heterogenitäten nur im äußeren Erdkern gesucht oder zu große Bereiche im äußeren Kern mit berücksichtigt werden.
- b) Es kann auch kein erfolgreiches Modell gefunden werden, wenn die lateralen Heterogenitäten nur auf den Strahlwegen nach oben, also in Entfernungen jenseits von  $85^\circ$  unter dem amerikanischen Kontinent, gesucht werden. Dies ist eine unabhängige Bestätigung, die Tonga-Fiji-Anomalie bis in  $80^\circ$  zu suchen (s. Abschnitt 2.5).
- c) Erfolgreich war die Suche bei blockartigen Modellstrukturen auf dem Laufweg der Strahlen von der Herdregion zur KMG.
- d) Ein zweiter möglicher Modelltyp ist eine horizontal langgestreckte, lateral heterogene Zone im unteren Mantel oberhalb der KMG.
- e) Diesen letzten Typ kann man nicht von einem ähnlichen Modelltyp unterscheiden, der zusätzlich noch laterale Geschwindigkeitsperturbationen in den obersten Schichten des äußeren Erdkerns besitzt.
- f) Bei der Suche nach erfolgreichen Modellen hat sich auch gezeigt, daß eine genaue Festlegung der Geometrie nicht möglich ist. Für jeden Modelltyp ist die Anpassung an die beobachteten Residuen bei kleinerer Veränderung der Geometrie ähnlich gut.

In einem weiteren Teil der Untersuchung wurden dann die drei gefundenen Modelltypen genauer untersucht (s. Abschnitt 3.4). Vorher war noch abzuklären, inwieweit Undulationen der KMG als Ursache der Beobachtungen in Frage kommen.

### 3.3.2 Undulationen der Kern-Mantel-Grenze

Seit etwa 4 Jahren wird von verschiedenen Autoren versucht, absolute Laufzeitresiduen der Phasen PcP, PKP und PKKP mit Undulationen der Kern-Mantel-Grenze (KMG) zu erklären (z.B. Creager und Jordan, 1986; Morelli und Dziewonski, 1987; Doornbos und Hilton, 1989). Da an den hier verwendeten Laufzeitdifferenzen zwei Kernphasen (SKS und SKKS) beteiligt sind, liegt es nahe, Undulationen der KMG ebenfalls als Ursache der

beobachteten Residuen in Betracht zu ziehen. Für kleine lokale Undulationen der KMG  $\delta r$  gegenüber einem Standardradius (hier von PREM) läßt sich die entsprechende Variation der Laufzeit  $\delta T$  für die Phasen SKS und SKKS analog zu Morelli und Dziewonski (1987) berechnen:

$$\delta T_{SKS} = - \frac{(\delta r_1 + \delta r_2)}{r} \left( \left( \frac{r^2}{v_+^2} - p^2 \right)^{1/2} - \left( \frac{r^2}{v_-^2} - p^2 \right)^{1/2} \right) \quad (3-12)$$

$$\delta T_{SKKS} = \frac{(2\delta r_3 + \delta r_1 + \delta r_2)}{r} \left( \frac{r^2}{v_-^2} - p^2 \right)^{1/2} - \frac{(\delta r_1 + \delta r_2)}{r} \left( \frac{r^2}{v_+^2} - p^2 \right)^{1/2} \quad (3-13)$$

$r$  = Radius der KMG

$\delta r_1$  = Variation des Radius am Eintrittspunkt in den Kern

$\delta r_2$  = Variation des Radius am Austrittspunkt aus dem Kern

$\delta r_3$  = Variation des Radius am Reflexionspunkt im Kern für SKKS

$p$  = Strahlparameter des seismischen Strahls

$v_+$  = S-Geschwindigkeit oberhalb der KMG

$v_-$  = P-Geschwindigkeit unterhalb der KMG

Daraus lassen sich die partiellen Ableitungen für die verwendeten Laufzeitdifferenzen berechnen. Es wurden eine Reihe von Inversionsrechnungen sowohl mit als auch ohne Undulationen der KMG als freien Modellparametern durchgeführt. Dabei hat sich gezeigt, daß die beobachteten Residuen nicht allein mit KMG-Topographie erklärt werden können. Ohne Geschwindigkeitsanomalien wären Undulationen der KMG von einigen zehn km nötig, um die Daten halbwegs zu erklären. Eine so starke Topographie der KMG ist einerseits durch keinerlei andere Beobachtung begründet, und andererseits wäre zu prüfen, ob in einem solchen Fall die linearisierten Gleichungen (3-12) und (3-13) noch gültig sind. Wenn man bei der Inversion zusätzlich Geschwindigkeitsanomalien zuläßt, werden die Undulationen der KMG kleiner als

1 km, wodurch die Laufzeitdifferenzen maximal um  $\pm 0.5$  sec beeinflusst werden. Außerdem hat sich gezeigt, daß bei gleicher Geometrie des Startmodells ohne Inversion der KMG-Undulationen die Anpassung an die Daten genauso gut oder sogar besser ist. Das heißt also, daß die Laufzeitdifferenzen weitgehend unsensibel für die diskutierten KMG-Undulationen sind. Aus diesen Gründen wurde bei der weiteren Interpretation die radial-symmetrische KMG von PREM beibehalten, obwohl entsprechend kleine Undulationen der KMG nicht ausgeschlossen werden können.

### 3.4 Ergebnisse der GMI

Wie schon erwähnt (s. Abschnitt 3.3.1), können die Daten mit drei verschiedenen Modelltypen erklärt werden. Für diese drei Modelltypen soll jeweils ein Ergebnis vorgestellt werden. Sie wurden so gewählt, daß sie - bei möglichst kleinem Modellgüte-Parameter  $g$  (s. Gleichung (3-11)) - die Daten am besten erklären; die Modelle werden einzeln diskutiert. An einem der drei Modelltypen soll zusätzlich der Vorteil der Dateneinteilung in drei Herdgebiete veranschaulicht werden, und an einem anderen wird die Gültigkeit der Linearisierung (s. Gleichung 3-2) anhand der Ergebnisse des Raytracings durch das gefundene Modell diskutiert. Abb. 3.3a zeigt Strahlen, die den Modellbereich bei Annahme eines mittleren Herdes in 500 km Tiefe durchlaufen. Dies ist die Modellgeometrie zur Interpretation der Daten aus Abb. 2.10.

Abb. 3.3b zeigt Strahlen im Modellbereich bei Annahme von drei Herden in 500 km Tiefe und einem Abstand von jeweils  $2^\circ$ . Die Daten des Herdgebietes I (Abb. 2.13) gehören zum linken Herd, die Daten des Herdgebietes II (Abb. 2.14) zum mittleren Herd und die Daten des Herdgebietes III (Abb. 2.15) zum rechten Herd. Der Modellraum wird im zweiten Fall etwas differenzierter durchleuchtet. In beiden Fällen stehen unterschiedlich viele Beobachtungen und damit Gleichungen zur Bestimmung der unbekanntenen Geschwindigkeitsperturbationen zur

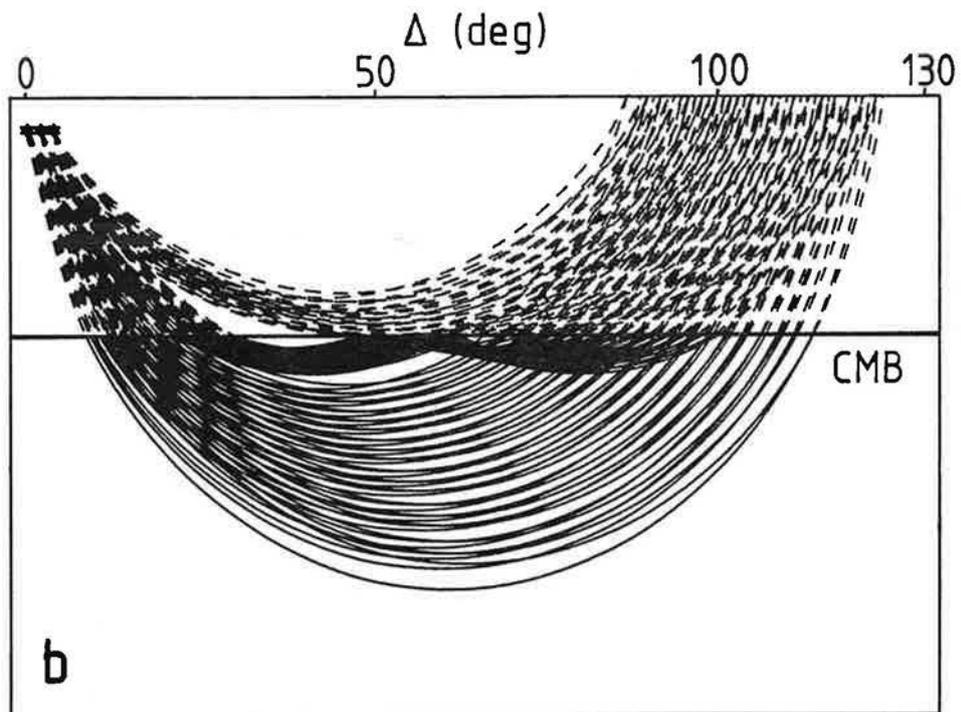
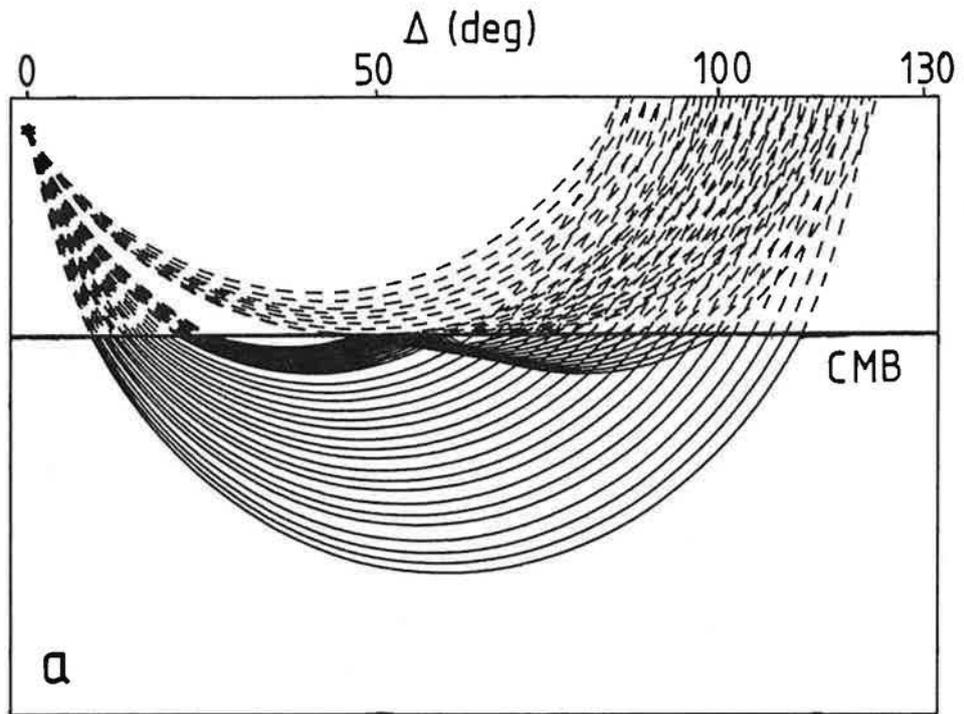


Abb. 3.3: Die Geometrie von Strahlen der untersuchten Phasen durch PREM mit der Modellparameterisierung aus Abb. 3.1 (gestrichelt: S-Phasen, durchgezogen P-Phasen (SKS und SKKS im Kern)). a) Strahlwege unter der Annahme eines gemeinsamen Herdes; b) Strahlwege unter der Annahme von drei Herden.

Tabelle 3.1: Die Anzahl der Daten und damit auch der Gleichungen zur Bestimmung der Modellparameter aufgeschlüsselt nach den Herden.

beobachtete Daten	Entfernungs- bereich	Anzahl der Daten **	Standardabweichung der Daten in sec
-------------------	-------------------------	------------------------	--

a) ein gemeinsamer Herd für alle Daten (s. Abb. 2.10)

t <sub>1</sub> (S,S <sub>diff</sub> -SKS)	86° - 120°	35	2.25
t <sub>2</sub> (S,S <sub>diff</sub> -SKKS)	97° - 120°	24	1.77
t <sub>3</sub> (SKKS-SKS)	97° - 123°	27	1.44
SKS	85° - 125°	41	2.00

Summe		127	
-------	--	-----	--

b) drei Herde gemeinsam interpretiert für ein Modell:

Herdegebiet I (s. Abb. 2.13)

t <sub>1</sub> (S,S <sub>diff</sub> -SKS)	87° - 119°	33	1.74
t <sub>2</sub> (S,S <sub>diff</sub> -SKKS)	97° - 119°	23	1.53 *
t <sub>3</sub> (SKKS-SKS)	97° - 123°	27	1.33 *
SKS	85° - 125°	41	2.00

Herdegebiet II (s. Abb. 2.14)

t <sub>1</sub> (S,S <sub>diff</sub> -SKS)	88° - 117°	30	1.66
t <sub>2</sub> (S,S <sub>diff</sub> -SKKS)	101° - 117°	17	1.08
t <sub>3</sub> (SKKS-SKS)	101° - 118°	18	1.25
SKS	85° - 125°	41	2.00

Herdegebiet III (s. Abb. 2.15)

t <sub>1</sub> (S,S <sub>diff</sub> -SKS)	86° - 120°	35	1.63
t <sub>2</sub> (S,S <sub>diff</sub> -SKKS)	99° - 120°	22	1.42
t <sub>3</sub> (SKKS-SKS)	99° - 120°	22	0.99
SKS	85° - 125°	41	2.00

Summe		350	
-------	--	-----	--

\* Für den Entfernungsbereich von 97° bis 102° wurde hier wegen fehlender Beobachtungen die Standardabweichung systematisch um 0.5 sec erhöht.

\*\* 1 Datum pro Grad Epizentraldistanz

Verfügung. In Tabelle 3.1 sind die einzelnen Beobachtungsentfernungen für die verschiedene Modellierung der Herdregion aufgelistet.

#### 3.4.1 Die Modelle S3M2 und S1M2

Bei diesem Modelltyp liegt die Tonga-Fiji-Anomalie auf dem Laufweg der Strahlen vom Herd durch den unteren Mantel zur KMG. Es wurden 11 Startmodelle mit verschiedener Modellgeometrie dieses Modelltyps verglichen; dabei wurden die Daten am besten erklärt durch S-Geschwindigkeitsperturbationen bis in  $60^\circ$  Entfernung von Tonga-Fiji aus.

Zunächst soll das Ergebnis der Inversion der Daten bei gleichzeitiger Interpretation aller drei Herdgebiete vorgestellt werden. Die Abb. 3.4, 3.5, und 3.6 auf den nächsten drei Seiten zeigen die beobachteten Laufzeitdifferenzen als Residuen gegenüber PREM, aufgeteilt nach den drei Herdgebieten wie in den Abb. 2.13, 2.14 und 2.15. Die eingezeichneten Kurven sind die Laufzeitdifferenzen (Modelldaten  $b_j$ ) im Modell S3M2 - auch hier als Residuen gegenüber PREM.  $S$  ist wieder die Standardabweichung in sec der Daten gegenüber der Modellkurve von S3M2. Modell S3M2 erklärt die Daten wesentlich besser als PREM. Besonders gut wird das Verhalten von  $S, S_{diff}$ -SKS modelliert. Abb. 3.7 (s. Seite 67) zeigt die gleichen Daten, nun aber gemeinsam aufgetragen als Residuen gegenüber Modell S3M2. Dazu wurden die Residuen gegenüber den Modellkurven aus den Abb. 3.4, 3.5 und 3.6 gebildet und eine gemeinsame mittlere Standardabweichung gebildet.

Abb. 3.8 (s. Seite 69) zeigt nun das Modell selber. Alle Knotenpunkte der Geschwindigkeitsparameterisierung, die im ersten Schritt des Iterationsalgorithmus verwendet wurden (s. Abschnitt 3.2), sind durch kleine Symbole gekennzeichnet. Die Knotenpunkte mit bestimmter Geschwindigkeitsperturbation gegenüber PREM sind mit einem Kreuz gekennzeichnet, alle anderen Knotenpunkte durch Punkte. Die eingezeichneten Linien sind

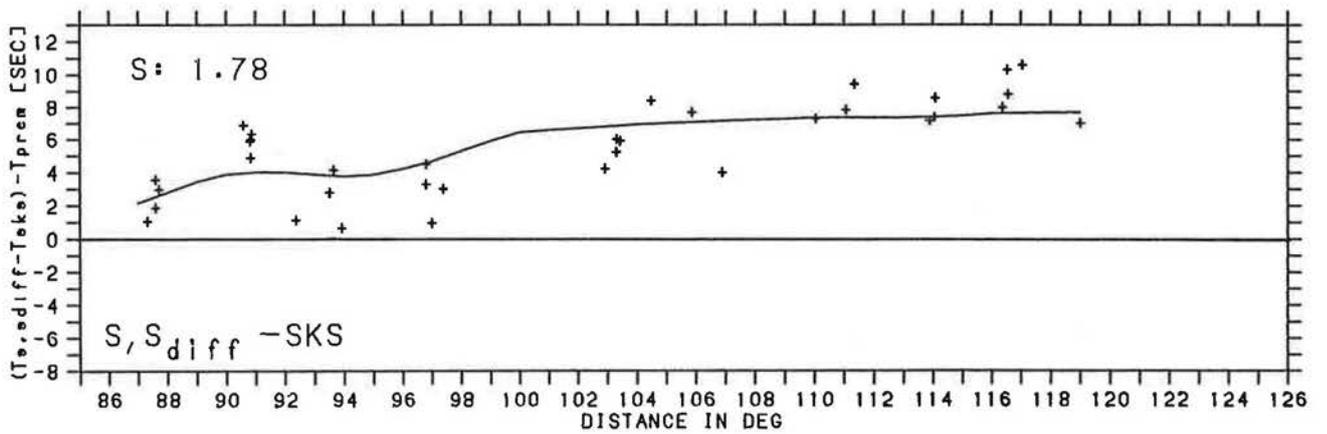
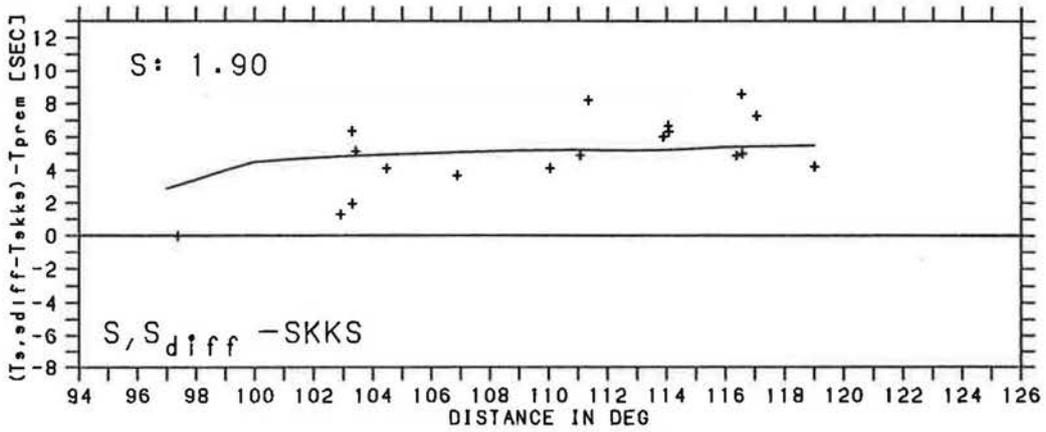
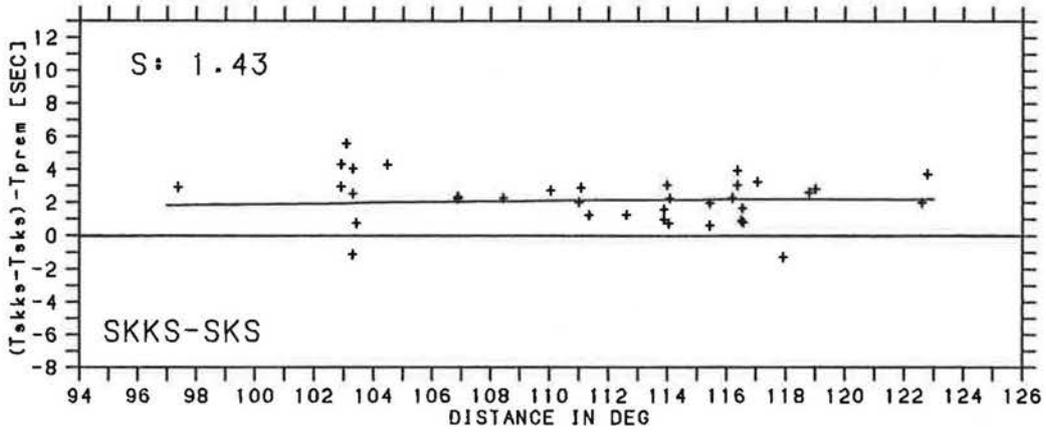


Abb 3.4: Modellkurven für S3M2 und die Daten jeweils für Herdgebiet I.

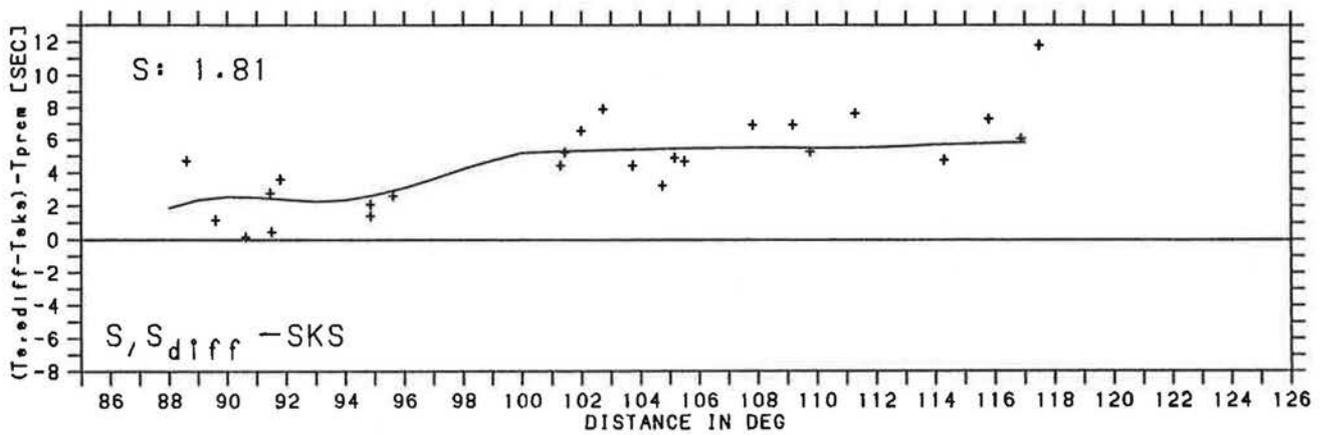
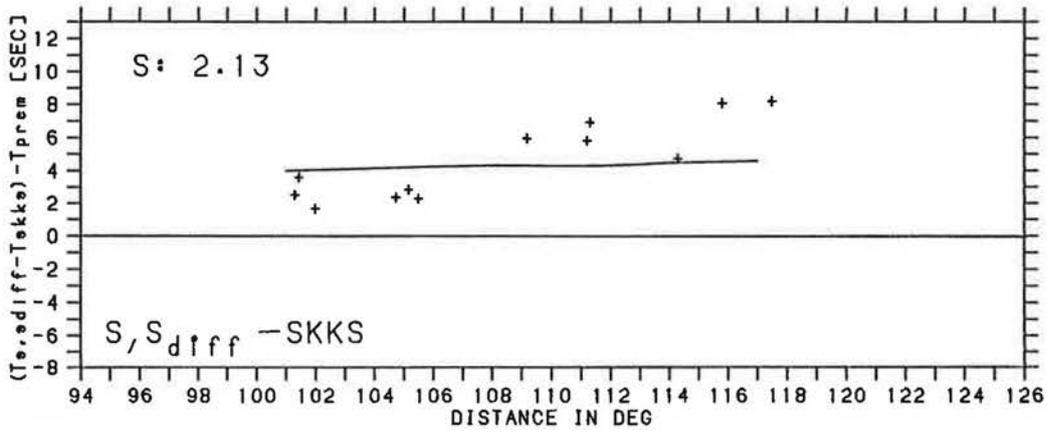
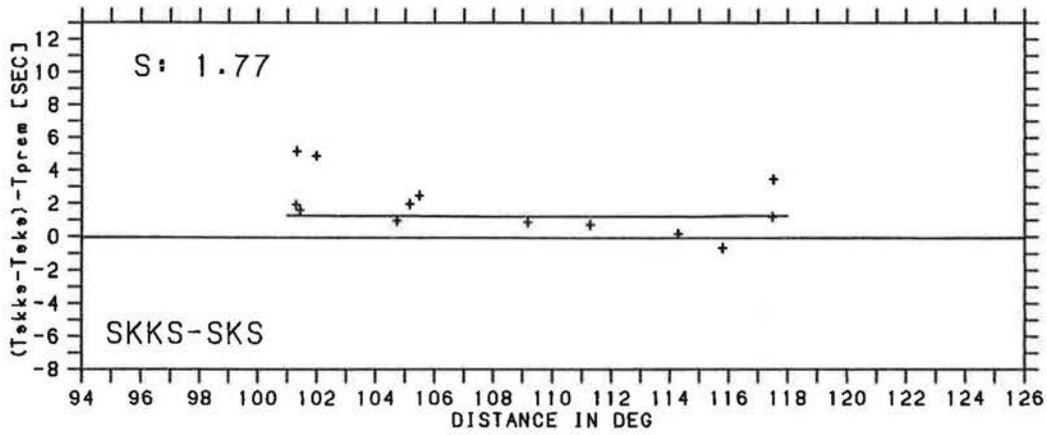


Abb 3.5: Modellkurven für S3M2 und die Daten jeweils für Herdgebiet II.

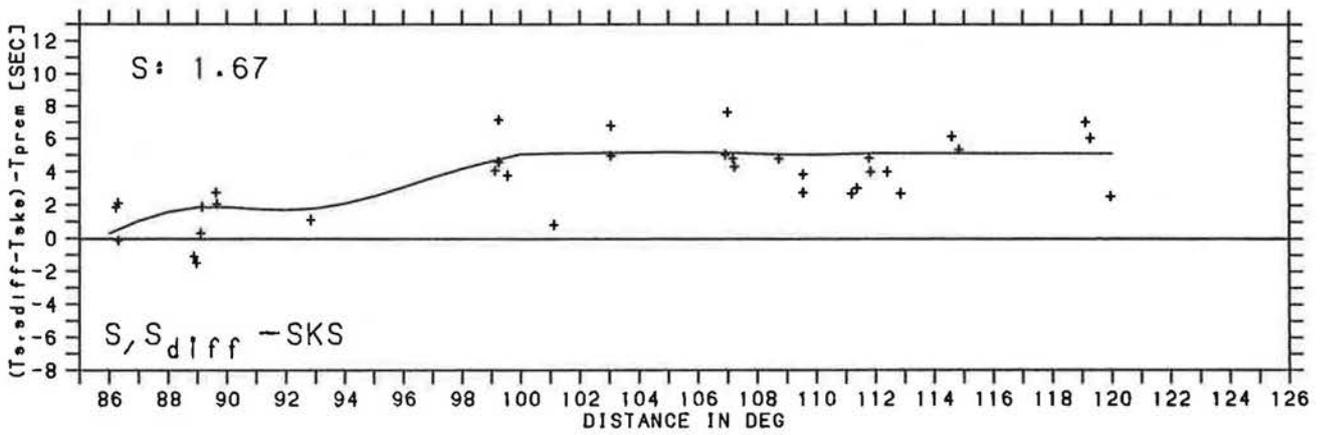
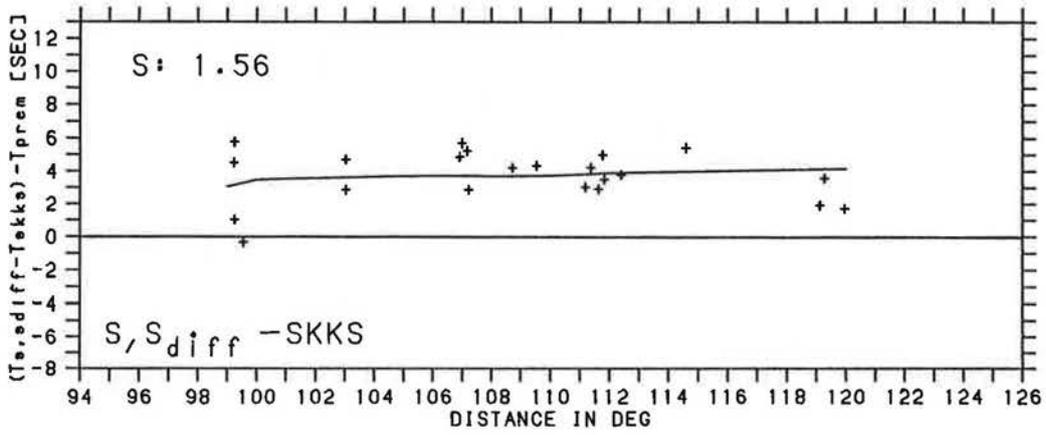
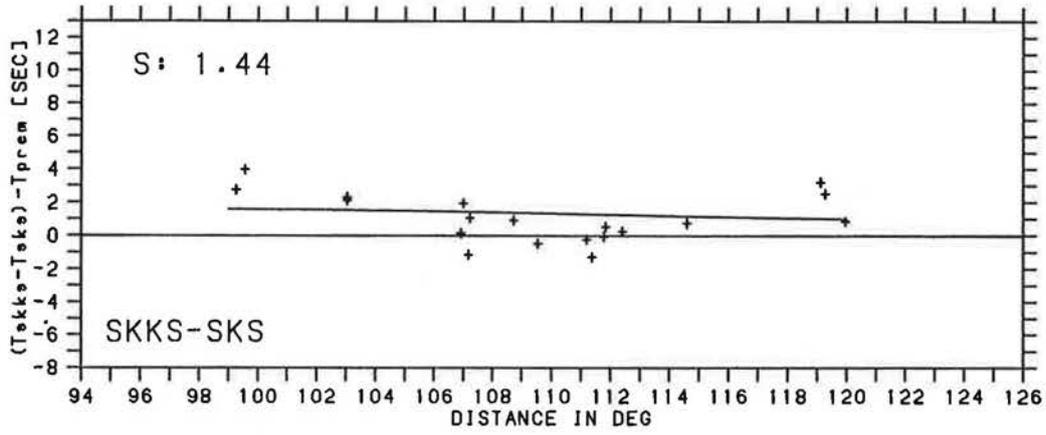
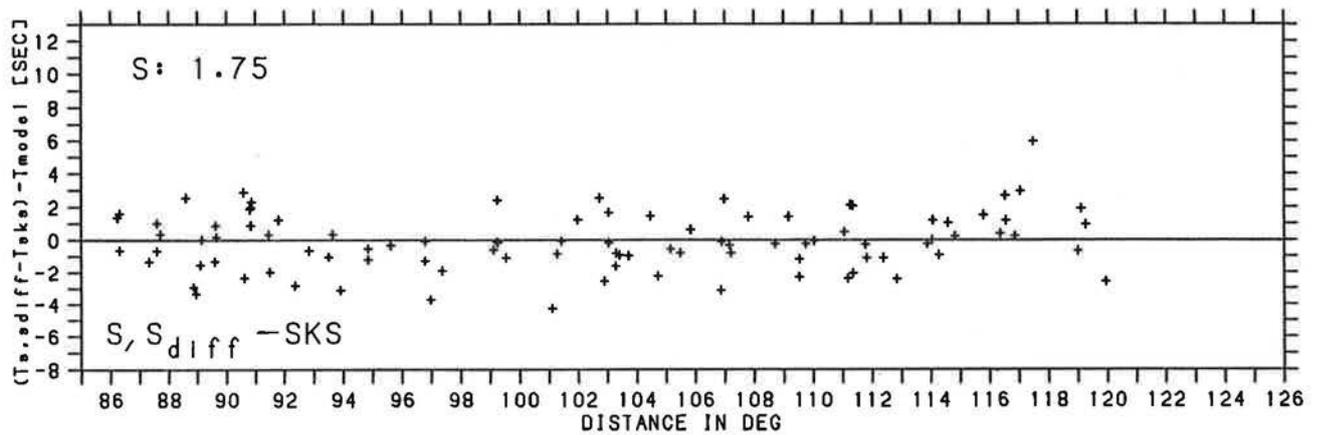
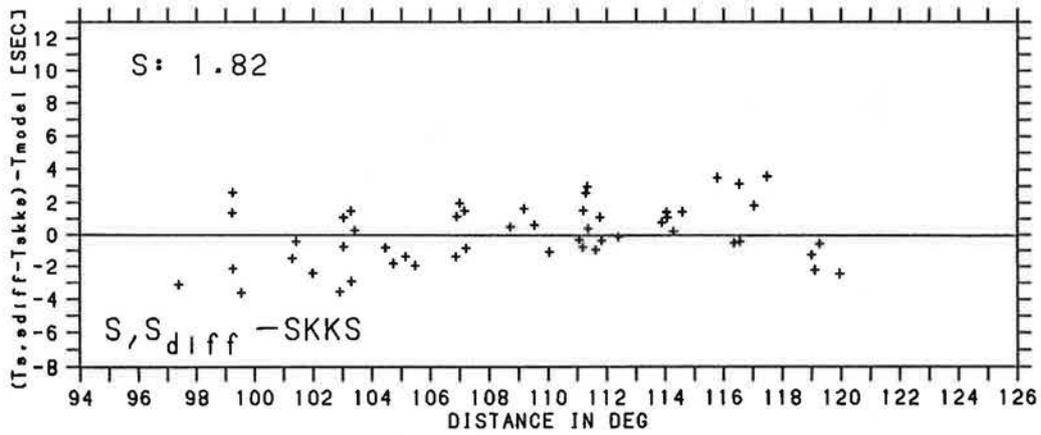
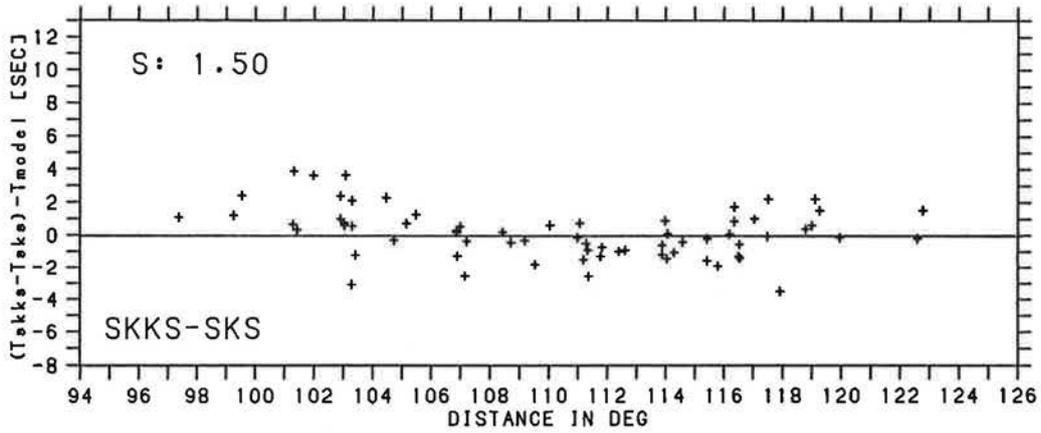


Abb 3.6: Modellkurven für S3M2 und die Daten jeweils für Herdgebiet III.

S3M2



Inversion From 670 - 2891 km and From 0 - 60 deg

Abb 3.7: Alle invertierten Daten der drei Herdgebiete aufgetragen als Residuen gegenüber Modell S3M2.

Isolinien der daraus berechneten Geschwindigkeitsperturbationen in Prozent der Geschwindigkeiten in PREM. Der Abstand der Isolinien beträgt 0.5% und die Nulllinie ist gestrichelt. Da das Zeichenprogramm gleichabständige Stützstellen erwartet, ist die Tiefenachse nicht überall gleichmäßig skaliert.

Das Modell S3M2 hat Geschwindigkeitsperturbationen zwischen +1.7% und -2.1%. Die beobachteten großen Laufzeitdifferenzen  $S, S_{diff}$ -SKS werden vor allem durch eine ausgedehnte Niedriggeschwindigkeitszone auf dem Laufweg von  $S, S_{diff}$  im untersten Mantel und in  $D''$  erklärt und die Phasen SKS und SKKS werden durch eine positive Geschwindigkeitsanomalie oberhalb der KMG beeinflusst. Dieses Bild kehrt sich direkt unterhalb der 670km-Diskontinuität um; hier läuft  $S, S_{diff}$  durch eine positive und SKS und SKKS laufen durch eine negative Anomalie.

Ein zum Teil anderes Bild ergibt sich bei Modell S1M2. Bei diesem Modell wurde der gleiche Bereich im Mantel wie für Modell S3M2 modelliert, jetzt allerdings für die Daten aus Abb. 2.10, also für einen mittleren Herd. Abb. 3.9 zeigt das so gefundene Modell. In beiden Modellen wird die Phase SKS durch eine positive Anomalie und  $S, S_{diff}$  vor allem eine negative Anomalie beeinflusst. Neben der beiden Modellen gemeinsamen positiven Anomalie in  $D''$  in  $60^\circ$  gibt es allerdings auch deutliche Unterschiede. Die Geschwindigkeitsanomalien sind jetzt im untersten Mantel deutlich kleinräumiger und gleichzeitig von größerer Amplitude. Sie liegen zwischen +3.3% und -2.9% gegenüber PREM. Auch direkt unterhalb der 670km-Diskontinuität sind deutliche Unterschiede zu S3M2 vorhanden; mit drei nebeneinander liegenden Herden kann hier besser modelliert werden. Abb. 3.10 zeigt die Daten aus Abb. 2.10 nun als Residuen gegenüber S1M2.

Die Daten der Laufzeitdifferenzen SKKS-SKS und  $S, S_{diff}$ -SKKS werden ähnlich gut wie mit Modell S3M2 erklärt, aber bei den Laufzeitdifferenzen  $S, S_{diff}$ -SKS zeigt sich eine größere Diskrepanz. Hier ist die Standardabweichung der Daten von  $\pm 2.25$  sec signifikant höher als für Modell S3M2 ( $\pm 1.75$  sec). Das

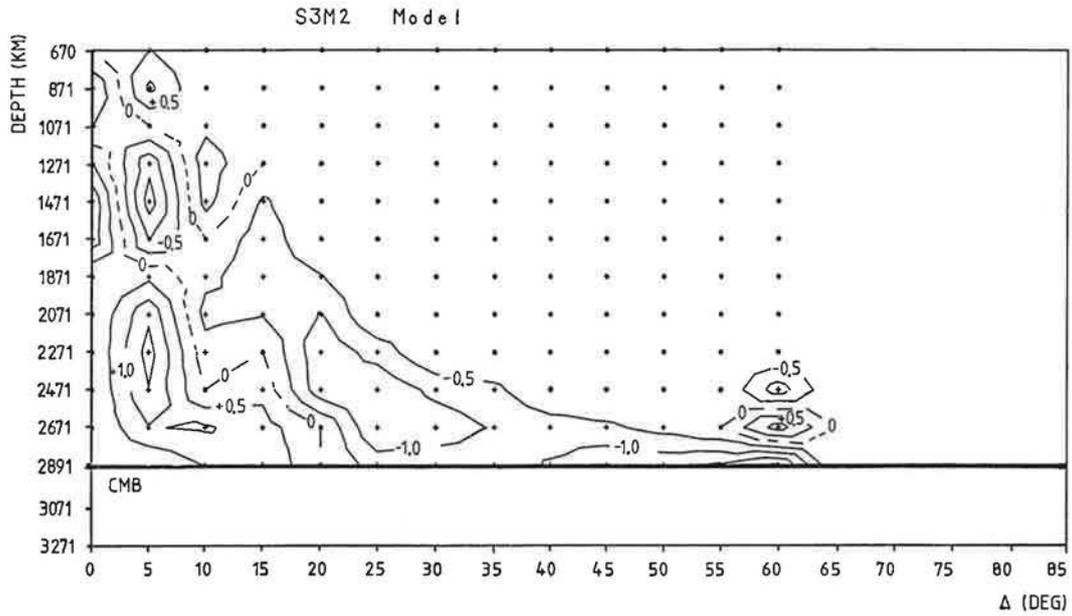


Abb. 3.8: Die S-Geschwindigkeitsperturbationen in % von Modell S3M2 gegenüber PREM. Die Isolinien haben einen Abstand von 0.5% und die Nulllinie ist gestrichelt.

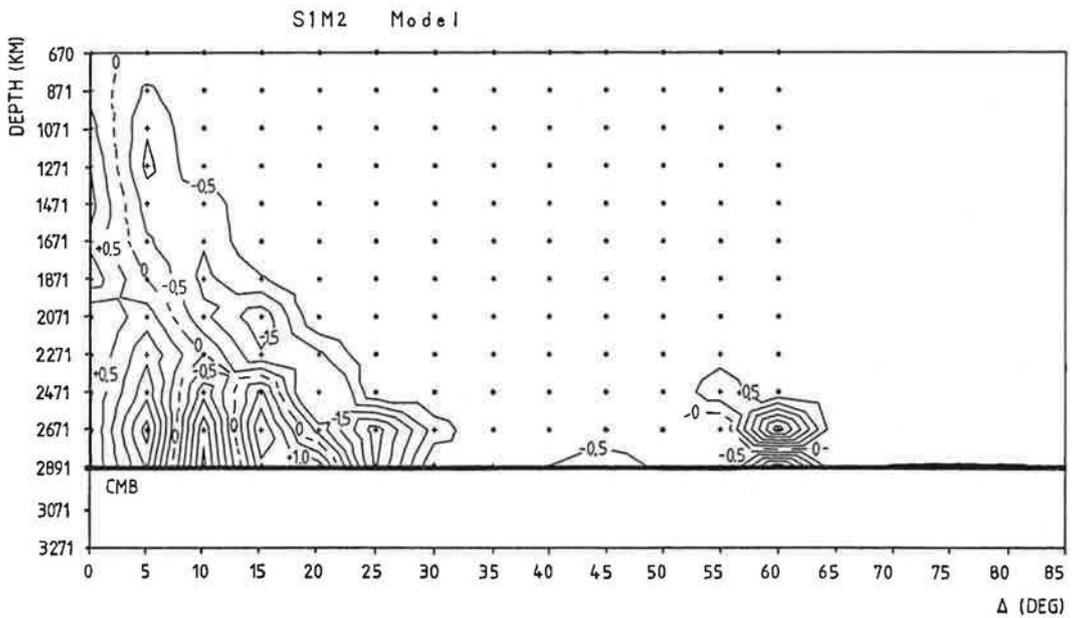
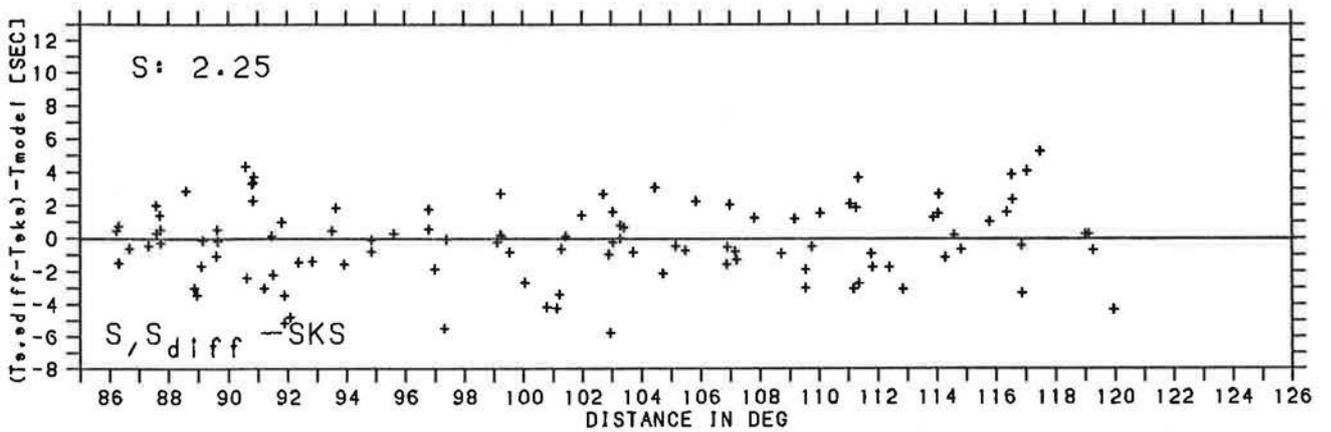
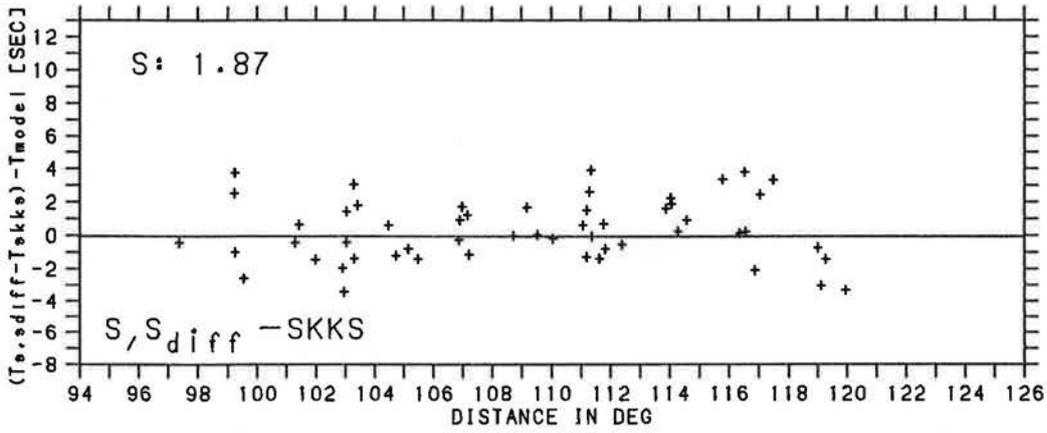
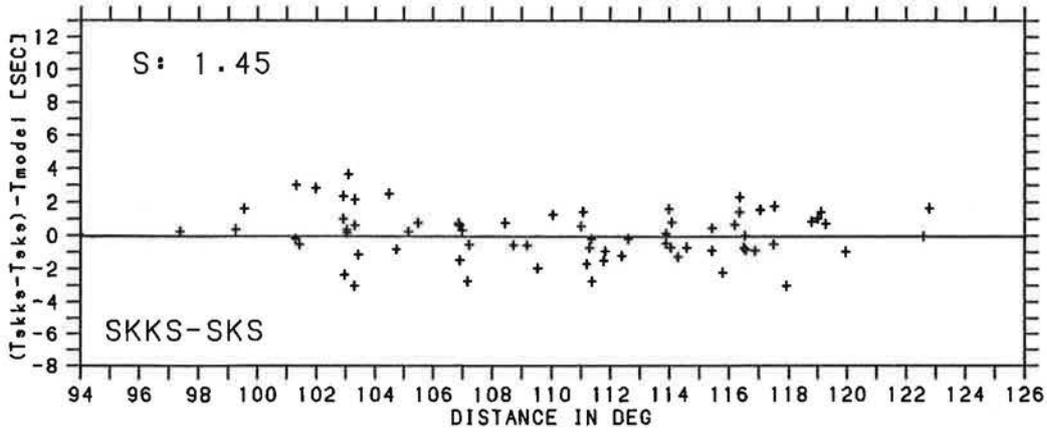


Abb. 3.9: Wie Abb. 3.8 jetzt für Modell S1M2.

S1M2



Inversion From 670 - 2891 km and From 0 - 60 deg

Abb. 3.10: Alle invertierten Daten aus Abb. 2.10 aufgetragen als Residuen gegenüber Modell S1M2.

gleiche Bild hatte sich bereits für die Ausgleichskurven (s. Abschnitt 2.5) ergeben. Auch der Güte-Parameter  $g$  ist für Modell S3M2 kleiner (0.94) als für Modell S1M2 (1.40)

Die Tonga-Fiji-Anomalie wird also durch die differenziertere Behandlung der Herdregion besser erfaßt und kann so wirklichkeitsnäher modelliert werden. Ähnliche Resultate ergaben sich bei mehreren Vergleichen zwischen den beiden Ansätzen zur Interpretation der Daten. Deshalb wird für die weiteren Modelltypen jeweils nur das Ergebnis der detaillierteren Modellierung mit drei Herdgebieten beschrieben und diskutiert.

#### 3.4.2 Das Modell S3M28

Bei diesem Modelltyp wurden sowohl ober- als auch unterhalb der KMG Geschwindigkeitsperturbationen zugelassen. Nach Vergleich von 10 verschiedenen Modellen für diesen Modelltyp wurde die beste Anpassung an die Daten mit einer Modellierung der Geschwindigkeiten zwischen  $5^\circ$  und  $60^\circ$  und von 2471 km bis in 3071 km Tiefe erreicht. Die S-Geschwindigkeitsperturbationen oberhalb der KMG liegen zwischen +2.9% und -2.4% und die P-Geschwindigkeitsperturbationen unterhalb der KMG liegen zwischen +3.1% und -4.2% für Modell S3M28 (Abb. 3.11).

An diesem Modell soll auch untersucht werden, ob die für die Inversion vorgenommene Linearisierung des Zusammenhanges zwischen Laufzeit- und Geschwindigkeitsperturbation hinreichend genau ist; die Inversion soll also durch eine "Vorwärtsrechnung" überprüft werden. Modell S3M28 wurde für diesen Test ausgewählt, weil dieses Modell die größten Geschwindigkeitsperturbationen gegenüber dem Startmodell PREM aufweist. Für S3M28 wurde deshalb für alle drei Herdgebiete ein 2-Punkt Raytracing für die untersuchten Phasen (Empfängerabstand  $1^\circ$ ) im interessierenden Entfernungsbereich durchgeführt. Dann wurden die entsprechenden Laufzeitdifferenzen gebildet. Die Residuen der Daten gegenüber diesen Resultaten sind in Abb. 3.12 darge-

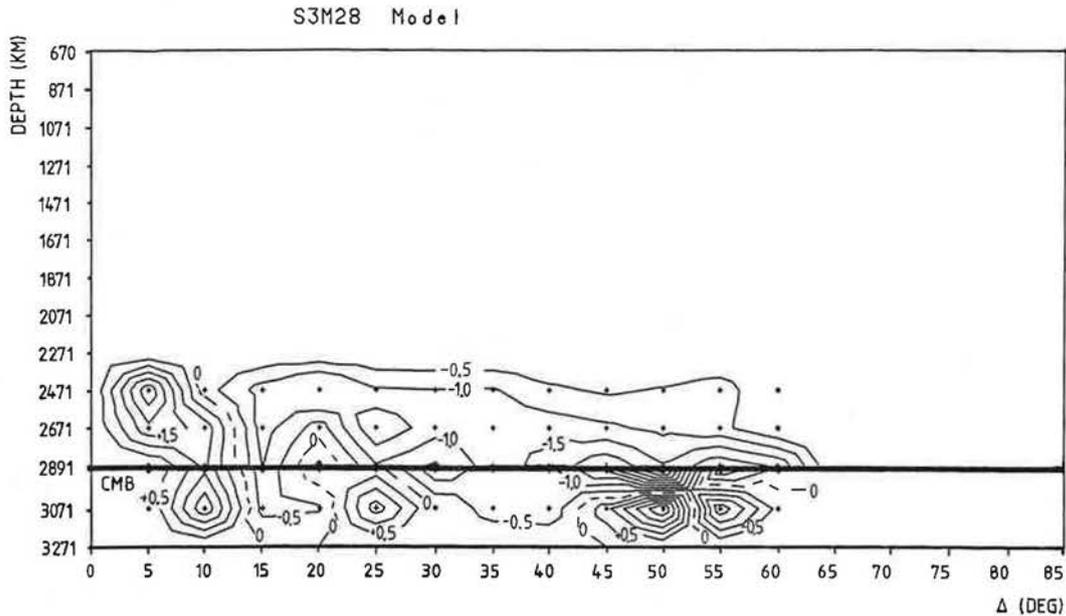
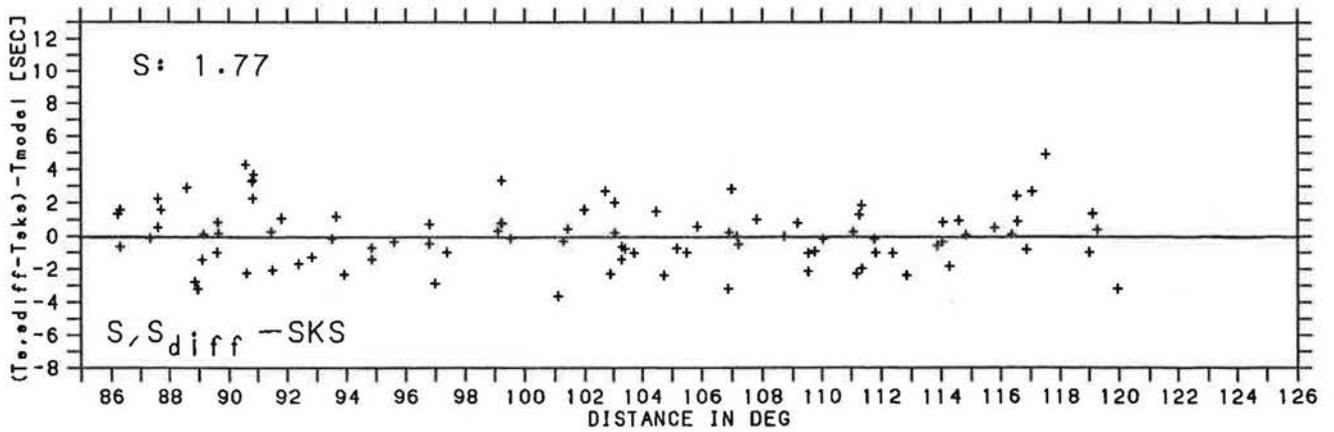
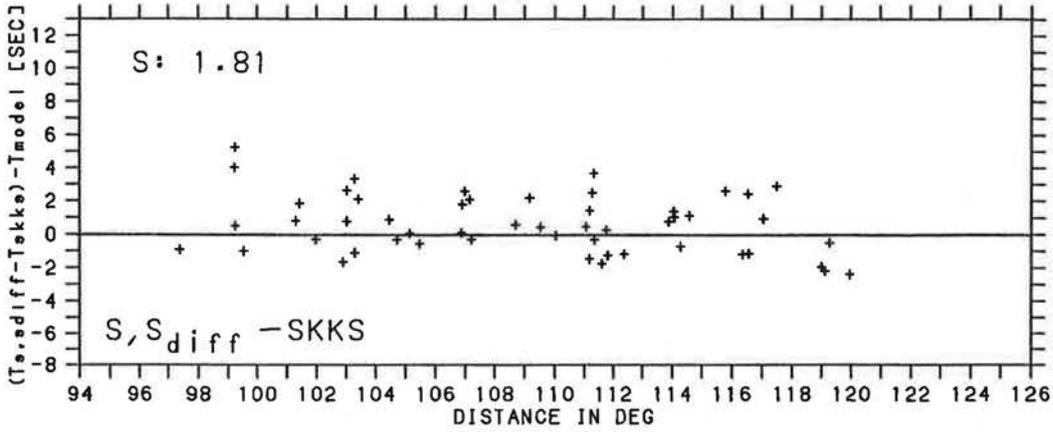
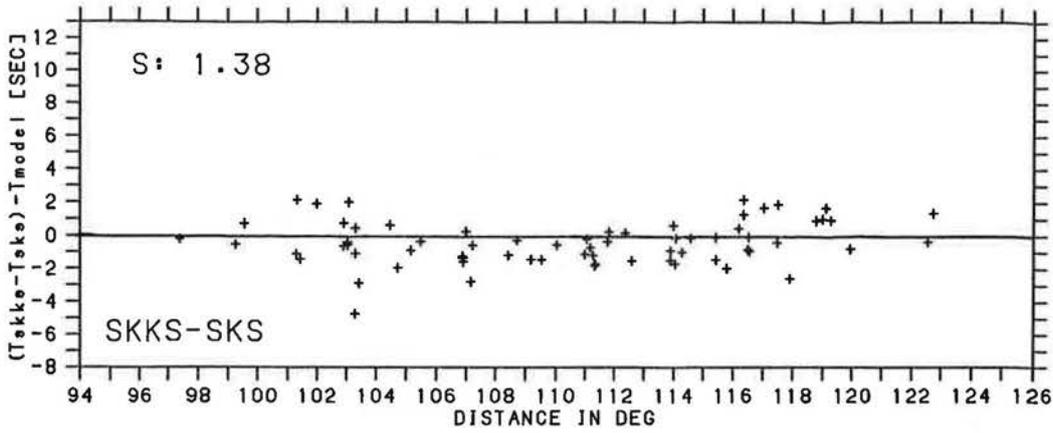


Abb. 3.11: Wie Abb. 3.8 jetzt für Modell S3M28 mit S-Geschwindigkeitsperturbationen oberhalb und P-Geschwindigkeitsperturbationen unterhalb der KMG (CMB).

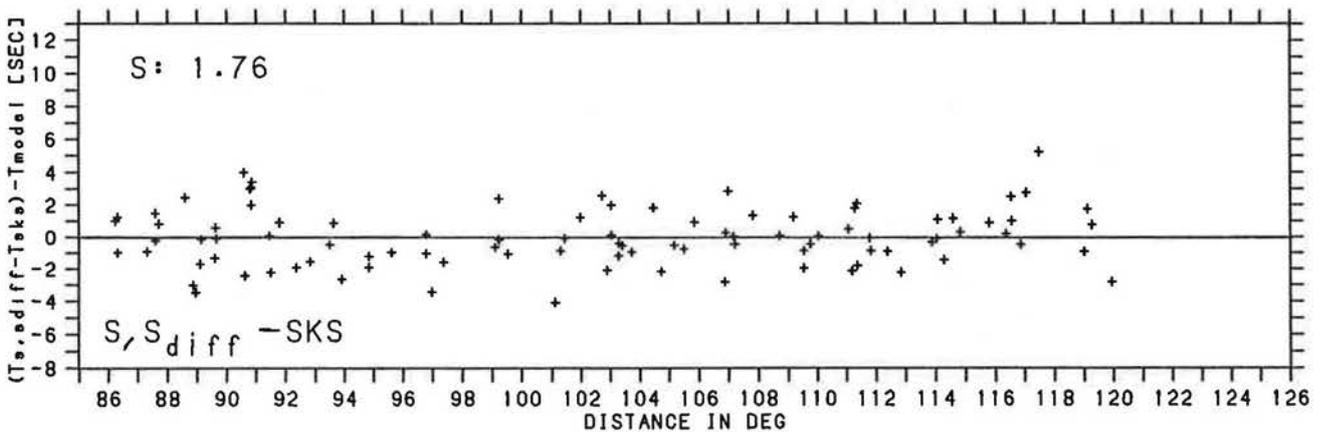
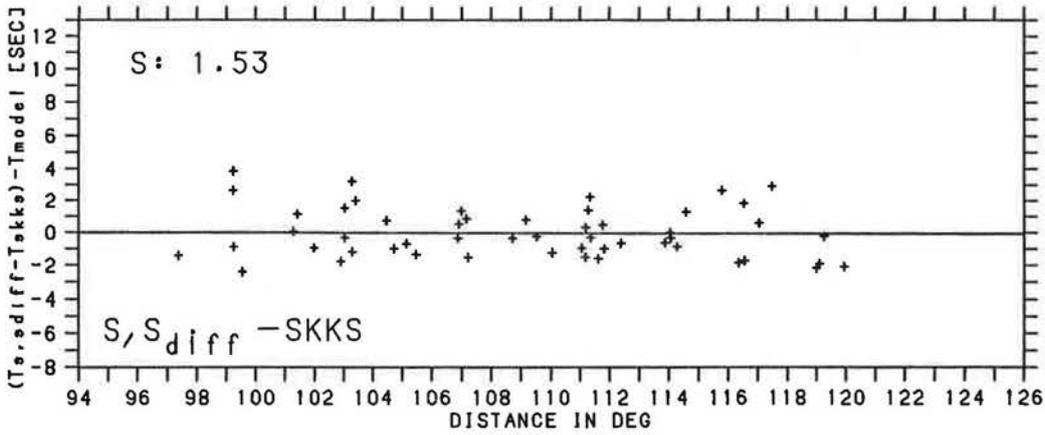
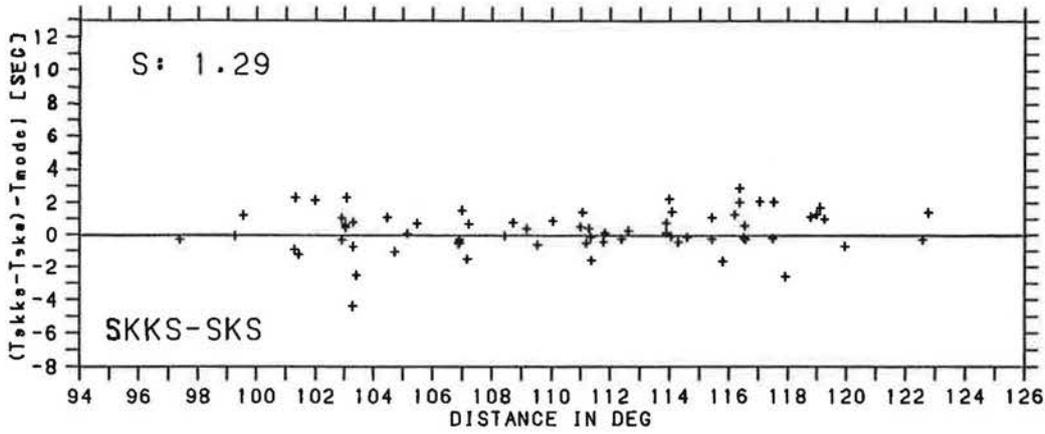
stellt. Abb. 3.13 zeigt die Residuen der Daten gegenüber den Modelleffekten unter Annahme der Linearisierung. Dazu wurden die Modelldaten  $b_i$  (s. Gleichung (3-9)) mit den Modellparametern des Modells S3M28 berechnet. Trotz einiger Unterschiede von bis zu 2 sec für Laufzeitdifferenzen, an denen die Phase SKKS beteiligt ist, stimmen insgesamt die Ergebnisse beider Berechnungsmethoden gut überein. Die Standardabweichungen der Daten von den Modellkurven sind bei der Berechnung der Modelleffekte mit Gleichung (3-9) etwa 8% kleiner als bei Berechnung der Modelleffekte mit 2-Punkt Raytracing. Eine weitere Inversion dieser neuen Residuen mit S3M28 als Startmodell ist bei der beobachteten Streuung und diskutierten Datengenauigkeit (s. Abschnitt 2.3) nicht zu rechtfertigen. Deshalb wurde auch bei den anderen Modelltypen auf die Berechnung der Laufzeitdifferenzen mit 2-Punkt Raytracing verzichtet, und es wurden jeweils nur die Resultate der Inversionsrechnungen miteinander verglichen. Dies ist umso mehr berechtigt, weil die anderen Modelltypen kleinere Geschwindigkeitsperturbationen aufweisen



### S3M28 RAYTRACING FOR ALL 3 SOURCE GROUPS

Abb. 3.12: Wie Abb. 3.7 jetzt für Modell S3M28; die Laufzeitdifferenzen wurden mit dem 2-Punkt Raytracing gewonnen.

S3M28



Inversion From 2471 - 3071 km and From 5 - 60 deg

Abb. 3.13: Wie Abb. 3.7 jetzt für Modell S3M28. Die Modelldaten  $b_i$  wurden mit Gleichung (3-9) berechnet.

und damit noch besser im Gültigkeitsbereich der linearen Gleichung (3-2) für die Laufzeitperturbationen liegen.

### 3.4.3 Das Modell S3M31

Abschließend soll hier das Modell S3M31 vorgestellt werden. Für dieses Modell wurden S-Geschwindigkeitsperturbationen nur im unteren Mantel bis an die KMG zugelassen. Die beste Erklärung der Daten mit diesem Modelltyp wurde nach Vergleich von 19 Modellen mit einem Modellraum gefunden der von  $5^\circ$  bis  $80^\circ$  und von 2071 km bis zur KMG (2891 km) reicht. Abb.3.14 zeigt das gefundene Modell S3M31 mit S-Geschwindigkeitsperturbationen zwischen +2.0% und -2.4% gegenüber PREM. Auch in diesem Fall werden die Laufzeitdifferenzen vor allem mit einer Niedriggeschwindigkeitszone im untersten Mantel und in D" auf dem Laufweg von S, S<sub>diff</sub> erklärt. Abb. 3.15 zeigt die gute Übereinstimmung von Modell und Beobachtungen.

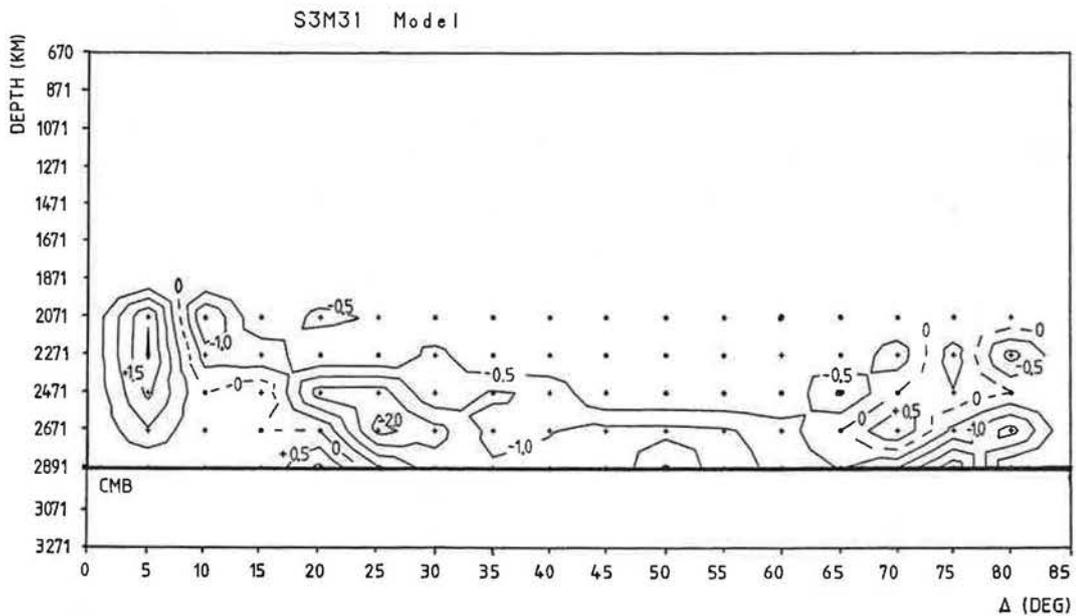
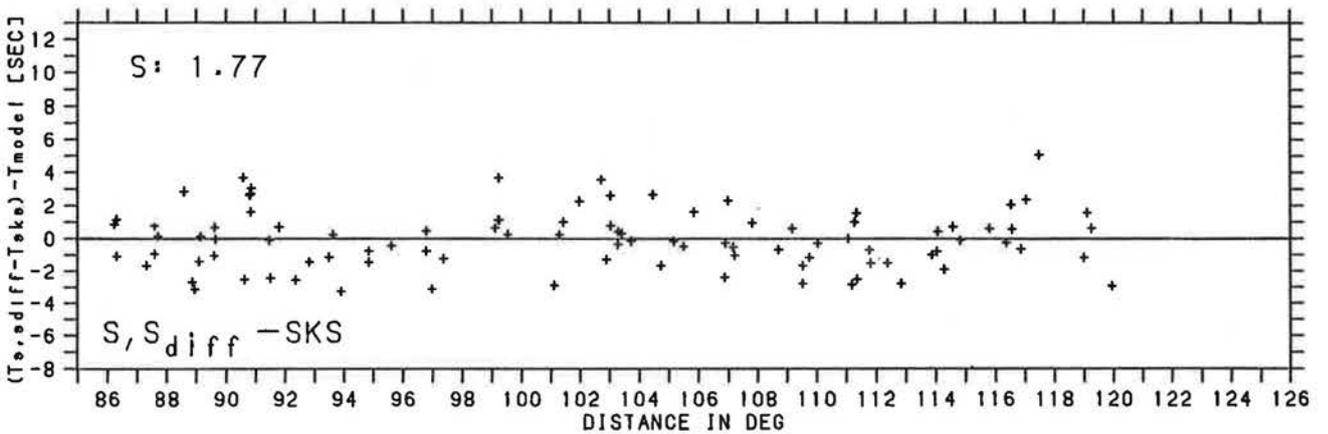
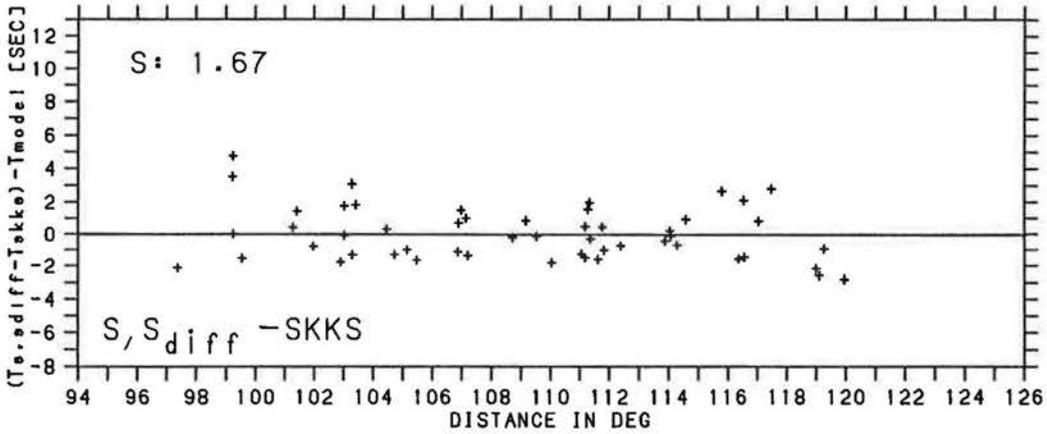
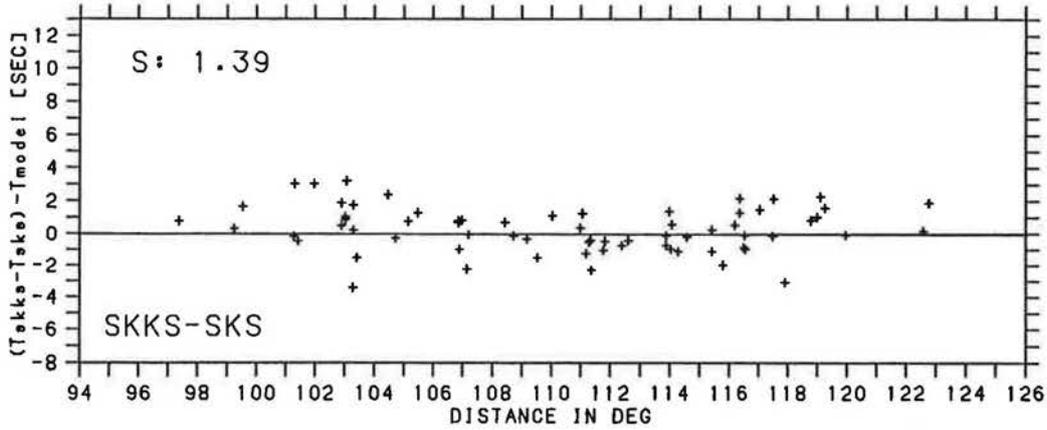


Abb. 3.14: Wie Abb. 3.8 jetzt für Modell S3M31.

S3M31



Inversion From 2071 - 2891 km and From 5 - 80 deg

Abb. 3.15: Wie Abb. 3.7 jetzt für Modell S3M31.

### 3.5 Zusammenfassung der Inversionsergebnisse

Die Inversionsrechnungen haben ergeben, daß die beobachteten Laufzeitdifferenzresiduen nicht nur durch einen Modelltyp, sondern durch drei Modelltypen erklärt werden können (s. Abb. 3.7, 3.12 und 3.15). Weitere grundsätzlich verschiedene Modelltypen scheiden als Erklärung der Tonga-Fiji-Anomalie aus (s. Abschnitt 2.5 und Abschnitt 3.3.1). Das gemeinsame Bild für alle drei erfolgreichen Modelltypen ist, daß die Laufzeitdifferenzbeobachtungen mit einer großräumigen negativen S-Geschwindigkeitsanomalie vor allem auf dem Laufweg von S, S<sub>diff</sub> im untersten Mantel und an der KMG erklärt werden. Die räumliche Ausdehnung und die Intensität der Anomalie sind unterschiedlich ausgebildet. Um diese Hauptanomalie sind weitere positive und negative Anomalien jeweils unterschiedlich angeordnet.

Dieses Ergebnis bestätigt das Resultat der Korrelationsanalyse zwischen den verschiedenen Laufzeitdifferenztypen (s. Abschnitt 2.4): Die Hauptursache der anomalen Laufzeitdifferenzen liegt auf dem Laufweg von S, S<sub>diff</sub> und damit im Erdmantel. Daß dies nicht nur für die Gesamtheit sondern auch für die hier speziell untersuchten Daten gilt, ist aus Abb. 3.16 ersichtlich. Hier ist wie in Abb 2.6c die Korrelation zwischen dem Laufzeitdifferenzen S, S<sub>diff</sub>-SKS und S, S<sub>diff</sub>-SKKS dargestellt, jetzt allerdings nur für die hier untersuchten Daten. Der Korrelationskoeffizient für die Gerade durch die Daten beträgt 0.72, und ist damit relativ hoch. Wie in Abschnitt 2.4 konnten für weitere Kombinationen zwischen den Laufzeitdifferenztypen keine signifikanten Korrelationen gefunden werden.

Die "Nebenanomalien" beeinflussen vor allem SKS und SKKS und sind zur genauen Modellierung der Laufzeitdifferenzen unbedingt notwendig. Allein mit den beobachteten Laufzeitdifferenzen läßt sich allerdings nichts Definitives über die Lage dieser "Nebenanomalien" sagen, und damit läßt sich auch nicht entscheiden, welcher Modelltyp für die Tonga-Fiji-Anomalie gültig ist. Alle drei Modelltypen sind kinematisch äquivalent,

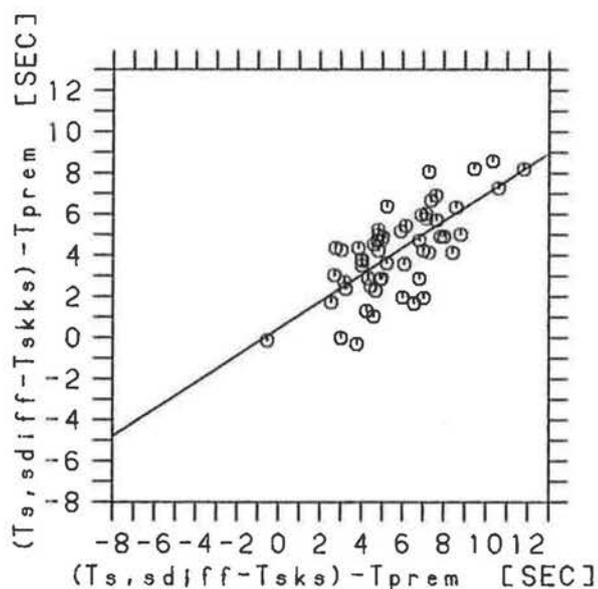


Abb. 3.16: Die Korrelation zwischen den Laufzeitdifferenzen  $S,S_{diff-SKS}$  und  $S,S_{diff-SKKS}$  wie in Abb. 2.6c, jetzt allerdings nur für die hier genauer untersuchten Daten aus Abb. 2.10.

und eine Unterscheidung zwischen ihnen ist nur mit weiteren Argumenten möglich. Im folgenden Kapitel wird versucht, diese Argumente durch den Vergleich von theoretischen mit beobachteten SKS/SKKS Amplitudenverhältnissen zu finden.

#### 4. BERECHNUNG SYNTHETISCHER SEISMOGRAMME MIT DER GAUSS-BEAM-METHODE UND DAS AMPLITUDENVERHÄLTNIS SKS/SKKS

##### 4.1 Grundlagen und Vergleich mit der Reflektivitätsmethode

Nicht nur anomal große Laufzeitdifferenzen zwischen verschiedenen S-Phasen werden für Laufwege von Tonga-Fiji nach Nordamerika beobachtet, sondern auch anomal niedrige Amplitudenverhältnisse für die Phasen SKS und SKKS (Schweitzer und Müller, 1986). Wenn die anomalen Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS auch durch die Tonga-Fiji-Anomalie verursacht werden, sollten die hier vorgestellten lateral heterogenen Geschwindigkeitsmodelle diese Amplitudenverhältnisse auch erklären können. Positive Geschwindigkeitsanomalien wirken auf durchlaufende Phasen defokussierend, und negative Geschwindigkeitsanomalien haben fokussierende Effekte. Beide Kernphasen (SKS und SKKS) werden in den untersuchten Modellen durch laterale Heterogenitäten beeinflusst, die damit auch die beobachteten Amplitudenanomalien verursachen können. Um dies zu untersuchen, ist es notwendig, theoretische Seismogramme für die Modelle der Tonga-Fiji-Anomalie zu berechnen. Theoretische Seismogramme für 2D-Geschwindigkeitsverteilungen können mit der Gauss-Beam-Methode berechnet werden. Hier wird die Version von Weber (1986, 1988) verwendet. Um zu prüfen, inwieweit diese Hochfrequenz-Methode auch auf die hier untersuchten LP-Seismogramme angewandt werden kann, wird zuerst die Gauss-Beam-Methode mit der Reflektivitätsmethode (hier nach Kind und Müller, 1976) für PREM im radialsymmetrischen Fall verglichen.

Abb. 4.1a zeigt theoretische Seismogramme für die Horizontal-Radialkomponente, berechnet mit der Reflektivitätsmethode. Die Seismogramme für das radialsymmetrische Erdmodell PREM enthalten die Phasen S, S<sub>diff</sub>, SKS, SKKS und SP<sub>diff</sub>KS bzw. SKP<sub>diff</sub>S. In Abb. 4.1b sind für das gleiche Modell die mit der Gauss-Beam-Methode berechneten theoretischen Seismogramme zu sehen. Im Unterschied zur Reflektivitätsmethode können dif-

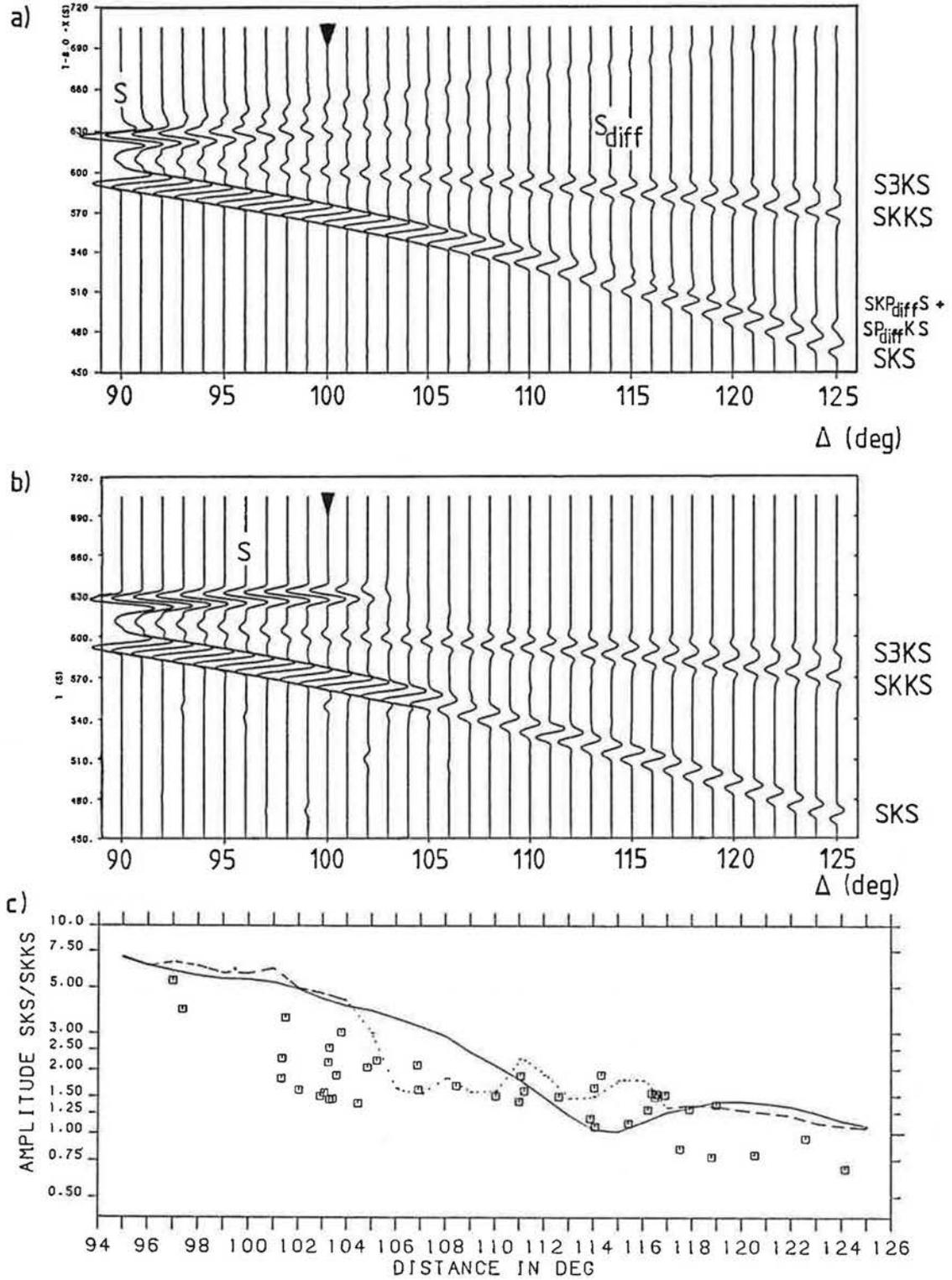
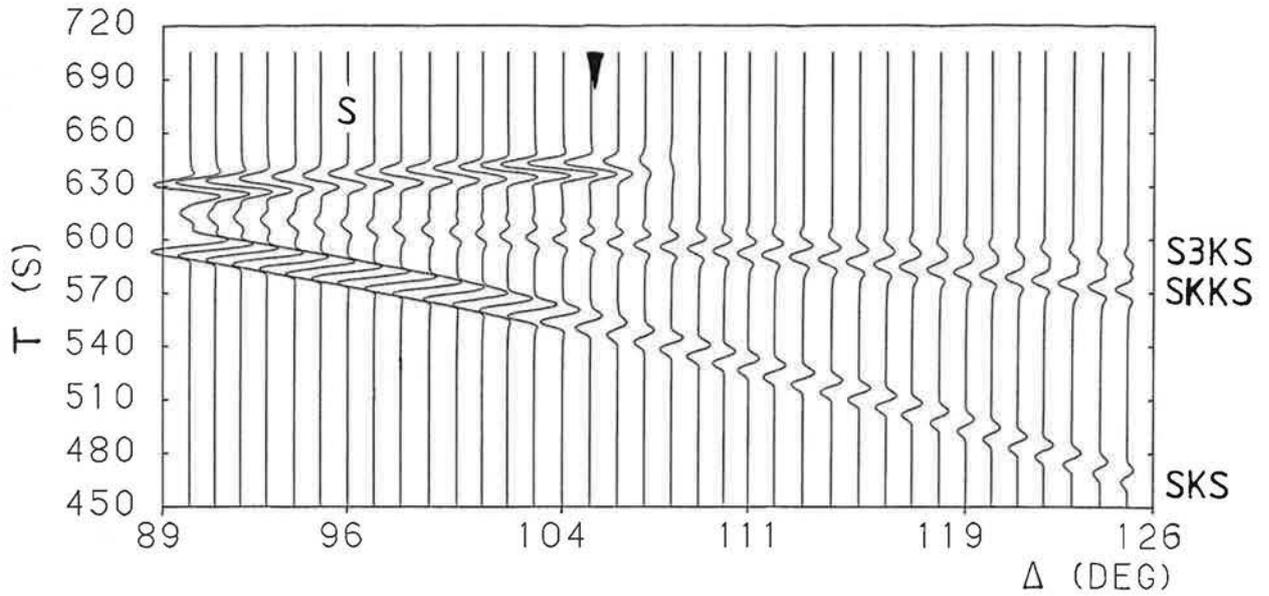


Abb. 4.1: Seismogramm-Montagen für die Horizontal-Radialkomponente und die Geschwindigkeitsstruktur von PREM. Die Montagen sind jeweils auf die erste Spur normiert und mit 8 sec/deg reduziert. Pfeil: Beginn des Kernschattens für S in 100.0°; a) Seismogramme der Reflektivitätsrechnung und b) Seismogramme der Gauss-Beam-Rechnung; c) zeigt die Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS in beiden Montagen und beobachtete Daten aus Schweitzer (1984) und Schweitzer und Müller (1986). Durchgezogene Linie: Reflektivitätsrechnung; gestrichelte und punktierte Linie: Gauss-Beam-Rechnung.

fraktierte Phasen nicht berechnet werden, deshalb fehlen  $SP_{diffKS}$  und  $SKP_{diffS}$ . Auch die Phase  $S_{diff}$  kann mit dieser Methode nicht richtig berechnet werden. Dies wird einerseits an den zu großen S-Amplituden vor dem mit einem Pfeil markierten Beginn des Erdkernschattens und andererseits an dem abrupten Amplitudenabfall von  $S_{diff}$  im Kernschatten deutlich. Ansonsten ist die Übereinstimmung für die Laufzeiten und Impulsformen sehr gut. Bei den vereinzelt Schwingungen vor dem SKS-Einsatz handelt es sich um numerische Phasen. Die Wahl der richtigen Beambreite spielt bei der Berechnung von theoretischen Seismogrammen mit der Gauss-Beam-Methode eine wesentliche Rolle. Die Beambreite wurde solange variiert, bis die Übereinstimmung mit der Reflektivitätsrechnung optimal war; dies war bei einer konstanten Breite für alle Beams von 250 km am Empfänger der Fall.

In Abb. 4.1c werden einerseits die beobachteten Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS (Schweitzer, 1984; Schweitzer und Müller, 1986) dargestellt. Als Daten wurden in den beobachteten und in den theoretischen Seismogrammen immer die ersten Spitze-Spitze Amplitudenwerte abgelesen. Die Daten wurden für einen gemeinsamen Herdmechanismus korrigiert, und dieser Herdmechanismus wurde dann auch bei der Berechnung der theoretischen Seismogramme verwendet. Hier sind nur die Daten gezeichnet, die im gleichen Azimutbereich wie die interpretierten Laufzeitdifferenzen der drei Herdgebiete (s. Abb. 2.12) beobachtet wurden. Ablesungen liegen für das Herdgebiet I (33 Daten) und für das Herdgebiet II (9 Daten) vor. In Abb. 4.1c sind diese Daten gemeinsam eingezeichnet.

Andererseits zeigt Abb. 4.1c theoretische Amplitudenverhältnisse aus den Seismogramm-Montagen. Die durchgezogene Kurve gilt für die Reflektivitätsrechnung. Der Einbruch des Amplitudenverhältnisses zwischen  $108^\circ$  und  $119^\circ$  kommt durch die Ablösung der Phase  $SP_{diffKS} + SKP_{diffS}$  von SKS zustande. Die unterbrochene Kurve zeigt die Amplitudenverhältnisse aus der Gauss-Beam-Montage. Die Übereinstimmung ist recht gut für den



### S3M2

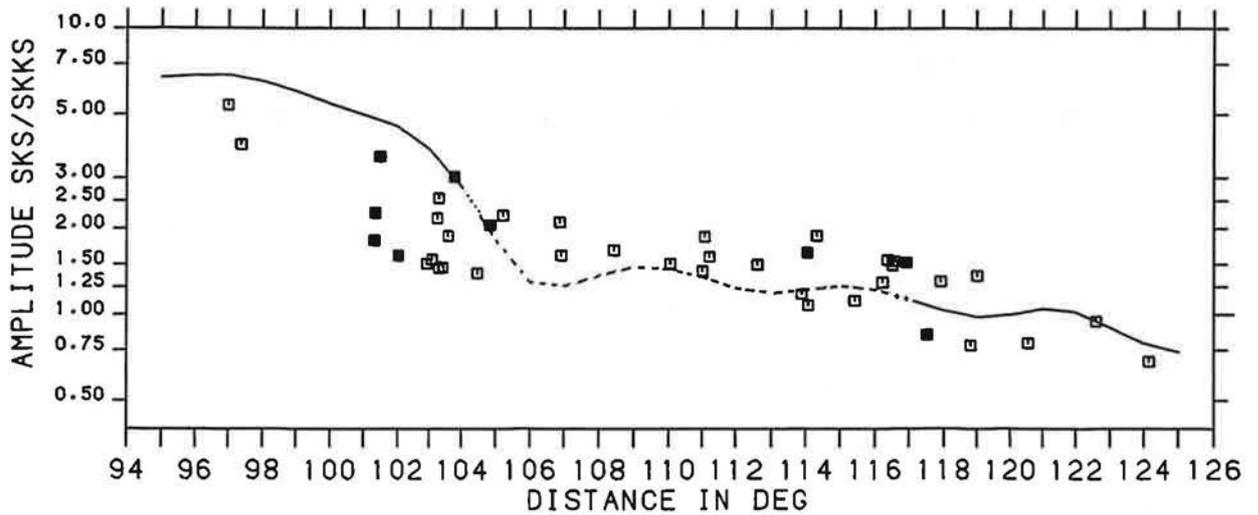


Abb. 4.2: a) Gauss-Beam Seismogramm-Montage wie in Abb. 4.1b für Modell S3M2. b) Beobachtete (Herdgebiet I und Herdgebiet II (ausgefüllte Symbole)) und für Modell S3M2 berechnete Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS.

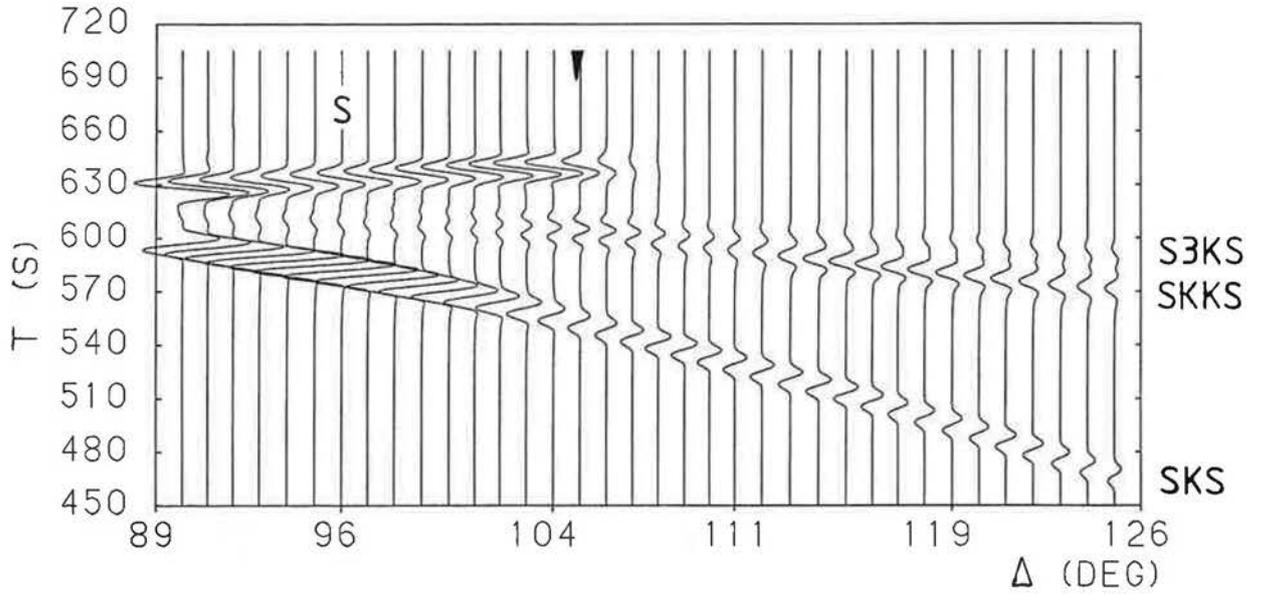
Anfangsbereich bis  $104^\circ$  und für die Entfernungen jenseits von  $117^\circ$ . In dem Zwischenbereich von  $104^\circ$  bis  $117^\circ$  weichen beide Kurven deutlich voneinander ab. In diesem Bereich fehlt der Gauss-Beam-Rechnung, wie schon oben erwähnt, die Möglichkeit einer Berechnung der diffraktierten Phasen  $SP_{\text{diffKS}}$  und  $SKP_{\text{diffS}}$ . Die Kurve ist in allen nicht interpretierbaren Entfernungen in dieser wie auch bei allen folgenden Abbildungen für mit der Gauss-Beam-Methode berechnete Amplitudenverhältnisse gestrichelt gezeichnet.

Beide Kurven zeigen deutlich, daß mit dem radialsymmetrischen Erdmodell PREM die Beobachtungen der Amplitudenverhältnisse  $SKS/SKKS$  insbesondere für  $\Delta < 104^\circ$  nicht erklärt werden können. Für die Entfernungen bis  $104^\circ$  und jenseits von  $117^\circ$  sollen nun die Amplitudenverhältnisse  $SKS/SKKS$  der in Kapitel 3 vorgestellten Modelle mit den Daten verglichen werden.

#### 4.2 Theoretische Seismogramme für die Modelle aus der GMI

##### Modell S3M2

Abb. 4.2a stellt theoretische Seismogramme für Modell S3M2 dar. Da nur Beobachtungen von Amplitudenverhältnissen  $SKS/SKKS$  von den Bebengebieten I und II zur Verfügung stehen, wurden die Seismogramme für einen Herd in dem am besten belegten Herdgebiet I berechnet. Abb. 4.2b zeigt die so gewonnenen Amplitudenverhältnisse und die beobachteten Daten. Wegen der insgesamt geringen Anzahl von Amplitudenverhältnisbeobachtungen wurden die Daten nicht weiter unterteilt, aber zur besseren Unterscheidung sind die Daten des Herdgebietes II mit ausgefüllten Symbolen eingezeichnet. Ergebnis: Die beobachteten niedrigen Amplitudenverhältnisse zwischen  $100^\circ$  und  $104^\circ$  werden durch das Modell S3M2 nicht besser erklärt als mit PREM (s. Abb. 4.1b), lediglich bei Beobachtungen jenseits von  $117^\circ$  ist die Anpassung etwas besser als bei PREM.



### S3M28

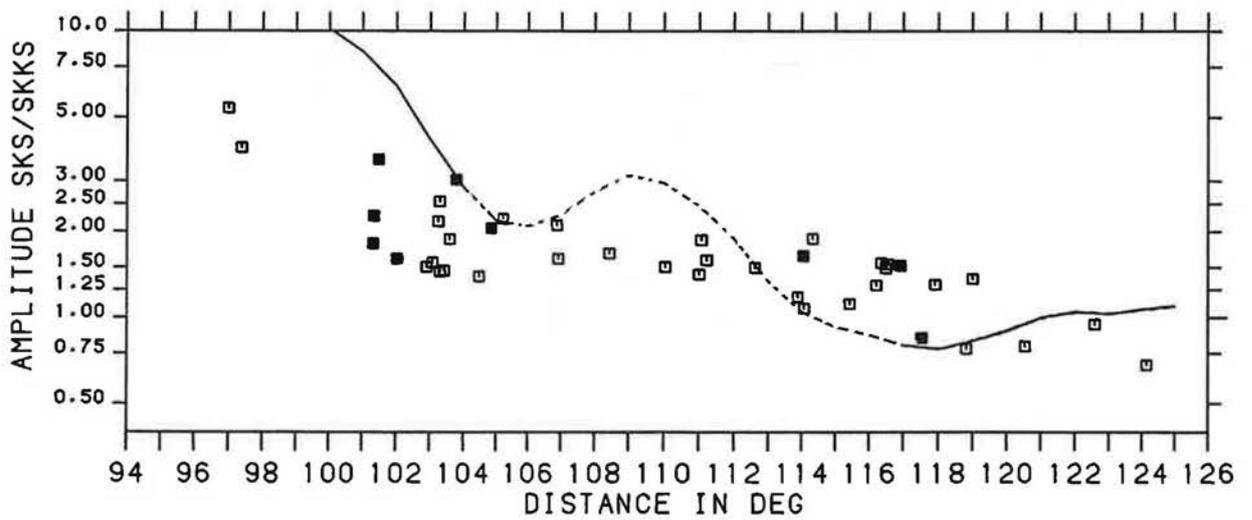


Abb. 4.3: Wie Abb. 4.2 jetzt für Modell S3M28.

An der Montage von Abb. 4.2a fällt auf, daß für Modell S3M2 der Schattenpunkt für die S-Welle deutlich in größere Entfernungen ( $105.2^\circ$ ) verschoben wird (siehe Pfeil), ja daß sogar S auf der hier gezeigten Radialkomponente in diesem Entfernungsbereich zur stärksten Phase wird. Die erniedrigten S-Geschwindigkeiten im untersten Mantel brechen S-Phasen zum Kern hin und leiten damit S-Energie - ohne Diffraktion an der KMG - in größere Entfernungen. Daß dies kein Effekt der Gauss-Beam-Rechnungen ist, zeigt ein Vergleich mit den Ergebnissen von Haddon und Buchbinder (1986, 1988). Diese Autoren haben ein ähnliches Resultat bei der Modellierung einer Niedriggeschwindigkeitslinse in D" erhalten.

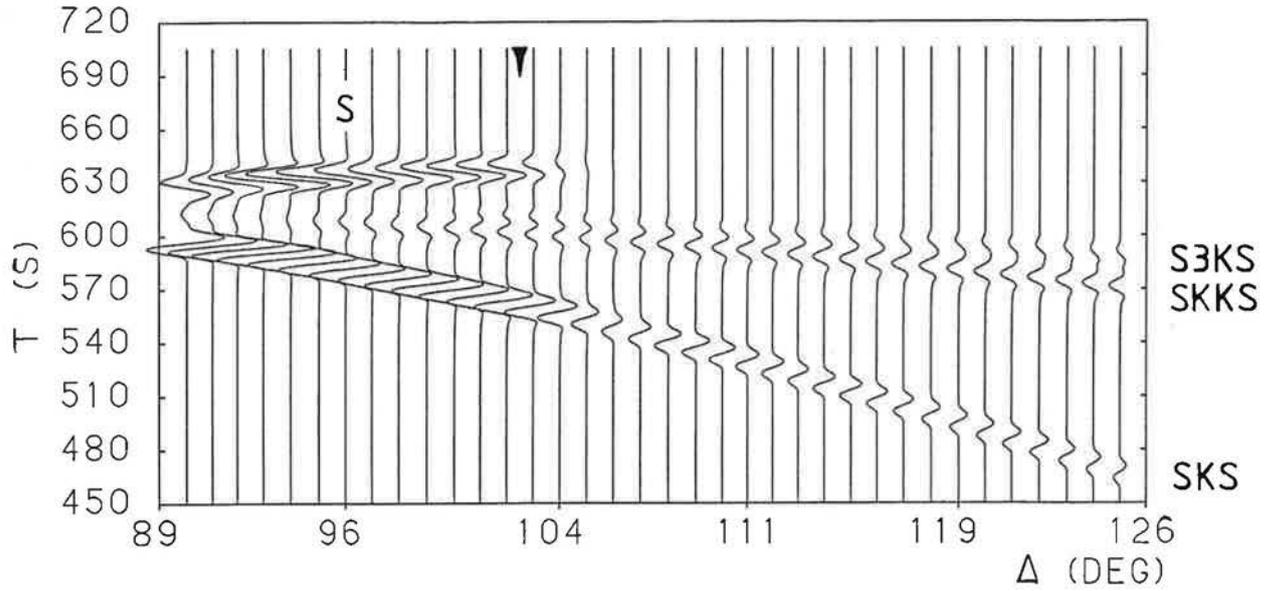
Wichtig ist allerdings, daß dieses Phänomen nicht durch Beobachtungen in Nordamerika belegt werden kann (s. z. B. Abb. 2.4 oder die Seismogramm-Montagen der Radialkomponenten in Schweitzer (1984)).

#### Modell S3M28

Abb. 4.3 bringt nun die Ergebnisse für das Modell S3M28. Auch diese theoretischen Seismogramme (Abb. 4.3a) zeigen eine Verschiebung des Schattenpunktes von S in  $104.7^\circ$  (s. Pfeil) und stehen damit im Widerspruch zu den Beobachtungen. Eine weitere wichtige Eigenschaft von Modell S3M28 ist in Abb. 4.3b zu sehen. Die aus den theoretischen Seismogrammen gewonnenen Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS sind im Entfernungsbereich bis  $104^\circ$  wesentlich schlechter mit den Daten zu vereinbaren als die Amplitudenverhältnisse von PREM (Abb. 4.1c) oder auch S3M2 (Abb. 4.2b). Damit entfällt S3M28 als mögliches Modell für die Tonga-Fiji-Anomalie.

#### Modell S3M31

Die für das letzte vorgestellte Modell S3M31 berechneten theoretischen Seismogramme gibt Abb. 4.4a wieder. Bei diesem Modell macht sich auch eine leichte Verschiebung des Schatten-



### S3M31

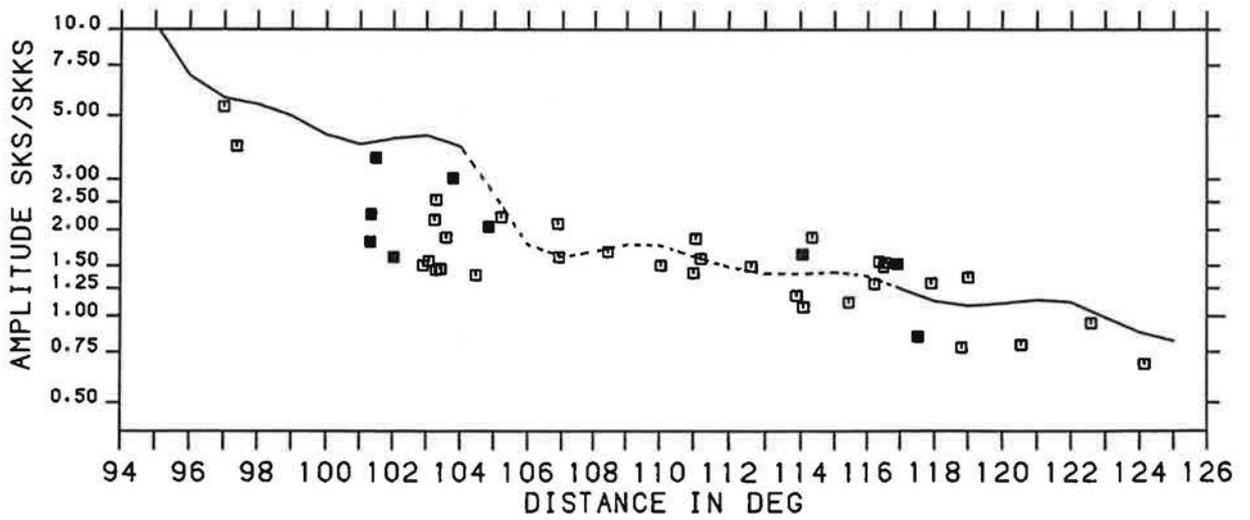


Abb. 4.4: Wie Abb. 4.2 jetzt für Modell S3M31.

punktes von S in  $102.5^\circ$  (s. Pfeil) bemerkbar. Die Amplitudenverhältnisse (Abb. 4.4b) werden zwar hier auch nicht besser als mit PREM erklärt, aber im Vergleich mit den Modellen S3M2 und S3M28 sind die Ergebnisse für Modell S3M31 insgesamt eher mit den Beobachtungen zu vereinbaren.

Eine gemeinsame Wertung der Ergebnisse aus dieser Untersuchung und der Untersuchung der Laufzeitdifferenzen ist im abschließenden Kapitel 6 zu finden.

5. VERGLEICH DER BEOBACHTUNGEN MIT DEM LATERAL HETEROGENEN  
ERDMODELL DER HARVARD-GRUPPE

Seit einigen Jahren wird in verschiedenen Gruppen an lateral heterogenen Modellen der Geschwindigkeitsstruktur von Erdmantel und -kern gearbeitet. Eine gewisse Vorreiterrolle spielt dabei die seismologische Arbeitsgruppe an der Harvard Universität in Cambridge/Massachusetts. Sie hat in verschiedenen Publikationen seit 1984 ein mittlerweile zusammenhängendes lateral heterogenes seismisches Bild für die gesamte Erde veröffentlicht. Einen neueren Überblick über den aktuellen Stand der Ergebnisse dieser Arbeitsgruppe findet man in Woodhouse und Dziewonski (1989). Es soll nun überprüft werden, ob diese Modelle die hier beobachteten Abweichungen der Laufzeitdifferenzen und der Amplitudenverhältnisse vom radialsymmetrischen PREM erklären können. Dazu wurden folgende Modelle von mir zu einem gemeinsamen "Harvard-Modell" zusammengefügt:

- a) M84.A - S-Modell für den oberen Mantel (Woodhouse und Dziewonski, 1984). Dieses Modell beruht auf der Inversion von Amplituden und Laufzeiten von langperiodischen SH-Seismogrammen und hier vor allem des Oberflächenwellenanteils.
  
- b) L02.56 - P-Modell für den unteren Mantel (Dziewonski, 1984). Dieses Modell stammt aus der Invertierung von kurzperiodischen P-Laufzeiten aus den ISC-Bulletins. - Daraus wurde von mir das S-Modell für den unteren Mantel abgeleitet. Für die Perturbationen der S-Geschwindigkeit wurde, wie von der Harvard-Gruppe vorgeschlagen, die 2.5fache Perturbation der P-Geschwindigkeit verwendet (Dziewonski et al., 1986).
  
- c) Modell der KMG-Undulationen (Morelli und Dziewonski, 1987). Dieses Modell wurde durch Invertierung der in den ISC-Bulletins veröffentlichten  $PcP$ -,  $PKP_{BC}$ - und  $PKP_{DF}$ -Laufzeiten hergeleitet.

Die einzelnen Modelle sind als Koeffizienten einer Kugelfunktionsentwicklung von Grad und Ordnung 8 (im Fall a)), 6 (im Fall b)) und 4 (im Fall c)) veröffentlicht. Die Autoren beto-

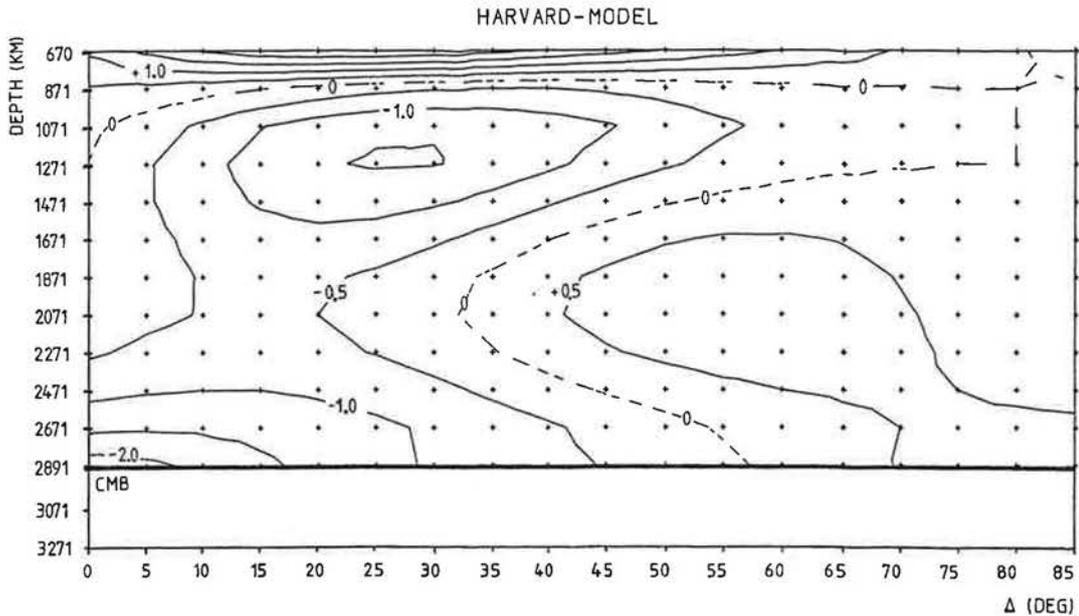
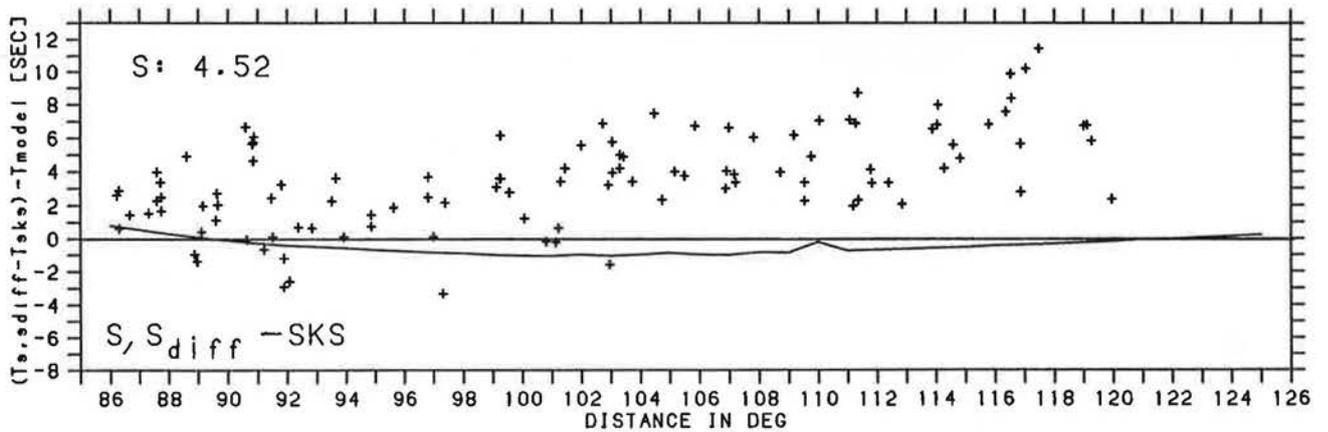
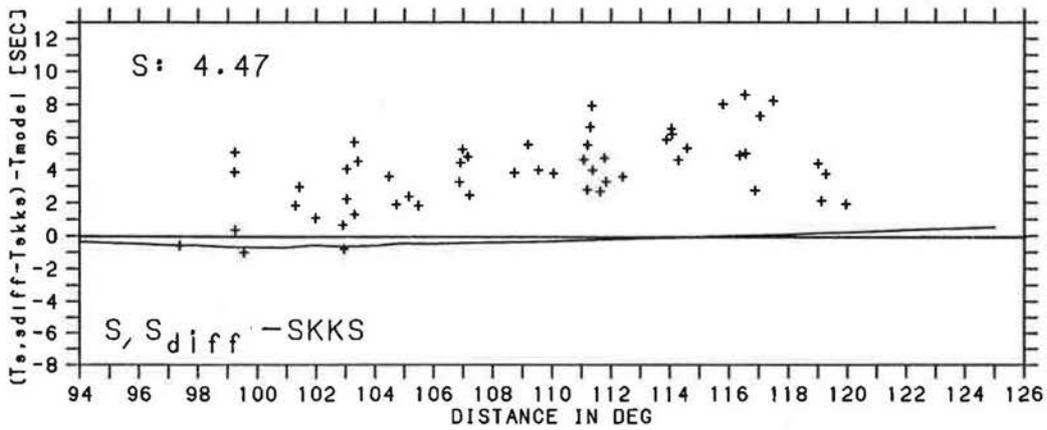
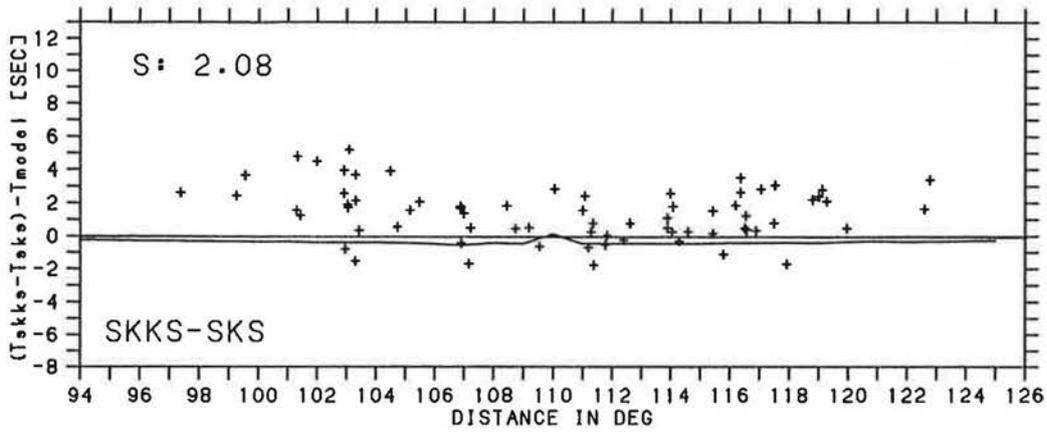


Abb. 5.1: S-Geschwindigkeitsperturbationen in % des Harvard-Modells gegenüber PREM; gezeigt wird nur der Ausschnitt, in dem die mit der GMI gefundenen Modelle (s. Abschnitt 3.4) liegen. Der Isolinienabstand beträgt wieder 0.5%. Die Modellparameter wurden an allen gezeigten Knotenpunkten berechnet.

nen immer wieder, daß durch die Beschränkung auf diese langperiodischen Terme der Kugelfunktionsentwicklung auch das weltweite langperiodische Verhalten der Heterogenitäten in der Erde trotz der in einigen Bereichen schlechten räumlichen Auflösung gut erfaßt werde. Durch dieses 3D-Modell der Erde wurde ein 2D-Schnitt von Tonga-Fiji nach Nordamerika (mittleres Azimut  $50^\circ$ ) entsprechend der mittleren durchgezogenen Linie in Abb. 2.16 gelegt. Um das Harvard-Modell mit den durch GMI gefundenen Modellen besser vergleichen zu können, zeigt Abb. 5.1 für den in Abschnitt 3.4 modellierten Bereich die S-Geschwindigkeitsperturbationen des Harvard-Modells gegenüber PREM. Bei der Berechnung von Laufzeiten und theoretischen Seismogrammen für das Harvard-Modell wurde allerdings das gesamte Modell bis in  $130^\circ$  berücksichtigt.

Abb. 5.2 zeigt die beobachteten Laufzeitdifferenzresiduen gegenüber dem Harvard-Modell; außerdem wurden die Residuen von



### HARVARD - MODEL

Abb. 5.2: Die beobachteten Laufzeitdifferenzen unter Annahme eines mittleren Herdes (s. Abb. 2.10), aufgetragen als Residuen mit der Standardabweichung  $S$  in sec gegenüber dem Harvard-Modell. Die nahe der Nulllinie liegende Kurve zeigt die Residuen von PREM gegenüber dem Harvard-Modell.

PREM gegenüber dem Harvard-Modell als Kurve eingezeichnet. Wegen der offensichtlichen Diskrepanz zwischen den Daten und dem Harvard-Modell wurde darauf verzichtet, die Effekte für die drei Herdregionen getrennt zu untersuchen; die gezeigten Daten entsprechen dem Datensatz unter Annahme eines mittleren Herdes (s. Abb. 2.10).

Wenn schon nicht die Laufzeitdifferenzen erklärt werden können, wundert es nicht, daß auch die Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS durch das Harvard-Modell (Abb. 5.3) nicht besser erklärt werden als mit PREM.

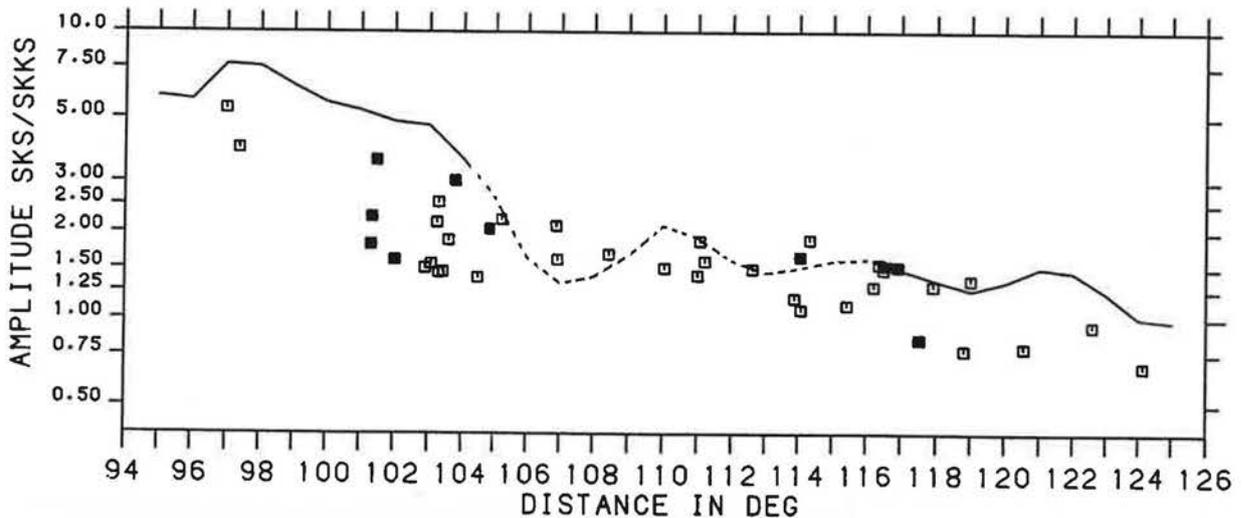


Abb. 5.3: Die beobachteten Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS und die theoretischen Werte nach Berechnung von Gauss-Beam-Seismogrammen für das Harvard-Modell.

Die beobachtete Diskrepanz liegt einerseits an der, bedingt durch die weltweite Stations- und Bebenverteilung, schlechten Auflösung des Harvard-Modells im unteren Mantel und an der KMG unterhalb des Pazifiks, und andererseits sind die geringen Abweichungen des Harvard-Modells (Abb. 5.1) gegenüber PREM sehr großräumig und wirken sich deshalb auf die untersuchten S-Phasen mehr oder weniger gleich aus. Die Ergebnisse der GMI-Rechnungen (s. Abb. 3.8, 3.11 und 3.14) sind Modelle mit wesentlich kurzwelligeren Perturbationen der Geschwindigkeiten gegenüber PREM, aber auch in ihrer großräumigen Geschwindig-

keitsstruktur zeigen diese Modelle deutliche Unterschiede zum Harvard-Modell.

Die Beobachtungen in anderen Azimuten von Tonga-Fiji aus (s. Abb. 2.8) und die Daten von weiteren Herdregionen (s. Anhang C) weisen darauf hin, daß ähnliche Geschwindigkeitsanomalien gegenüber PREM wie die Tonga-Fiji-Anomalie auch an anderen Stellen im Mantel zu vermuten sind. Das heißt, man muß weltweit mit einer wesentlich kurzwelligeren Verteilung von Geschwindigkeitsanomalien im unteren Mantel, in D" und an der KMG als im Harvard-Modell rechnen. Diese Ergebnisse schränken die Bedeutung von sehr langperiodischen Modellen der 3D-Geschwindigkeitsstruktur der Erde ein und relativieren so ihre seismologische und geodynamische Interpretierbarkeit.

Nach diesen Ergebnissen kann man auch annehmen, daß die von Grand (1987) vorgeschlagenen S-Geschwindigkeitsperturbationen von  $\pm 0.9\%$  gegenüber dem Jeffreys-Bullen-Modell (1940) im oberen Bereich des unteren Mantels unterhalb des nordamerikanischen Kontinents viel zu klein sind, um die Beobachtungen erklären zu können. Dies steht auch ganz im Einklang mit den allgemeinen Ergebnissen der GMI-Rechnungen, wo kein erfolgreiches Modell mit Geschwindigkeitsperturbationen ausschließlich auf den Strahlwegen der S-Phasen von der KMG zu den Stationen in Nordamerika gefunden werden konnte (s. Abschnitt 3.3.1).

## 6. ZUSAMMENFASSUNG UND BEWERTUNG DER ERGEBNISSE

Die Untersuchung der Laufzeitdifferenzen hat gezeigt, daß sich die beobachteten deutlichen Abweichungen gegenüber dem Standardmodell PREM nur mit einer lateral heterogenen Geschwindigkeitsverteilung erklären lassen. Es hat sich allerdings auch gezeigt, daß mehrere gültige Modelle zur Erklärung der Tonga-Fiji-Anomalie denkbar sind. Mit den beobachteten Laufzeitdifferenzen allein läßt sich diese Mehrdeutigkeit nicht auflösen. Die Hauptursache hierfür liegt in der Tatsache, daß alle verwendeten Phasen den unteren Mantel und den Bereich der KMG mehr oder weniger parallel und in einer Richtung durchlaufen. Dadurch wird die für eine tomographische Untersuchung nötige allseitige Durchleuchtung des zu untersuchenden Objektes kaum erfüllt, es existieren keine Informationen darüber, an welcher Stelle die Phasen entlang ihres Laufwegs (s. Abb. 3.2) die Anomalie passieren. Abhilfe käme von S-Phasen, die möglichst senkrecht zu den hier verwendeten durch die interessierende Region gelaufen sind. Dazu müßte man weitere S, S<sub>diff</sub>, SKS und SKKS Beobachtungen für Großkreise senkrecht zum untersuchten Profil (s. Abb. 2.16) und ScS und SS Beobachtungen entlang des untersuchten Profils auswerten können. Leider fallen beide Möglichkeiten wegen fehlender Daten auf Grund der ungünstigen Stationsverteilung im Pazifik weg.

Die drei gefundenen Modelltypen erklären die Daten leicht unterschiedlich. Dies erkennt man an den Standardabweichungen der Daten gegenüber den Modellkurven (s. Abb. 3.7, 3.13 und 3.15). Die Laufzeitdifferenzen S, S<sub>diff</sub>-SKS werden von allen drei Modelltypen gleich gut erklärt. Für die übrigen Laufzeitdifferenztypen sind die Standardabweichungen für die beiden Modelle S3M28 und S3M31 um 8% bzw. 15% kleiner als für das Modell S3M2. Da aber alle Standardabweichungen für Modell S3M2 innerhalb der diskutierten Ablesefehler (s. Abschnitt 2.3) von  $\pm 2$  sec liegen, sind sie nur ein schwaches Argument gegen Modell S3M2. Mit kinematischen Gründen allein kann also keiner der Modelltypen als mögliche Erklärung der Tonga-Fiji-Anomalie ausgeschlossen werden.

Als weiteres Argument zur besseren Unterscheidung zwischen den Modellen bot sich die Interpretation der Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS an. Auch an diesen Daten werden deutliche Abweichungen gegenüber PREM beobachtet. Besonders für Entfernungen von  $100^\circ$  bis  $107^\circ$  werden zu niedrige Amplitudenverhältnisse gemessen, im gleichen Entfernungsbereich also, in dem auch die SKKS-SKS Laufzeitdifferenzen die größten Abweichungen gegenüber PREM zeigen. Beide Phänomene wären durch eine Verfrühung bzw. Defokussierung von SKS oder aber durch eine Verzögerung bzw. Fokussierung von SKKS zu erklären. Alle drei Modelle weisen gegenüber dem Startmodell PREM beide Effekte gleichzeitig auf. Die gefundenen Geschwindigkeitsperturbationen erklären zwar die Laufzeitdifferenzen sehr gut, scheinen aber zu klein zu sein, um auch die Amplitudenverhältnisse zu bestätigen.

Die Berechnung der Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS ist allerdings zum Teil problematisch. Man kann nämlich mit der Methode der Gauss-Beams als einer aus der Strahlentheorie stammenden Methode nicht die wellenseismischen Phänomene von diffraktierten Phasen wie  $SP_{\text{diffKS}}$  und  $SKP_{\text{diffS}}$  berechnen. Dieser Effekt steckt aber in den gemessenen Amplitudenverhältnissen, die sich daher im Entfernungsbereich von  $104^\circ$  bis  $117^\circ$  nicht mit den Amplitudenverhältnissen aus den Gauss-Beam-Rechnungen vergleichen lassen. Trotzdem kann auf Grund der Amplitudenverhältnisse Modell S3M28 als Modell (s. Abb. 4.3b) für die Tonga-Fiji-Anomalie ausgeschlossen werden, denn die Amplitudenverhältnisse bis in  $104^\circ$  stimmen mit den Beobachtungen überhaupt nicht überein.

Die Gauss-Beam-Rechnungen haben noch einen anderen Effekt gezeigt, der sich gleichfalls nicht mit den Beobachtungen vereinbaren läßt. Auf Grund der niedrigen Geschwindigkeiten entlang des Laufwegs von S wird für diese Phase der Beginn des strahlenseismischen Kernschattens bei allen drei Modellen (s. Abb. 4.2a, 4.3a und 4.4a) deutlich in größere Entfernungen geschoben. Dieser Effekt fällt deshalb besonders auf, weil die hier berechnete SV-Komponente im Gegensatz zur SH-Komponente

von  $S_{diff}$  an der KMG sehr stark gedämpft wird und normalerweise schon kurz hinter dem Schattenpunkt nicht mehr beobachtet werden kann. Für das untersuchte Profil von Tonga-Fiji nach Nordamerika konnte in den Daten bisher keine Verschiebung des Schattenpunktes gegenüber den bekannten radialsymmetrischen Erdmodellen für die SV-Komponente beobachtet werden. Aus diesen Gründen sprechen die Ergebnisse der Gauss-Beam-Rechnungen gegen die Modelle S3M2 und S3M28 als mögliche Modelltypen für die Tonga-Fiji-Anomalie. Für Modell S3M31 sind die theoretischen Seismogramme für  $S_{diff}$  noch am ehesten mit den Beobachtungen zu vereinbaren und die Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS (s. Abb. 4.4b) werden wenigstens nicht schlechter als mit PREM erklärt.

Fassen wir also die Resultate für die drei Modelltypen zusammen:

Modell S3M2 (s. Abb. 3.8):

Die Laufzeitdaten werden durch eine lateral heterogene Zone auf den Laufwegen der S-Phasen von der Herdregion zur KMG erklärt. Dieses Modell zeigt eine deutliche, aber in den Daten nicht beobachtbare Verschiebung des Kernschattens in Seismogrammen der SV-Komponente, und die Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS werden nicht besser als mit PREM erklärt. Außerdem erklärt S3M2 die Laufzeitdifferenzen etwas schlechter als die beiden anderen Modelle.

Modell S3M28 (s. Abb. 3.11):

Die Laufzeitdifferenzen werden bei Berücksichtigung der Standardabweichungen von diesem Modell am besten erklärt. S3M28 hat sowohl ober- als auch unterhalb der KMG Geschwindigkeitsanomalien. Auch dieses Modell verschiebt den Kernschatten wie Modell S3M2 deutlich in größere Entfernungen, und außerdem stehen die Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS in krassem Widerspruch zu den Beobachtungen. Das Modell S3M28 erklärt die

Laufzeitdifferenzen weniger mit S-Geschwindigkeitsperturbationen auf dem Laufweg von  $S, S_{diff}$ , sondern eher mit P-Geschwindigkeitsperturbationen auf dem Laufweg von SKS und SKKS in den obersten 200 km des äußeren Erdkerns. Vor allem die um 4.2% erniedrigten Geschwindigkeiten unterhalb der KMG im Reflexionsbereich von SKKS führen zu einer deutlichen Verspätung von S3KS (s. Abb. 2.1) gegenüber SKKS. Dies ist an der Impulsverformung von SKKS in  $120^\circ$  bis  $125^\circ$  zu erkennen (s. Abb. 4.3a). Beobachtungen von SKKS in Nordamerika sprechen allerdings gegen diese Separation von S3KS bereits in dieser Epizentraldistanz (Schweitzer, 1984 und Schweitzer und Müller, 1986). Alle diese Gründe sprechen gegen S3M28 als Erklärungsmodell für die Tonga-Fiji-Anomalie.

Modell S3M31 (s. Abb. 3.14):

Hier werden die Laufzeitdifferenzen mit S-Geschwindigkeitsperturbationen in den untersten 900km des Mantels erklärt. Die Anpassung an die Daten ist nicht ganz so gut wie mit Modell S3M28, aber die Probleme mit S3KS treten hier nicht auf. Die Berechnung von theoretischen Seismogrammen hat gezeigt, daß bei diesem Modell der Kernschatten nur leicht verschoben wird und die Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS ergeben sich ähnlich wie im Modell S3M2 und für PREM. Trotz verbleibender Diskrepanz zu den Daten ist S3M31 das Modell, das allen vorliegenden Beobachtungen am nächsten kommt. Die S-Geschwindigkeitsperturbationen gegenüber PREM liegen zwischen +2.0% und -2.4%, dominiert von einer großräumigen Niedriggeschwindigkeitsanomalie auf dem Laufweg von  $S, S_{diff}$ .

Die in Kapitel 5 diskutierte Diskrepanz zwischen den Daten und dem 3D-Erdmodell der Harvard-Gruppe kann vor allem mit der schlechten Auflösung des Harvard-Modells im gesamten pazifischen Raum begründet werden. Doch die prinzipiellen Unterschiede zwischen Modell S3M31 (s. Abb. 3.14), welches die Laufzeitdaten erklärt, und dem Harvard-Modell (s. Abb 5.1), welches diese Daten nicht erklärt, legen es nahe, das Harvard-

Modell auch an anderen Stellen mit detaillierteren Untersuchungen zu überprüfen.

Abschließend bleibt noch zu überlegen, ob nach den bei dieser Untersuchung gemachten Erfahrungen nicht doch noch Möglichkeiten bestehen, ein eindeutigeres Modell für die Tonga-Fiji-Anomalie zu finden. Neben einer weitergehenden Datensuche mit dem Ziel, die lokalen Unterschiede zwischen den einzelnen Herdgebieten besser zu erfassen, käme auch noch eine systematischere Untersuchung der Amplitudendaten in Betracht. Hier wäre vor allem interessant, die durch die Tonga-Fiji-Anomalie erzeugten Effekte auf das Amplitudenverhalten von  $SV_{diff}$ , aber auch von  $SH_{diff}$  genauer zu untersuchen. In diesem Zusammenhang ist auch interessant, daß Untersuchungen zu regionalen Unterschieden des Strahlparameters von  $S_{diff}$  bisher keine Hinweise auf die Tonga-Fiji-Anomalie gebracht haben (Bolt und Niazi, 1984; Wysession und Okal, 1988). Amplitudenuntersuchungen ließen sich allerdings erst angehen, wenn es möglich würde, exakte theoretische Seismogramme für lateral heterogene Erdmodelle, mit all ihren wellenseismischen Phänomenen zu berechnen, und damit erheblich über die Möglichkeiten, die die Gauss-Beam-Methode bietet, hinauszugehen.

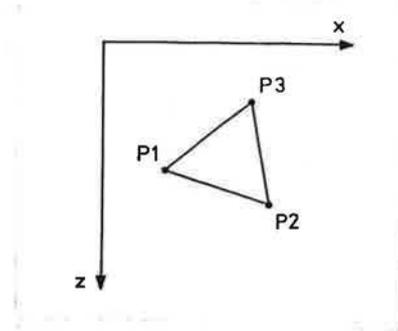
An der generellen Problematik, daß die Tonga-Fiji-Anomalie auf Grund der Beben- und Stationsverteilung tomographisch nicht besser aufgelöst werden kann, wird sich allerdings nichts ändern. Somit bleibt als Fazit, daß man die Unsicherheiten bei der Modellierung dieser Anomalie wohl recht lange wird hinnehmen müssen. Bis sich daran etwas ändert, wird die Tonga-Fiji-Anomalie für die S-Phasen S,  $S_{diff}$ , SKS und SKKS am besten mit einer Struktur wie S3M31 modelliert.

ANHANG A

BERECHNUNG DER PARTIELLEN ABLEITUNGEN DER LAUFZEIT NACH DER  
GESCHWINDIGKEIT IN EINEM DREIECK MIT LINEAREM GESCHWIN-  
DIGKEITSGESETZ

A.1 Allgemeiner Fall:

In dem Dreieck mit den Knotenpunkten  $P_i(x_i, z_i)$ ,  $i = 1, 2, 3$ , sei die seismische Geschwindigkeit  $v_i$  jeweils an den Knotenpunkten gegeben. Die Geschwindigkeit innerhalb des Dreiecks sei



$$v(x, z) = a + b \cdot x + c \cdot z \quad . \quad (A-1)$$

In diesem Fall ist das Raytracing bekannterweise (s. z.B. Müller, 1986) analytisch zu lösen und einfach zu programmieren. Die Faktoren  $a$ ,  $b$  und  $c$  lassen sich aus

$$v_i = a + b \cdot x_i + c \cdot z_i \quad (A-2)$$

berechnen, und es gilt:

$$\begin{aligned} a &= v_1 - b \cdot x_1 - c \cdot z_1 && \text{oder} \\ a &= v_2 - b \cdot x_2 - c \cdot z_2 && \text{oder} \\ a &= v_3 - b \cdot x_3 - c \cdot z_3 \end{aligned} \quad (A-3)$$

$$b = \frac{V_1 - V_2 - c \cdot \delta z_1}{\delta x_1} \quad \text{oder}$$

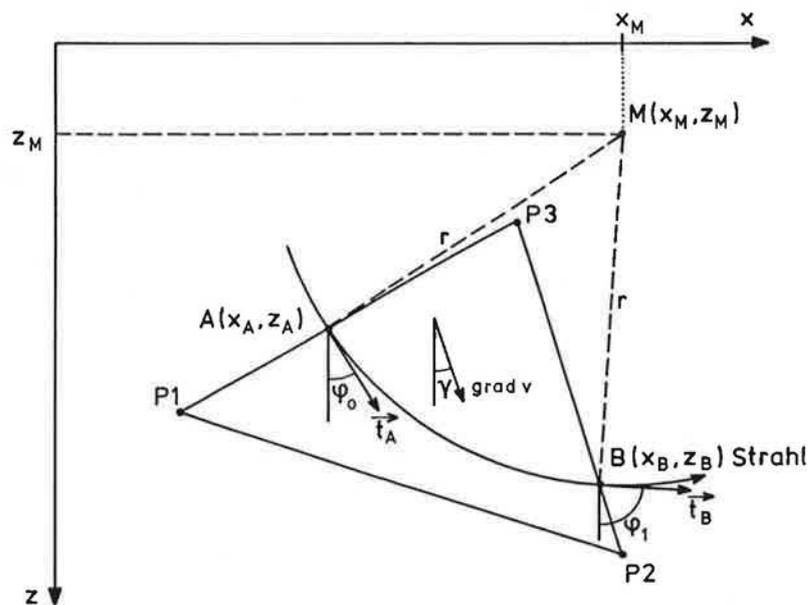
$$b = \frac{V_2 - V_3 - c \cdot \delta z_2}{\delta x_2} \quad \text{oder} \quad (\text{A-4})$$

$$b = \frac{V_3 - V_1 - c \cdot \delta z_3}{\delta x_3}$$

$$c = \frac{V_1 \cdot \delta x_2 + V_2 \cdot \delta x_3 + V_3 \cdot \delta x_1}{d} \quad (\text{A-5})$$

mit

$$\begin{aligned} \delta x_1 &= x_1 - x_2 & \delta z_1 &= z_1 - z_2 \\ \delta x_2 &= x_2 - x_3 & \delta z_2 &= z_2 - z_3 \\ \delta x_3 &= x_3 - x_1 & \delta z_3 &= z_3 - z_1 \end{aligned} \quad d = z_1 \cdot \delta x_1 + z_2 \cdot \delta x_3 + z_3 \cdot \delta x_1 \quad (\text{A-6})$$



Für den Gradienten der Geschwindigkeit  $v(x, z)$  im Dreieck und die Tangentenvektoren des Strahls in den Punkten A und B gilt:

$$\begin{aligned} \text{grad } v &= (b, c) & |\text{grad } v| &= (b^2+c^2)^{1/2} \\ \vec{t}_A &= (\sin\varphi_0, \cos\varphi_0) & \vec{t}_B &= (\sin\varphi_1, \cos\varphi_1) \end{aligned} \quad (\text{A-7})$$

Für den Winkel  $\gamma$  zwischen der z-Achse und grad v gilt:

$$\gamma = \arctan \frac{b}{c} \quad \cos \gamma = \frac{c}{(b^2+c^2)^{1/2}} \quad \sin \gamma = \frac{b}{(b^2+c^2)^{1/2}} \quad (\text{A-8})$$

Bei einem linearen Geschwindigkeitsgesetz ist der Strahlweg ein Kreisbogen mit dem Mittelpunkt  $M(x_M, z_M)$  und der Parameterdarstellung:

$$\begin{aligned} x &= x_M - r \cdot \cos \varphi_0 \\ z &= z_M + r \cdot \sin \varphi_0 \end{aligned} \quad (\text{A-9})$$

Wenn der Winkel  $\varphi_0$  zwischen der Strahltangente  $\vec{t}_A$  und der Vertikalen in  $A(x_A, z_A, v_A)$  bekannt ist, gilt für den Radius und den Mittelpunkt des Kreisbogens:

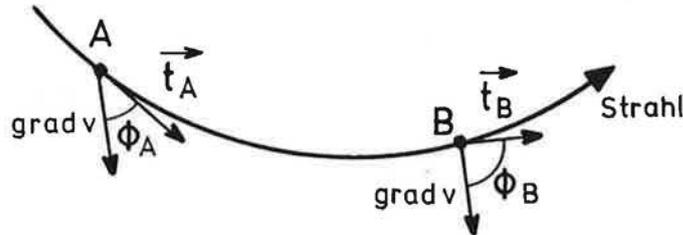
$$r = \frac{v_A}{c \cdot \sin \varphi_0 - b \cos \varphi_0}$$

$$\begin{aligned} x_M &= x_A + r \cdot \cos \varphi_0 \\ z_M &= z_A - r \cdot \sin \varphi_0 \end{aligned} \quad (\text{A-10})$$

Der Austrittspunkt  $B(x_B, y_B, v_B)$  des Strahls läßt sich als Schnittpunkt des Kreisbogens mit einer der Dreiecksseiten berechnen. Für die Laufzeit durch das Dreieck gilt:

$$T = \frac{1}{(b^2+c^2)^{1/2}} \ln \frac{\tan \frac{\phi_B}{2}}{\tan \frac{\phi_A}{2}} \quad (\text{A-11})$$

mit  $\phi_A = \psi_0 - \gamma$  und  $\phi_B = \psi_1 - \gamma$ , also jeweils dem Winkel zwischen den Strahl tangentialen  $\vec{t}_A$  und  $\vec{t}_B$  und  $\text{grad } v$ .



Eine Perturbation der Geschwindigkeit an den Eckpunkten  $P_i$  führt zu der Perturbation der Geschwindigkeit im Dreieck:

$$v + \delta v = a + \delta a + (b + \delta b) \cdot x + (c + \delta c) \cdot z$$

und daraus folgt mit (A-2)

$$\delta v = \delta a + \delta b \cdot x + \delta c \cdot z \quad . \quad (\text{A-12})$$

Für die Perturbation der Parameter des linearen Geschwindigkeitsgesetzes gilt:

$$\delta a = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial a}{\partial v_i} \cdot \delta v_i$$

$$\delta b = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial b}{\partial v_i} \cdot \delta v_i$$

$$\delta c = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial c}{\partial v_i} \cdot \delta v_i$$

(A-13)

Für die partiellen Ableitungen  $\frac{\partial}{\partial v_i}$  gilt mit (A-3), (A-4), (A-5) und (A-6):

$$\begin{aligned} \frac{\partial a}{\partial v_1} &= \frac{x_2 \cdot \delta z_2 - z_2 \cdot \delta x_2}{d} & \frac{\partial b}{\partial v_1} &= -\frac{\delta z_2}{d} & \frac{\partial c}{\partial v_1} &= \frac{\delta x_2}{d} \\ \frac{\partial a}{\partial v_2} &= \frac{x_3 \cdot \delta z_3 - z_3 \cdot \delta x_3}{d} & \frac{\partial b}{\partial v_2} &= -\frac{\delta z_3}{d} & \frac{\partial c}{\partial v_2} &= \frac{\delta x_3}{d} \\ \frac{\partial a}{\partial v_3} &= \frac{x_1 \cdot \delta z_1 - z_1 \cdot \delta x_1}{d} & \frac{\partial b}{\partial v_3} &= -\frac{\delta z_1}{d} & \frac{\partial c}{\partial v_3} &= \frac{\delta x_1}{d} \end{aligned} \quad (\text{A-14})$$

Es werden folgende Abkürzungen verwendet:

$$\frac{\partial a}{\partial v_i} = a'_i \quad \frac{\partial b}{\partial v_i} = b'_i \quad \frac{\partial c}{\partial v_i} = c'_i \quad (\text{A-15})$$

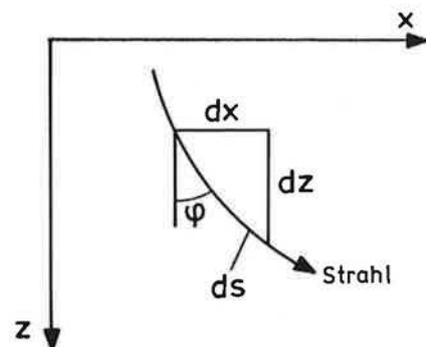
Im Folgenden wird nun die Laufzeitperturbation  $\delta T$  eines beliebigen seismischen Strahls durch das Dreieck auf Grund einer Geschwindigkeitsperturbation  $\delta v$  in (A-12) berechnet und dann werden (A-13), (A-14) und (A-15) eingesetzt, um die partielle Ableitung zu berechnen.

Für die Laufzeitperturbation  $\delta T$  durch eine Perturbation der Geschwindigkeit im Dreieck gilt:

$$\delta T = - \int_A^B \frac{\delta v}{v^2} ds \quad (\text{A-16})$$

Dabei wird entlang des Strahlwegs im unperturbierten Dreieck integriert. Es gilt:

$$\frac{ds}{v} = \frac{d\varphi}{c \cdot \sin\varphi - b \cdot \cos\varphi} \quad (\text{A-17})$$



Mit (A-1), (A-9) und (A-17) kann man (A-16) folgendermaßen schreiben:

$$\delta T = - \int_{\varphi_0}^{\varphi_1} \frac{(\delta a + \delta b(x_M - r \cdot \cos \varphi) + \delta c(z_M + r \cdot \sin \varphi)) d\varphi}{(a + b(x_M - r \cdot \cos \varphi) + c(z_M + r \cdot \sin \varphi))(c \sin \varphi - b \cdot \cos \varphi)} \quad (\text{A-18})$$

Für den Mittelpunkt  $M(x_M, z_M)$  gilt:

$$v_M = a + b \cdot x_M + c \cdot z_M = 0 \quad (\text{A-19})$$

und damit wird aus (A-18)

$$\delta T = - \frac{1}{r} \int_{\varphi_0}^{\varphi_1} \frac{\delta a + \delta b x_M + \delta c \cdot z_M - r \cdot \delta b \cdot \cos \varphi + r \cdot \delta c \cdot \sin \varphi}{(c \cdot \sin \varphi - b \cdot \cos \varphi)^2} d\varphi \quad (\text{A-20})$$

Dieser Term läßt sich in drei Integrale aufspalten.

$$\begin{aligned} \delta T = & - \frac{\delta a + \delta b x_M + \delta c \cdot z_M}{r} \underbrace{\int_{\varphi_0}^{\varphi_1} \frac{d\varphi}{(c \cdot \sin \varphi - b \cdot \cos \varphi)^2}}_{I_1} \\ & + \delta b \underbrace{\int_{\varphi_0}^{\varphi_1} \frac{\cos \varphi d\varphi}{(c \cdot \sin \varphi - b \cdot \cos \varphi)^2}}_{I_2} \\ & - \delta c \underbrace{\int_{\varphi_0}^{\varphi_1} \frac{\sin \varphi d\varphi}{(c \cdot \sin \varphi - b \cdot \cos \varphi)^2}}_{I_3} \end{aligned} \quad (\text{A-21})$$

Die Integrale  $I_1$ ,  $I_2$ , und  $I_3$  lassen sich nach Einsetzen von (A-8) lösen.

$$\begin{aligned}
 I_1 &= \frac{1}{b^2+c^2} \int_{\varphi_0}^{\varphi_1} \frac{d\varphi}{(\cos\gamma \cdot \sin\varphi - \sin\gamma \cdot \cos\varphi)^2} = \frac{1}{(b^2+c^2)} \left[ \cot(\varphi_0-\gamma) - \cot(\varphi_1-\gamma) \right] \\
 I_2 &= \frac{1}{b^2+c^2} \int_{\varphi_0}^{\varphi_1} \frac{\cos\varphi d\varphi}{(\cos\gamma \cdot \sin\varphi - \sin\gamma \cdot \cos\varphi)^2} = \frac{c}{(b^2+c^2)^{3/2}} \left( \frac{1}{\sin(\varphi_0-\gamma)} - \frac{1}{\sin(\varphi_1-\gamma)} \right) \\
 &\quad + \frac{b}{(b^2+c^2)^{3/2}} \cdot \ln \left( \tan \frac{\varphi_0-\gamma}{2} / \tan \frac{\varphi_1-\gamma}{2} \right) \quad (A-22) \\
 I_3 &= \frac{1}{b^2+c^2} \int_{\varphi_0}^{\varphi_1} \frac{\sin\varphi d\varphi}{(\cos\gamma \cdot \sin\varphi - \sin\gamma \cdot \cos\varphi)^2} = \frac{b}{(b^2+c^2)^{3/2}} \left( \frac{1}{\sin(\varphi_0-\gamma)} - \frac{1}{\sin(\varphi_1-\gamma)} \right) \\
 &\quad - \frac{c}{(b^2+c^2)^{3/2}} \cdot \ln \left( \tan \frac{\varphi_0-\gamma}{2} / \tan \frac{\varphi_1-\gamma}{2} \right)
 \end{aligned}$$

Unter Berücksichtigung von (A-11) vereinfacht sich (A-22):

$$\begin{aligned}
 I_1 &= \frac{1}{(b^2+c^2)} \left( \cot \varphi_0 - \cot \phi_B \right) \\
 I_2 &= \frac{c}{(b^2+c^2)^{3/2}} \left( \frac{1}{\sin \phi_A} - \frac{1}{\sin \phi_B} \right) - \frac{b}{(b^2+c^2)} \cdot T \quad (A-23) \\
 I_3 &= \frac{b}{(b^2+c^2)^{3/2}} \left( \frac{1}{\sin \phi_A} - \frac{1}{\sin \phi_B} \right) + \frac{c}{(b^2+c^2)} \cdot T
 \end{aligned}$$

Für die gesamte Variation (A-21) der Laufzeit gilt dann mit (A-23):

$$\begin{aligned}
 \delta T = & - \frac{\delta a + \delta b \cdot x_M + \delta c \cdot z_M}{r (b^2 + c^2)} (\cot \phi_A - \cot \phi_B) \\
 & + \frac{\delta b \cdot c - \delta c \cdot b}{(b^2 + c^2)^{3/2}} \left( \frac{1}{\sin \phi_A} - \frac{1}{\sin \phi_B} \right) \\
 & - \frac{\delta b \cdot b + \delta c \cdot c}{(b^2 + c^2)} \cdot T
 \end{aligned} \tag{A-24}$$

Mit (A-7), (A-8), (A-10) kann man zeigen, daß gilt:

$$\begin{aligned}
 \sin \phi_A &= \frac{V_A}{r (b^2 + c^2)^{1/2}} & \sin \phi_B &= \frac{V_B}{r (b^2 + c^2)^{1/2}} \\
 \cot \phi_A &= \frac{\cos \phi_A}{V_A} \cdot r \cdot (b^2 + c^2)^{1/2} \\
 \cot \phi_B &= \frac{\cos \phi_B}{V_B} \cdot r \cdot (b^2 + c^2)^{1/2}
 \end{aligned} \tag{A-25}$$

Durch entsprechendes Einsetzen von (A-13), (A-14) und (A-15) und (A-25) kann man aus (A-24) nun die partiellen Ableitungen  $\frac{\partial T}{\partial v_i}$  berechnen:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial T}{\partial v_i} = & \left( \frac{1}{V_A} - \frac{1}{V_B} \right) \cdot \frac{(b'_i \cdot c - c'_i \cdot b)}{(b^2 + c^2)} \cdot r \\
 & - \left( \frac{\cos \phi_A}{V_A} - \frac{\cos \phi_B}{V_B} \right) \cdot \frac{(a'_i + b'_i \cdot x_M + c'_i \cdot z_M)}{(b^2 + c^2)^{1/2}} \\
 & - \frac{(b \cdot b'_i + c \cdot c'_i)}{(b^2 + c^2)} \cdot T
 \end{aligned} \tag{A-26}$$

A.2 Strahlwege parallel oder antiparallel zum Geschwindigkeitsgradienten

Wenn der Strahl parallel oder antiparallel zum Geschwindigkeitsgradienten durch das Dreieck läuft, gilt für die Laufzeit durch das Dreieck:

$$T = \frac{1}{(b^2 + c^2)^{1/2}} \cdot \left| \ln \left( \frac{V_B}{V_A} \right) \right| \quad (\text{A-27})$$

Jetzt lassen sich die partiellen Ableitungen durch Differentiation berechnen:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial v_i} = & \left( \frac{(a_i + b_i' x_B + c_i' z_B)}{V_B} - \frac{(a_i + b_i' x_A + c_i' z_A)}{V_A} \right) \cdot \frac{1}{(b^2 + c^2)^{1/2}} \\ & - \frac{(b \cdot b_i' + c \cdot c_i')}{(b^2 + c^2)} \cdot T \end{aligned} \quad (\text{A-28})$$

A.3 Konstante Geschwindigkeit im Dreieck

Hier gilt für die Gesamtlaufzeit:

$$T = \sqrt{(x_B - x_A)^2 + (z_B - z_A)^2} \cdot \frac{1}{V} \quad (\text{A-29})$$

und für die partielle Ableitung:

$$\frac{\partial T}{\partial v} = - \frac{\sqrt{(x_B - x_A)^2 + (z_B - z_A)^2}}{V^2} = - \frac{1}{V} \cdot T$$

Es sollen die Ableitungen nach  $v_i$  berechnet werden; deshalb wird in einer ersten Näherung die gesamte Variation der Laufzeit gleichmäßig auf die drei Punkte verteilt:

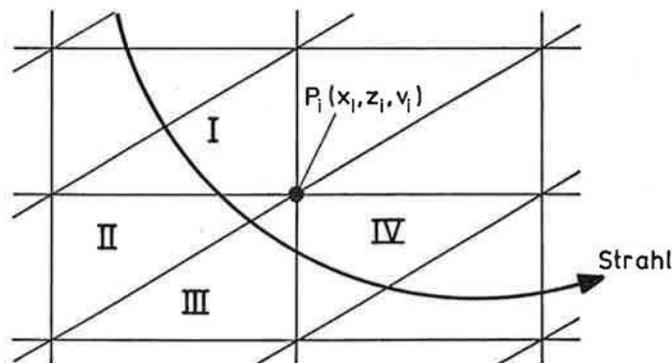
$$\frac{\partial T}{\partial v_i} = - \frac{T}{3 \cdot v_i} \quad (\text{A-30})$$

A.4 Spezialfall von Dreiecken, in denen der Strahl an einer Kante entlang diffraktiert wird

Für den Fall der Diffraktion eines Strahls entlang einer oder mehrerer Dreiecksseiten wie bei  $S_{\text{diff}}$  sind eine Reihe von Fallunterscheidungen und Kombinationen der Terme (A-26), (A-28) und (A-30) notwendig. Die entsprechenden Formeln werden hier aus Platzgründen weggelassen.

A.5 Die partiellen Ableitungen bei mehreren Dreiecken und die angebrachte Normierung

Die Geschwindigkeitsperturbation an einem Knotenpunkt wirkt sich auf mehrere Dreiecke aus:



Wenn I, II, ... die einzelnen Dreiecke bezeichnet, gilt:

$$\frac{\partial T}{\partial v_i} = \left( \frac{\partial T}{\partial v_i} \Big|_{\text{I}} + \frac{\partial T}{\partial v_i} \Big|_{\text{II}} + \dots \right) \quad (\text{A-31})$$

Die Geschwindigkeitsperturbationen in dieser Untersuchung sollen immer als Änderung in Prozent der Geschwindigkeit des Ausgangsmodells berechnet werden und müssen deshalb auf 1% Ge-

schwindigkeitsperturbation normiert werden. Für die gesamte Perturbation der Laufzeit gilt:

$$\delta T_{\text{Strahl}} = \sum_{i=1}^m \frac{\partial T}{\partial v_i} \cdot \delta v_i \quad (\text{A-32})$$

Durch Erweitern mit  $v_i/100$  erhält man:

$$\delta T_{\text{Strahl}} = \sum_{i=1}^m \underbrace{\frac{\partial T}{\partial v_i} \cdot \frac{v_i}{100}}_{\text{I}} \cdot \underbrace{\frac{\delta v_i}{v_i} \cdot 100}_{\text{II}} \quad (\text{A-33})$$

mit den modifizierten partiellen Ableitungen (I) in sec/prozentuale Geschwindigkeitsänderung und den gesuchten Geschwindigkeitsperturbationen (II) in Prozent der ursprünglichen Geschwindigkeiten.

Die so modifizierten partiellen Ableitungen wurden dann bei der generalisierten Matrixinversion verwendet.

ANHANG B

DIE BEOBACHTETEN LAUFZEITDIFFERENZEN

Alle abgelesenen Laufzeitdifferenzen, d.h. alle Laufzeitdifferenzen, die in Abb. 2.5 zu sehen sind, werden hier aufgelistet, getrennt nach Laufzeitdifferenz-Typ und Beben (siehe Tabelle 2.1). Angegeben wird jeweils der internationale Stationscode, die Epizentraldistanz der Station, das Azimut vom Herd zur Station, die beobachtete Laufzeitdifferenz (DT-Obs), die Herdtiefenkorrektur ( $H_0$ -Kor), die theoretische Laufzeitdifferenz für PREM (DT-PREM), das aus diesen Angaben berechnete Residuum gegenüber PREM

$$\text{Residuum} = (\text{DT-Obs}) + (H_0\text{-Kor}) - (\text{DT-PREM})$$

und eventuelle Bemerkungen. Bei mehr als einer Ablesung je Station wird hier die jeweils verwendete Seismogramm-Komponente angegeben, wobei die Angabe von NS/EW bedeutet, daß beide Phasen auf jeweils verschiedenen Horizontalkomponenten abgelesen wurden. Für Beben 23 ist jeweils angegeben, zu welchem Seismometernetz die Station gehört. Die wenigen IP-Ablesungen sind immer gekennzeichnet. Beben 6 bestand aus mehreren Stößen (Sasatani, 1980), deshalb konnte bei zwei Stationen (NDI und SCP) auch ein zweiter Stoß ausgewertet werden.

Station	Delta (deg)	Azimut (deg)	DT-Obs (sec)	H <sub>0</sub> -Kor (sec)	DT-PREM (sec)	Residuum (sec)	Bemer- kungen
---------	----------------	-----------------	-----------------	------------------------------	------------------	-------------------	------------------

B.1. Die Laufzeitdifferenzen SKKS-SKS

Für Beben: 1

ARE	100.76	111.	39.1	-.42	34.92	3.8	
ATL	103.04	59.	42.8	-.44	40.12	2.3	EW
ATL	103.04	59.	42.7	-.44	40.12	2.1	NS
BEC	119.27	62.	87.2	-.48	84.26	2.5	
BLA	106.91	56.	50.2	-.46	49.56	.1	
BOG	105.35	90.	47.6	-.45	45.66	1.5	
CAR	113.75	86.	67.1	-.48	67.97	-1.4	EW
CAR	113.75	86.	65.5	-.48	67.97	-2.9	NS
FLO	99.55	52.	36.7	-.41	32.29	4.0	
HAL	119.96	48.	87.7	-.48	86.38	.8	
LAH	113.18	297.	68.9	-.48	66.35	2.0	
LND	107.22	50.	51.8	-.46	50.35	1.0	
LPA	103.32	133.	42.5	-.44	40.77	1.3	EW
LPA	103.32	133.	42.1	-.44	40.77	.9	NS
NDI	110.31	295.	59.1	-.47	58.45	.2	
OTT	111.37	47.	60.5	-.47	61.33	-1.3	
QUE	119.36	295.	85.3	-.48	84.53	.3	
QUI	99.69	93.	34.6	-.41	32.59	1.5	
SCB	108.72	49.	55.6	-.46	54.23	.9	
SCH	116.88	37.	78.3	-.48	77.06	.8	
SHA	99.26	61.	34.8	-.41	31.67	2.8	
TRN	119.05	87.	81.8	-.48	83.58	-2.3	EW
TRN	119.05	87.	81.7	-.48	83.58	-2.4	NS

Für Beben: 2

ANT	97.61	119.	35.5	-.87	28.24	6.4	
ARE	99.86	112.	38.1	-.90	32.96	4.3	
ATL	105.16	60.	48.1	-.96	45.20	2.0	
BLA	109.18	57.	57.3	-.99	55.43	.9	
BOG	105.71	91.	49.3	-.96	46.55	1.8	
CAR	114.33	88.	73.4	-1.02	69.62	2.7	EW
CAR	114.33	88.	72.7	-1.02	69.62	2.1	NS
FLO	101.98	53.	43.5	-.93	37.67	4.9	
LPB	102.75	113.	43.2	-.94	39.44	2.9	
NNA	96.95	106.	31.9	-.85	26.92	4.2	
OGD	114.29	53.	70.7	-1.02	69.51	.2	
OXF	101.43	57.	38.9	-.92	36.42	1.6	
QUE	120.43	293.	88.0	-1.04	87.83	-.9	
QUI	99.86	94.	38.7	-.90	32.96	4.9	
SCB	111.28	50.	62.8	-1.00	61.08	.7	
SFA	117.49	47.	81.1	-1.03	78.88	1.2	

Station	Delta (deg)	Azimut (deg)	DT-Obs (sec)	H <sub>0</sub> -Kor (sec)	DT-PREM (sec)	Residuum (sec)	Bemer- kungen
---------	----------------	-----------------	-----------------	------------------------------	------------------	-------------------	------------------

SHA	101.29	61.	38.9	-.91	36.11	1.9	
SJG	117.23	80.	77.9	-1.03	78.10	-1.2	NS
SJG	117.23	80.	77.5	-1.03	78.10	-1.6	EW
TRN	119.54	89.	83.7	-1.04	85.09	-2.4	

Für Beben: 3

ARE	99.90	112.	39.9	-.71	33.04	6.1	
BHP	102.10	85.	45.2	-.73	37.94	6.5	
CAR	114.40	88.	70.8	-.81	69.82	.2	
FBC	117.90	28.	80.9	-.82	80.10	.0	
KBS	121.90	357.	95.4	-.83	92.42	2.2	
KOD	106.00	275.	48.6	-.77	47.27	.6	
LPA	101.20	134.	39.6	-.72	35.91	3.0	
NDI	111.40	294.	61.3	-.80	61.41	-.9	
NOR	119.00	3.	85.8	-.82	83.43	1.5	
POO	111.80	282.	63.9	-.80	62.51	.6	
SFA	117.53	47.	83.3	-.82	79.00	3.5	
SHA	101.32	61.	42.1	-.72	36.18	5.2	
SJG	117.30	80.	79.9	-.82	78.31	.8	
TRN	119.60	90.	84.0	-.82	85.27	-2.1	

Für Beben: 4

ARE	101.02	113.	38.5	-1.27	35.50	1.7	EW
ARE	101.02	113.	38.5	-1.27	35.50	1.7	NS
BHP	104.12	86.	49.4	-1.32	42.67	5.5	
CAR	116.32	89.	80.4	-1.43	75.40	3.5	EW
CAR	116.32	89.	80.4	-1.43	75.40	3.5	NS
GRM	118.27	206.	80.2	-1.43	81.21	-2.5	
KOD	104.23	275.	44.1	-1.32	42.94	-.1	EW
KOD	104.23	275.	44.5	-1.32	42.94	.3	NS
NDI	110.25	293.	63.0	-1.39	58.29	3.3	
POO	110.29	282.	59.0	-1.39	58.40	-.8	
PRE	123.99	212.	100.3	-1.44	99.08	-.3	EW
PRE	123.99	212.	101.5	-1.44	99.08	1.0	NS
QUE	119.29	293.	83.7	-1.44	84.32	-2.1	
QUI	101.66	95.	44.3	-1.28	36.94	6.1	
SJG	119.41	81.	84.4	-1.44	84.69	-1.8	

Für Beben: 5

ARE	99.60	113.	37.1	-.24	32.40	4.5	
ATL	106.90	60.	52.1	-.26	49.53	2.3	
BLA	111.00	58.	62.6	-.27	60.32	2.0	
CAR	115.10	89.	73.4	-.28	71.84	1.3	
KOD	105.50	275.	47.6	-.26	46.03	1.3	

Station	Delta (deg)	Azimuth (deg)	DT-Obs (sec)	H <sub>0</sub> -Kor (sec)	DT-PREM (sec)	Residuum (sec)	Bemerkungen
LPB	102.50	114.	39.9	-.25	38.86	.8	
OGD	116.20	54.	77.6	-.27	75.05	2.3	
OXF	103.30	58.	43.5	-.25	40.72	2.5	
POO	111.60	281.	64.5	-.27	61.96	2.3	
PRE	124.10	211.	102.2	-.28	99.43	2.5	
QUE	120.70	292.	87.3	-.28	88.67	-1.6	
QUI	100.40	95.	38.9	-.24	34.13	4.5	
TRN	120.20	91.	88.7	-.28	87.12	1.3	
WES	118.80	53.	85.7	-.28	82.82	2.6	

Für Beben: 6

ATL	108.44	61.	55.8	.00	53.50	2.3	
BHP	103.57	86.	45.9	.00	41.36	4.5	
BLA	112.62	58.	66.0	.00	64.78	1.2	
BOG	106.72	93.	48.8	.00	49.07	-.3	
CAR	115.58	90.	77.4	.00	73.23	4.2	
KBL	120.31	296.	88.4	.00	87.46	.9	
KOD	105.21	274.	47.2	.00	45.32	1.9	EW
KOD	105.21	274.	47.2	.00	45.32	1.9	NS
LPB	101.94	115.	43.0	.00	37.58	5.4	
NDI	112.07	292.	65.3	.00	63.25	2.1	EW
NDI	112.07	292.	65.2	.00	63.25	2.0	NS
NDI	112.07	292.	62.6	.00	63.25	-.6	EW 2.
NDI	112.07	292.	62.3	.00	63.25	-1.0	Herdstoß NS 2.
OGD	117.92	55.	78.9	.00	80.16	-1.3	Herdstoß
POO	111.61	281.	63.2	.00	61.99	1.2	
QUE	121.08	291.	92.8	.00	89.85	2.9	
SCP	115.43	55.	74.7	.00	72.79	2.0	EW
SCP	115.43	55.	73.4	.00	72.79	.6	EW 2.
SHA	104.47	63.	47.8	.00	43.52	4.3	Herdstoß

Für Beben: 7

BEC	122.78	66.	98.0	.96	95.21	3.7	
BOG	105.65	92.	48.3	.88	46.40	2.7	
CAR	114.47	89.	71.9	.93	70.02	2.9	
OGD	116.50	54.	75.9	.95	75.93	.9	
QUE	121.79	292.	92.7	.96	92.07	1.6	
SHA	103.08	62.	44.9	.87	40.21	5.6	
TRN	119.56	92.	85.7	.96	85.15	1.5	

Station	Delta (deg)	Azimuth (deg)	DT-Obs (sec)	H <sub>0</sub> -Kor (sec)	DT-PREM (sec)	Residuum (sec)	Bemerkungen
<u>Für Beben: 8</u>							
BLA	111.35	58.	62.7	-.15	61.28	1.2	
CAR	115.19	89.	75.2	-.16	72.10	2.9	
KBL	119.84	297.	84.6	-.16	86.01	-1.6	
KOD	105.46	274.	46.0	-.15	45.93	-.1	NS
KOD	105.46	274.	44.5	-.15	45.93	-1.6	EW
NDI	111.74	293.	62.8	-.15	62.35	.3	EW
NDI	111.74	293.	63.2	-.15	62.35	.7	NS
NNA	96.94	106.	29.0	-.13	26.90	2.0	
OGD	116.57	55.	77.1	-.16	76.14	.8	
POO	111.64	281.	63.2	-.15	62.07	1.0	
RCD	97.38	45.	30.8	-.13	27.78	2.9	
SCP	114.08	54.	71.3	-.16	68.91	2.3	
SHA	103.30	62.	44.9	-.14	40.72	4.1	

Für Beben: 9

CAR	115.30	89.	76.5	-.16	72.41	3.9	
KBL	119.76	297.	81.1	-.16	85.76	-4.9	
KBS	124.67	357.	103.6	-.16	101.28	2.1	
LPB	102.42	114.	42.0	-.14	38.68	3.2	
NIL	116.16	297.	76.5	-.16	74.93	1.5	
POO	111.57	281.	63.2	-.15	61.88	1.1	
QUE	120.69	292.	87.9	-.16	88.64	-.9	
SHA	103.42	62.	41.9	-.14	41.01	.7	

Für Beben: 10

KBL	118.25	300.	82.4	-.82	81.15	.4	
-----	--------	------	------	------	-------	----	--

Für Beben: 11

AAM	110.05	52.	59.6	.92	57.75	2.7	
ATL	106.88	61.	50.8	.90	49.48	2.2	EW
ATL	106.88	61.	50.9	.90	49.48	2.3	NS
BEC	122.59	66.	95.6	.96	94.61	2.0	
BHP	102.13	85.	40.7	.85	38.01	3.5	
BLA	111.07	58.	62.5	.92	60.51	2.9	
BOG	105.36	92.	44.6	.88	45.69	-.2	
CAR	114.18	89.	72.0	.94	69.19	3.7	EW
CAR	114.18	89.	71.6	.94	69.19	3.3	NS
GEO	114.05	57.	68.6	.94	68.82	.7	
KBL	121.24	297.	87.8	.95	90.34	-1.6	
KOD	106.55	274.	48.4	.89	48.64	.6	

Station	Delta (deg)	Azimut (deg)	DT-Obs (sec)	H <sub>0</sub> -Kor (sec)	DT-PREM (sec)	Residuum (sec)	Bemer- kungen
NDI	113.10	292.	65.6	.94	66.13	.4	NS
NDI	113.10	292.	64.0	.94	66.13	-1.1	EW
NIL	117.64	296.	77.5	.95	79.33	-.9	
OGD	116.37	55.	77.6	.95	75.55	3.1	EW
OGD	116.37	55.	78.5	.95	75.55	3.9	NS
OXF	103.29	58.	38.7	.85	40.70	-1.1	
POO	112.85	281.	64.4	.94	65.42	-.1	EW
POO	112.85	281.	64.6	.94	65.42	.2	NS
QUE	122.13	291.	88.6	.96	93.14	-3.6	
SCP	113.89	55.	68.4	.94	68.37	1.0	EW
SCP	113.89	55.	69.0	.94	68.37	1.6	NS
SHA	102.91	62.	41.9	.85	39.81	2.9	EW
SHA	102.91	62.	43.3	.85	39.81	4.3	NS
SJG	117.60	82.	78.7	.95	79.21	.4	EW
SJG	117.60	82.	78.7	.95	79.21	.4	NS
TRN	119.26	92.	82.8	.96	84.23	-.5	EW
TRN	119.26	92.	82.6	.96	84.23	-.7	NS
WES	119.01	54.	85.3	.96	83.46	2.8	

Für Beben: 12

BLA	107.17	56.	48.7	.36	50.22	-1.1	
CAR	112.90	87.	66.3	.38	65.56	1.1	EW
CAR	112.90	87.	64.3	.38	65.56	-.9	NS

Für Beben: 13

KAAO	118.11	297.	80.4	-.70	80.73	-1.0	
ZOBO	103.60	112.	44.5	-.70	41.43	2.4	

Für Beben: 14

KAAO	119.74	297.	85.6	-.20	85.70	-.3	
------	--------	------	------	------	-------	-----	--

Für Beben: 15

ZOBO	102.56	113.	47.1	-.80	39.00	7.3	
------	--------	------	------	------	-------	-----	--

Für Beben: 16

BOCO	105.47	91.	49.0	-.90	45.96	2.1	
ZOBO	102.71	113.	46.0	-.80	39.35	5.9	

Station	Delta (deg)	Azimut (deg)	DT-Obs (sec)	H <sub>0</sub> -Kor (sec)	DT-PREM (sec)	Residuum (sec)	Bemer- kungen
---------	----------------	-----------------	-----------------	------------------------------	------------------	-------------------	------------------

Für Beben: 17

BOCO	106.33	92.	51.7	-.30	48.09	3.3	
------	--------	-----	------	------	-------	-----	--

Für Beben: 18

GAC	116.54	49.	77.8	-.10	76.05	1.6	
RSNY	117.05	51.	80.9	-.10	77.56	3.2	
SCP	113.99	54.	71.8	-.10	68.65	3.0	

Für Beben: 20

RSCP	105.49	58.	47.4	1.10	46.01	2.5	
RSNY	115.80	50.	72.0	1.20	73.87	-.7	
RSON	104.73	41.	44.0	1.10	44.15	1.0	

Für Beben: 21

SLR	123.39	211.	97.5	-.50	97.16	-.2	
-----	--------	------	------	------	-------	-----	--

Für Beben: 23

ALE	111.71	7.	60.0	.40	62.26	-1.9	CSN
BEC	119.12	63.	86.6	.40	83.80	3.2	WWSSN
BLA	106.99	56.	51.3	.40	49.76	1.9	WWSSN
DAG	120.95	5.	90.9	.40	89.44	1.9	WWSSN
FRB	115.22	28.	72.4	.40	72.18	.6	CSN
GAC	111.83	47.	62.7	.40	62.59	.5	GDSN
GDH	119.28	20.	82.9	.40	84.29	-1.0	GDSN
KBS	119.56	11.	85.6	.40	85.15	.9	WWSSN
KOD	106.84	275.	48.8	.40	49.38	-.2	WWSSN
LHC	102.95	43.	39.2	.30	39.91	-.4	CSN
NDI	111.37	294.	62.1	.40	61.33	1.2	WWSSN
POO	112.35	283.	65.2	.40	64.03	1.6	WWSSN
RSNY	112.40	49.	64.0	.40	64.17	.2	GDSN
SCP	109.54	52.	55.5	.40	56.39	-.5	GDSN
WES	114.59	51.	70.7	.40	70.37	.7	WWSSN
YKC	94.90	25.	21.6	.30	22.99	-1.1	CSN

Station	Delta (deg)	Azimet (deg)	DT-Obs (sec)	H <sub>0</sub> -Kor (sec)	DT-PREM (sec)	Residuum (sec)	Bemer- kungen
---------	-------------	--------------	--------------	---------------------------	---------------	----------------	---------------

Für Beben: 24

GAC	111.19	47.	61.7	-1.10	60.84	-.2	
RSNY	111.78	48.	63.5	-1.10	62.46	-.1	

Für Beben: 25

NAI	122.25	262.	96.7	-.28	93.52	2.9	
PRE	120.98	232.	88.7	-.28	89.54	-1.1	
SHI	110.03	298.	56.1	-.27	57.70	-1.8	

Für Beben: 26

CAR	109.98	40.	58.4	-.27	57.56	.6	
NAI	105.74	289.	47.7	-.26	46.63	.9	
NNA	124.83	62.	99.1	-.28	101.80	-2.9	NS
NNA	124.83	62.	99.1	-.28	101.80	-2.9	EW

Für Beben: 27

ATL	101.39	29.	36.5	-.43	36.33	-.3	NS
ATL	101.39	29.	35.1	-.43	36.33	-1.6	EW
BEC	107.88	13.	49.7	-.46	52.05	-2.8	
BHP	125.00	37.	104.5	-.49	102.35	1.6	
BLA	99.34	24.	32.6	-.41	31.84	.3	
BUL	111.01	261.	58.9	-.47	60.35	-1.9	NS
BUL	111.01	261.	59.7	-.47	60.35	-1.1	EW
DAL	96.52	38.	24.2	-.39	26.08	-2.3	
FVM	95.03	31.	24.2	-.38	23.23	.6	
GEO	98.78	21.	32.9	-.41	30.66	1.8	NS
GEO	98.78	21.	31.6	-.41	30.66	.5	EW
GRM	119.54	249.	86.9	-.48	85.09	1.4	
JCT	96.92	42.	27.8	-.39	26.86	.6	NS
JCT	96.92	42.	27.5	-.39	26.86	.3	EW
OGD	97.39	19.	27.1	-.39	27.80	-1.1	NS
OGD	97.39	19.	27.8	-.39	27.80	-.3	EW
OXF	98.43	32.	29.1	-.40	29.93	-1.3	NS
OXF	98.43	32.	31.0	-.40	29.93	.7	EW
PRE	114.45	256.	69.7	-.48	69.97	-.7	NS
PRE	114.45	256.	69.7	-.48	69.97	-.8	EW
SBA	118.51	172.	84.6	-.48	81.94	2.2	
SCP	96.79	21.	25.1	-.39	26.61	-1.9	NS
SCP	96.79	21.	25.2	-.39	26.61	-1.8	EW
SHA	102.27	33.	36.1	-.43	38.33	-2.7	
SJG	121.40	18.	92.3	-.48	90.84	1.0	

Station	Delta (deg)	Azimet (deg)	DT-Obs (sec)	H <sub>0</sub> -Kor (sec)	DT-PREM (sec)	Residuum (sec)	Bemer- kungen
---------	-------------	--------------	--------------	---------------------------	---------------	----------------	---------------

WIN	121.28	265.	91.9	-.48	90.47	1.0	NS
WIN	121.28	265.	88.4	-.48	90.47	-2.5	EW

Für Beben: 28

BOCO	105.29	93.	46.9	1.20	45.52	2.6	
------	--------	-----	------	------	-------	-----	--

B.2. Die Laufzeitdifferenzen S<sub>i</sub>S<sub>j</sub>diff-SKS

Für Beben: 1

ANT	98.92	118.	64.0	-.77	58.74	4.5	
ATL	103.04	59.	81.1	-.80	73.48	6.8	EW
ATL	103.04	59.	79.3	-.80	73.48	5.0	NS
BEC	119.27	62.	150.6	-.95	143.60	6.1	
BLA	106.91	56.	94.3	-.83	88.43	5.0	
BOG	105.35	90.	85.5	-.82	82.27	2.4	
CAR	113.75	86.	121.4	-.91	117.62	2.8	NS/EW
CAR	113.75	86.	119.8	-.91	117.62	1.3	NS
DAL	92.84	57.	40.1	-.76	38.23	1.1	
FLO	99.55	52.	65.5	-.77	60.95	3.8	
GOL	88.87	48.	25.3	-.80	25.59	-1.1	
HAL	119.96	48.	150.5	-.96	147.00	2.5	
LAH	113.18	297.	119.4	-.90	115.05	3.4	
LND	107.22	50.	94.9	-.84	89.68	4.3	
LPA	103.32	133.	78.8	-.80	74.52	3.5	EW
LPA	103.32	133.	78.0	-.80	74.52	2.7	NS
LUB	89.11	54.	27.5	-.80	26.37	.3	
MBC	100.09	12.	60.8	-.77	62.85	-2.8	EW
MBC	100.09	12.	58.0	-.77	62.85	-5.6	NS
MDS	101.12	48.	68.1	-.78	66.49	.8	
MNN	99.12	46.	64.3	-.77	59.44	4.1	
MNT	112.85	47.	117.2	-.90	113.58	2.7	
NDI	110.31	295.	106.1	-.87	102.51	2.7	EW
NDI	110.31	295.	105.9	-.87	102.51	2.5	NS
NNA	97.49	105.	59.8	-.77	53.77	5.3	
OTT	111.37	47.	111.0	-.88	107.08	3.0	
QUE	119.36	295.	148.7	-.94	144.04	3.7	
RCD	92.08	44.	34.4	-.75	35.81	-2.2	
RES	105.20	16.	79.6	-.82	81.69	-2.9	EW
RES	105.20	16.	76.7	-.82	81.69	-5.8	NS
SCB	108.72	49.	101.5	-.86	95.82	4.8	
SCH	116.88	37.	136.2	-.93	132.09	3.2	
SHA	99.26	61.	65.3	-.77	59.93	4.6	
SHL	96.87	295.	53.9	-.77	51.64	1.5	
TRN	119.05	87.	146.9	-.95	142.52	3.5	

Station	Delta (deg)	Azimut (deg)	DT-Obs (sec)	H <sub>0</sub> -Kor (sec)	DT-PREM (sec)	Residuum (sec)	Bemer- kungen
<u>Für Beben: 2</u>							
AAM	107.82	51.	100.9	-1.81	92.12	6.9	
ALE	114.19	7.	117.5	-1.94	119.61	-4.1	
ALQ	88.60	52.	31.2	-1.73	24.72	4.7	
ANT	97.61	119.	59.1	-1.66	54.18	3.3	
ARE	99.86	112.	71.4	-1.65	62.04	7.7	
ATL	105.16	60.	88.2	-1.76	81.53	4.9	
BLA	109.18	57.	106.5	-1.84	97.74	6.9	
BLC	105.85	27.	87.0	-1.78	84.22	1.0	
BOG	105.71	91.	88.4	-1.77	83.68	3.0	
BOZ	90.63	41.	33.0	-1.64	31.24	.2	
CAR	114.33	88.	129.9	-1.95	120.25	7.7	NS
CAR	114.33	88.	131.5	-1.95	120.25	9.3	NS/EW
CHG	89.39	290.	30.5	-1.70	27.27	1.5	
CMC	100.13	20.	65.9	-1.65	62.99	1.3	
FLO	101.98	53.	77.8	-1.68	69.59	6.6	
GIE	88.67	90.	29.4	-1.73	24.95	2.7	EW
GIE	88.67	90.	28.4	-1.73	24.95	1.7	NS
GOL	91.50	48.	36.1	-1.62	33.99	.5	
HOW	100.05	290.	68.2	-1.65	62.71	3.9	NS/EW
HOW	100.05	290.	68.0	-1.65	62.71	3.6	NS
JCT	91.80	58.	40.2	-1.62	34.93	3.6	NS
JCT	91.80	58.	40.2	-1.62	34.93	3.6	EW
KOD	106.01	275.	87.3	-1.78	84.85	.7	EW
KOD	106.01	275.	87.1	-1.78	84.85	.5	NS
LND	109.76	50.	107.3	-1.86	100.17	5.3	
LPB	102.75	113.	82.6	-1.69	72.41	3.5	
LPS	95.02	77.	50.1	-1.66	45.38	3.1	NS/EW
LPS	95.02	77.	49.0	-1.66	45.38	1.9	NS
LUB	91.46	55.	38.3	-1.62	33.86	2.8	
MBC	103.57	12.	74.7	-1.73	75.45	-2.5	EW
MBC	103.57	12.	74.5	-1.73	75.45	-2.7	NS
MDS	103.73	49.	82.2	-1.74	76.06	4.4	
NDI	111.37	294.	112.6	-1.89	107.08	3.7	
NNA	96.95	106.	61.6	-1.66	51.92	3.1	EW
NNA	96.95	106.	59.8	-1.66	51.92	5.2	NS
NOR	118.99	3.	146.5	-2.03	142.23	2.2	
OGD	114.29	53.	126.8	-1.95	120.07	4.8	
OXF	101.43	57.	74.5	-1.67	67.60	5.2	
PEL	93.08	127.	41.6	-1.63	39.00	.9	
PNT	87.74	34.	25.8	-1.77	21.92	2.1	NS
PNT	87.74	34.	25.0	-1.77	21.92	1.3	EW
POO	111.84	282.	114.6	-1.90	109.13	3.5	
QUI	99.86	94.	74.5	-1.65	62.04	13.8	
RCD	94.85	45.	48.6	-1.66	44.81	2.1	NS/EW
RCD	94.85	45.	47.9	-1.66	44.81	1.4	NS
RES	108.65	16.	94.9	-1.83	95.53	-2.5	
SCB	111.28	50.	116.2	-1.89	106.69	7.6	
SFA	117.49	47.	148.8	-2.00	134.99	11.8	

Station	Delta (deg)	Azimut (deg)	DT-Obs (sec)	H <sub>0</sub> -Kor (sec)	DT-PREM (sec)	Residuum (sec)	Bemer- kungen
SHA	101.29	61.	73.2	-1.66	67.10	4.4	
SHL	97.95	294.	60.0	-1.66	55.36	2.9	
TRN	119.54	89.	154.9	-2.03	144.93	8.0	
WES	116.87	52.	140.1	-1.99	132.05	6.1	
YKC	97.48	25.	54.8	-1.66	53.73	-6	
<u>Für Beben: 4</u>							
ARE	101.02	113.	74.5	-2.30	66.14	6.1	
BHP	104.12	86.	90.8	-2.40	77.53	10.8	
CAR	116.32	89.	138.5	-2.74	129.45	6.3	
KOD	104.23	275.	76.1	-2.40	77.95	-4.3	
NDI	110.25	293.	105.4	-2.58	102.26	.5	
POO	110.29	282.	101.6	-2.58	102.43	-3.4	
QUE	119.29	293.	145.7	-2.81	143.70	-.8	
QUI	101.66	95.	84.0	-2.32	68.43	13.3	
<u>Für Beben: 6</u>							
BHP	103.57	86.	85.9	.00	75.45	10.5	
BOG	106.72	93.	91.6	.00	87.67	3.9	
LPB	101.94	115.	76.0	.00	69.44	6.5	
NDI	112.07	292.	111.1	.00	110.13	1.0	
SHA	104.47	63.	87.3	.00	78.87	8.4	
<u>Für Beben: 8</u>							
BLA	111.35	58.	116.7	-.29	106.99	9.4	
KOD	105.46	274.	77.2	-.27	82.70	-5.8	
NDI	111.74	293.	108.3	-.29	108.69	-.7	
NNA	96.94	106.	56.8	-.25	51.88	4.7	
OGD	116.57	55.	139.7	-.31	130.63	8.8	
RCD	97.38	45.	56.7	-.25	53.39	3.0	
SCP	114.08	54.	128.0	-.30	119.11	8.6	
SHA	103.30	62.	80.7	-.26	74.44	6.0	
<u>Für Beben: 9</u>							
KBS	124.67	357.	176.8	-.32	171.03	5.5	
NIL	116.16	297.	130.8	-.29	128.70	1.8	
POO	111.57	281.	107.6	-.28	107.95	-.6	
QUE	120.69	292.	148.0	-.31	150.63	-2.9	
SHA	103.42	62.	81.1	-.26	74.89	5.9	

Station	Delta (deg)	Azimut (deg)	DT-Obs (sec)	H <sub>0</sub> -Kor (sec)	DT-PREM (sec)	Residuum (sec)	Bemer- kungen
---------	----------------	-----------------	-----------------	------------------------------	------------------	-------------------	------------------

Für Beben: 10

GOL	88.96	48.	25.8	-1.36	25.88	-1.5	
JCT	89.63	58.	32.1	-1.34	28.04	2.7	
KBL	118.25	300.	141.3	-1.59	138.64	1.0	
LUB	89.15	54.	29.8	-1.36	26.50	1.9	
NNA	97.17	105.	58.9	-1.31	52.67	4.9	NS
NNA	97.17	105.	58.8	-1.31	52.67	4.8	EW
OXF	99.23	57.	65.7	-1.31	59.83	4.6	
SHA	99.25	61.	68.4	-1.31	59.90	7.2	

Für Beben: 11

AAM	110.05	52.	107.0	1.69	101.40	7.3	
ALQ	90.81	52.	36.2	1.51	31.81	5.9	
ATL	106.88	61.	90.7	1.62	88.31	4.0	
BLA	111.07	58.	111.9	1.72	105.78	7.8	
COL	92.77	13.	34.4	1.47	38.00	-2.1	
DAL	96.99	57.	51.5	1.52	52.05	1.0	
GEO	114.05	57.	124.6	1.76	118.98	7.4	
GOL	93.92	48.	40.9	1.50	41.73	.7	
JCT	93.64	58.	43.5	1.48	40.82	4.2	
KOD	106.55	274.	79.7	1.61	86.99	-5.7	
LUB	93.51	55.	41.7	1.48	40.39	2.8	
MSO	92.37	39.	36.4	1.47	36.73	1.1	
NNA	95.66	106.	48.8	1.52	47.53	2.8	
OGD	116.37	55.	135.9	1.79	129.69	8.0	
OXF	103.29	58.	78.1	1.54	74.41	5.2	
POO	112.85	281.	109.8	1.74	113.58	-2.0	
SCP	113.89	55.	123.5	1.90	118.25	7.1	
SHA	102.91	62.	75.7	1.54	73.00	4.2	
WES	119.01	54.	147.5	1.84	142.33	7.0	

Für Beben: 12

BLA	107.17	56.	93.6	.66	89.48	4.8	
WES	114.83	52.	127.2	.71	122.53	5.3	

Für Beben: 13

ANMO	86.23	52.	20.2	-1.40	16.95	1.9	
BOCO	105.25	90.	88.8	-1.30	81.88	5.6	
CHTO	88.77	290.	28.6	-1.30	25.27	2.0	
KAAO	118.11	297.	141.0	-1.40	137.96	1.6	
ZOBO	103.60	112.	82.1	-1.30	75.57	5.2	

Station	Delta (deg)	Azimut (deg)	DT-Obs (sec)	H <sub>0</sub> -Kor (sec)	DT-PREM (sec)	Residuum (sec)	Bemer- kungen
---------	----------------	-----------------	-----------------	------------------------------	------------------	-------------------	------------------

Für Beben: 14

ALQ	90.84	52.	38.2	-.30	31.91	6.0	IP
ANMO	90.84	52.	37.1	-.30	31.91	4.9	
CHTO	89.56	291.	32.2	-.40	27.82	4.0	
KAAO	119.74	297.	148.7	-.40	145.91	2.4	
LON	87.59	36.	25.4	-.40	21.43	3.6	LP
LON	87.59	36.	23.7	-.40	21.43	1.9	IP
ZOBO	102.53	114.	79.4	-.40	71.60	7.4	

Für Beben: 15

ZOBO	102.56	113.	81.8	-1.60	71.71	8.5	
------	--------	------	------	-------	-------	-----	--

Für Beben: 16

BOCO	105.47	91.	94.0	-1.60	82.74	9.7	
ZOBO	102.71	113.	84.0	-1.50	72.26	10.2	

Für Beben: 17

ANMO	90.59	52.	38.5	-.50	31.12	6.9	
LON	87.32	36.	22.2	-.60	20.54	1.1	
ZOBO	102.51	114.	77.2	-.40	71.52	5.3	

Für Beben: 18

ANMO	90.86	52.	38.5	-.20	31.97	6.3	
COL	91.99	13.	31.1	-.10	35.53	-4.5	
GAC	116.54	49.	141.0	-.20	130.49	10.3	
LON	87.71	36.	25.0	-.20	21.82	3.0	
RSNT	100.35	25.	65.9	-.10	63.76	2.0	
RSNY	117.05	51.	143.7	-.20	132.90	10.6	
RSON	105.85	41.	92.1	-.20	84.22	7.7	
RSSD	96.80	45.	54.8	-.10	51.40	3.3	IP
RSSD	96.80	45.	56.0	-.10	51.40	4.5	LP
ZOBO	102.24	114.	74.7	-.10	70.53	4.1	

Für Beben: 19

RSON	101.21	40.	68.9	-.40	66.81	1.7	
------	--------	-----	------	------	-------	-----	--

Station Delta Azimut DT-Obs H<sub>0</sub>-Kor DT-PREM Residuum Bemerkungen  
(deg) (deg) (sec) (sec) (sec) (sec) (sec) kungen

Für Beben: 20

ANMO	89.60	51.	27.0	2.10	27.95	1.2	
COL	91.39	13.	27.0	2.00	33.64	-4.6	
GDH	124.02	21.	167.6	2.40	167.63	2.4	
LON	86.67	35.	17.0	2.20	18.40	.8	
RSCP	105.49	58.	85.4	2.10	82.82	4.7	
RSNT	99.50	25.	60.0	2.00	60.77	1.2	
RSNY	115.80	50.	132.0	2.30	127.01	7.3	
RSON	104.73	41.	81.0	2.10	79.87	3.2	
RSSD	95.62	44.	48.0	2.00	47.40	2.6	

Für Beben: 21

GDH	124.77	20.	171.7	-1.00	171.55	-.9	
SLR	123.39	211.	163.7	-1.00	164.36	-1.7	

Für Beben: 22

RSON	102.72	40.	78.7	1.50	72.29	7.9	
------	--------	-----	------	------	-------	-----	--

Für Beben: 23

ALE	111.71	7.	104.4	.70	108.56	-3.5	CSN
ANMO	86.31	51.	16.4	.70	17.21	-.1	GDSN
ALQ	86.30	51.	18.6	.70	17.18	2.1	WWSSN
ANT	97.82	118.	60.4	.60	54.91	6.1	WWSSN
ARE	99.75	111.	66.3	.60	61.65	5.2	WWSSN
BEC	119.12	63.	149.2	.70	142.86	7.0	WWSSN
BLA	106.99	56.	95.7	.70	88.76	7.6	WWSSN
CHG	89.56	290.	28.1	.60	27.82	.9	WWSSN-EW
CHG	89.56	290.	29.8	.60	27.82	2.6	WWSSN-NS
CHTO	89.56	290.	28.6	.60	27.82	1.4	GDSN
COL	86.50	12.	12.0	.70	17.84	-5.1	GDSN-LP
COL	86.50	12.	13.2	.70	17.84	-3.9	GDSN-IP
COL	86.50	12.	13.8	.70	17.84	-3.3	WWSSN
FFC	97.31	35.	50.1	.60	53.15	-2.4	CSN
FRB	115.22	28.	123.5	.70	124.32	-.1	CSN
GAC	111.83	47.	112.4	.70	109.08	4.0	GDSN
GDH	119.28	20.	142.7	.70	143.65	-.2	GDSN
INK	92.55	15.	33.6	.60	37.30	-3.1	CSN
JCT	89.66	58.	29.6	.60	28.14	2.1	WWSSN
KOD	106.84	275.	86.8	.70	88.15	-.7	WWSSN
LHC	102.95	43.	72.0	.60	73.14	-.5	CSN

Station Delta Azimut DT-Obs H<sub>0</sub>-Kor DT-PREM Residuum Bemerkungen  
(deg) (deg) (sec) (sec) (sec) (sec) (sec) kungen

LPB	102.71	112.	77.7	.60	72.26	6.0	WWSSN
MBC	101.04	12.	61.1	.60	66.21	-4.5	CSN
NDI	111.37	294.	110.0	.70	107.08	3.6	WWSSN
POO	112.35	283.	114.6	.70	111.36	3.9	WWSSN
RSNT	94.90	25.	42.8	.60	44.98	-1.6	GDSN
RSNY	112.40	49.	114.9	.70	111.58	4.0	GDSN
RSON	100.79	40.	65.6	.60	65.32	.9	GDSN
RSSD	91.89	44.	33.8	.60	35.21	-.8	GDSN-LP
RSSD	91.89	44.	32.1	.60	35.21	-2.5	GDSN-IP
SCP	109.54	52.	102.4	.70	99.24	3.9	GDSN
SCP	109.54	52.	101.3	.70	99.24	2.8	WWSSN
WES	114.59	51.	126.9	.70	121.44	6.2	WWSSN
YKC	94.90	25.	41.7	.60	44.98	-2.7	CSN

Für Beben: 24

CHTO	89.23	290.	30.1	-2.00	26.75	1.3	
COL	85.57	12.	11.9	-2.20	14.76	-5.1	
GAC	111.19	47.	111.2	-2.20	106.30	2.7	
RSNT	94.03	25.	44.3	-1.90	42.09	.3	LP
RSNT	94.03	25.	42.0	-1.90	42.09	-2.0	IP
RSNY	111.78	48.	115.9	-2.20	108.86	4.8	
RSON	100.06	40.	66.9	-1.90	62.74	2.3	
RSSD	91.21	43.	34.6	-1.90	33.07	-.4	

Für Beben: 25

PRE	120.98	232.	158.9	-.55	152.07	6.3	
SHI	110.03	298.	98.5	-.50	101.32	-3.3	

Für Beben: 26

CAR	109.98	40.	95.6	-.44	101.11	-5.9	
NAI	105.74	289.	84.4	-.48	83.79	.2	
NNA	124.83	62.	168.8	-.57	171.87	-3.7	

Für Beben: 27

AAM	93.68	24.	38.8	-.76	40.95	-2.9	EW
AAM	93.68	24.	41.6	-.76	40.95	-.1	NS
ALQ	89.93	43.	26.1	-.78	29.01	-3.7	NS
ALQ	89.93	43.	25.4	-.78	29.01	-4.4	EW
ATL	101.39	29.	61.7	-.78	67.46	-6.5	
BEC	107.88	13.	91.4	-.85	92.37	-1.8	

Station	Delta (deg)	Azimut (deg)	DT-Obs (sec)	H <sub>0</sub> -Kor (sec)	DT-PREM (sec)	Residuum (sec)	Bemer- kungen
BHP	125.00	37.	172.5	-.99	172.77	-1.3	
BLA	99.34	24.	57.4	-.77	60.21	-3.6	EW
BLA	99.34	24.	58.0	-.77	60.21	-3.0	NS
BUL	111.01	261.	102.4	-.88	105.52	-4.0	EW
BUL	111.01	261.	100.4	-.88	105.52	-6.0	NS
DAL	96.52	38.	50.2	-.77	50.45	-1.0	NS
DAL	96.52	38.	49.0	-.77	50.45	-2.2	EW
FVM	95.03	31.	46.2	-.77	45.41	.0	NS
FVM	95.03	31.	43.4	-.77	45.41	-2.8	EW
GEO	98.78	21.	58.1	-.77	58.25	-.9	NS
GEO	98.78	21.	54.6	-.77	58.25	-4.4	EW
GRM	119.54	249.	143.4	-.95	144.93	-2.5	
JCT	96.92	42.	50.2	-.77	51.81	-2.4	NS
JCT	96.92	42.	49.8	-.77	51.81	-2.8	EW
LUB	93.41	41.	42.9	-.76	40.07	2.1	NS
LUB	93.41	41.	38.3	-.76	40.07	-2.5	EW
NAI	93.29	271.	36.5	-.76	39.68	-3.9	
OGD	97.39	19.	49.4	-.77	53.42	-4.8	EW
OGD	97.39	19.	50.3	-.77	53.42	-3.9	NS
OTT	93.05	18.	35.3	-.76	38.90	-4.4	
OXF	98.43	32.	55.5	-.77	57.03	-2.3	NS
OXF	98.43	32.	55.2	-.77	57.03	-2.6	EW
PRE	114.45	256.	116.7	-.91	120.80	-5.0	
SCP	96.79	21.	50.0	-.77	51.37	-2.1	NS
SCP	96.79	21.	47.8	-.77	51.37	-4.3	EW
SFA	92.46	14.	38.7	-.75	37.01	.9	
SHA	102.27	33.	71.5	-.78	70.64	.1	NS
SHA	102.27	33.	69.5	-.78	70.64	-1.9	EW
SJG	121.40	18.	153.5	-.96	154.18	-1.6	
TUC	89.49	48.	25.1	-.79	27.59	-3.3	EW
TUC	89.49	48.	26.0	-.79	27.59	-2.4	NS
WEL	89.54	148.	32.3	-.79	27.75	3.8	EW
WEL	89.54	148.	34.0	-.79	27.75	5.5	NS
WES	96.91	16.	50.6	-.77	51.78	-1.9	NS
WES	96.91	16.	50.3	-.77	51.78	-2.2	EW
WIN	121.28	265.	152.0	-.96	153.58	-2.5	NS
WIN	121.28	265.	151.5	-.96	153.58	-3.0	EW

Für Beben: 28

BOCO	105.29	93.	91.1	2.20	82.04	11.3	
JAS	86.54	43.	19.1	2.30	17.97	3.4	EW-LP
JAS	86.54	43.	18.5	2.30	17.97	2.8	EW-IP
LON	91.71	35.	35.0	2.10	34.65	2.5	
ZOBO	99.38	115.	58.1	2.10	60.35	-.2	

Station	Delta (deg)	Azimut (deg)	DT-Obs (sec)	H <sub>0</sub> -Kor (sec)	DT-PREM (sec)	Residuum (sec)	Bemer- kungen
---------	----------------	-----------------	-----------------	------------------------------	------------------	-------------------	------------------

B.3. Die Laufzeitdifferenzen S<sub>i</sub>S<sub>j</sub>-SKKS

Für Beben: 1

ATL	103.04	59.	38.4	-.36	33.36	4.7	EW
ATL	103.04	59.	36.6	-.36	33.36	2.9	NS
BEC	119.27	62.	63.4	-.46	59.34	3.6	
BLA	106.91	56.	44.1	-.38	38.88	4.9	
BOG	105.35	90.	37.6	-.37	36.61	.6	
CAR	113.75	86.	54.7	-.43	49.65	4.6	NS/EW
CAR	113.75	86.	53.9	-.43	49.65	3.9	NS
FLO	99.55	52.	28.7	-.36	28.66	-.3	
HAL	119.96	48.	62.8	-.47	60.62	1.7	
LAH	113.18	297.	50.5	-.42	48.70	1.4	
LND	107.22	50.	42.6	-.38	39.34	2.9	
LPA	103.32	133.	35.7	-.36	33.75	1.6	EW
LPA	103.32	133.	36.2	-.36	33.75	2.1	NS
NDI	110.31	295.	47.0	-.40	44.06	2.5	
OTT	111.37	47.	50.4	-.41	45.75	4.2	
QUE	119.36	295.	63.4	-.46	59.51	3.4	
SCB	108.72	49.	46.2	-.39	41.60	4.2	
SCH	116.88	37.	58.2	-.45	55.03	2.7	
SHA	99.26	61.	29.7	-.36	28.26	1.0	
TRN	119.05	87.	65.3	-.46	58.94	5.9	

Für Beben: 2

ANT	97.61	119.	27.0	-.80	25.94	.3	
ARE	99.86	112.	33.1	-.75	29.08	3.3	
ATL	105.16	60.	40.0	-.79	36.33	2.8	
BLA	109.18	57.	49.1	-.85	42.30	5.9	
BOG	105.71	91.	39.1	-.81	37.12	1.2	
CAR	114.33	88.	58.0	-.92	50.63	6.5	NS/EW
CAR	114.33	88.	57.3	-.92	50.63	5.8	NS
FLO	101.98	53.	34.3	-.76	31.92	1.7	
LPB	102.75	113.	39.4	-.77	32.96	5.7	
NNA	96.95	106.	27.9	-.81	24.99	2.1	
OGD	114.29	53.	56.2	-.92	50.56	4.7	
OXF	101.43	57.	35.5	-.75	31.18	3.6	
QUI	99.86	94.	35.8	-.75	29.08	6.0	
SCB	111.29	50.	53.4	-.87	45.62	6.9	
SFA	117.49	47.	65.3	-.96	56.12	8.2	
SHA	101.29	61.	34.3	-.74	30.99	2.5	
TRN	119.54	89.	71.0	-.99	59.84	10.2	

Station	Delta (deg)	Azimut (deg)	DT-Obs (sec)	H <sub>0</sub> -Kor (sec)	DT-PREM (sec)	Residuum (sec)	Bemer- kungen
---------	----------------	-----------------	-----------------	------------------------------	------------------	-------------------	------------------

Für Beben: 4

ARE	101.02	113.	36.0	-1.03	30.63	4.3	
BHP	104.12	86.	41.3	-1.08	34.86	5.4	
CAR	116.32	89.	61.1	-1.31	54.05	5.8	
KOD	104.23	275.	31.6	-1.08	35.02	-4.5	EW
KOD	104.23	275.	31.8	-1.08	35.02	-4.3	NS
NDI	110.25	293.	42.4	-1.19	43.97	-2.8	
POO	110.29	282.	42.6	-1.19	44.03	-2.6	
QUE	119.29	293.	62.3	-1.37	59.38	1.6	EW
QUE	119.29	293.	61.8	-1.37	59.38	1.0	NS/EW
QUI	101.66	95.	39.7	-1.04	31.49	7.2	

Für Beben: 6

BHP	103.57	86.	40.1	.00	34.09	6.0	
BOG	106.72	93.	42.8	.00	38.60	4.2	
LBP	101.94	115.	33.0	.00	31.86	1.1	
NDI	112.07	292.	47.8	.00	46.88	.9	
SHA	104.47	63.	39.5	.00	35.35	4.1	

Für Beben: 8

BLA	111.35	58.	54.1	-.14	45.72	3.2	
KOD	105.46	274.	31.2	-.12	36.76	-5.7	
NDI	111.74	293.	45.1	-.14	46.34	-1.4	
NNA	96.94	106.	27.8	-.12	24.98	2.7	
OGD	116.57	55.	59.7	-.15	54.49	5.0	
RCD	97.38	45.	25.7	-.12	25.61	.0	
SCP	114.08	54.	56.7	-.14	50.20	5.3	
SHA	103.30	62.	35.8	-.12	33.72	2.0	

Für Beben: 9

GDH	124.84	20.	72.2	-.16	70.09	1.9	EW
GDH	124.84	20.	69.9	-.16	70.09	-.3	NS
KBS	124.67	357.	73.3	-.16	69.75	3.4	
NDI	111.66	293.	47.6	-.14	46.21	1.3	
NIL	116.16	297.	54.2	-.13	53.77	.3	
POO	111.57	281.	44.4	-.13	46.07	-1.8	
PRE	123.53	211.	63.8	-.16	67.48	-3.8	
QUE	120.69	292.	60.2	-.15	61.99	-1.9	
SHA	103.42	62.	39.2	-.12	33.89	5.2	

Station	Delta (deg)	Azimut (deg)	DT-Obs (sec)	H <sub>0</sub> -Kor (sec)	DT-PREM (sec)	Residuum (sec)	Bemer- kungen
---------	----------------	-----------------	-----------------	------------------------------	------------------	-------------------	------------------

Für Beben: 10

KBL	118.25	300.	58.7	-.77	57.48	.5	
OXF	99.23	57.	33.4	-.61	28.21	4.5	
SHA	99.25	61.	34.6	-.61	28.24	5.8	

Für Beben: 11

AAM	110.05	52.	47.0	.78	43.65	4.1	
ATL	106.88	61.	41.8	.73	38.83	3.7	
BLA	111.07	58.	49.4	.78	45.27	4.9	
GEO	114.05	57.	56.0	.82	50.15	6.7	
KOD	106.55	274.	31.3	.72	38.35	-6.3	
OGD	116.37	55.	58.2	.84	54.14	4.9	
OXF	103.29	58.	39.4	.68	33.71	6.4	
POO	112.85	281.	45.4	.80	48.16	-2.0	
SCP	113.89	55.	55.1	.80	49.88	6.0	
SHA	102.91	62.	33.8	.68	33.18	1.3	
WES	119.01	54.	62.2	.89	58.86	4.2	

Für Beben: 12

BLA	107.17	56.	44.2	.29	39.26	5.2	
-----	--------	-----	------	-----	-------	-----	--

Für Beben: 13

KAAO	118.11	297.	60.6	-.70	57.23	2.7	
ZOBO	103.60	112.	37.6	-.60	34.14	2.9	

Für Beben: 14

KAAO	119.74	297.	63.1	-.20	60.21	2.7	
------	--------	------	------	------	-------	-----	--

Für Beben: 15

SCP	111.20	53.	52.2	-.90	45.48	5.8	
ZOBO	102.56	113.	34.7	-.80	32.70	1.2	

Station	Delta (deg)	Azimut (deg)	DT-Obs (sec)	H <sub>0</sub> -Kor (sec)	DT-PREM (sec)	Residuum (sec)	Bemerkungen
---------	-------------	--------------	--------------	---------------------------	---------------	----------------	-------------

Für Beben: 16

BOCO	105.47	91.	45.0	-.70	36.78	7.5	
ZOBO	102.71	113.	38.0	-.70	32.91	4.4	

Für Beben: 18

GAC	116.54	49.	63.2	-.20	54.43	8.6	
GDH	124.78	20.	67.7	-.20	69.97	-2.5	
RSNY	117.05	51.	62.8	-.20	55.33	7.3	

Für Beben: 20

RSCP	105.49	58.	38.0	1.10	36.81	2.3	
RSNY	115.80	50.	60.0	1.20	53.14	8.1	
RSON	104.73	41.	37.0	1.10	35.72	2.4	

Für Beben: 21

SLR	123.39	211.	66.2	-.50	67.20	-1.5	
-----	--------	------	------	------	-------	------	--

Für Beben: 23

ALE	111.71	7.	44.4	.30	46.30	-1.6	CSN
BEC	119.12	63.	60.6	.40	59.07	1.9	WWSSN
BLA	106.99	56.	44.4	.30	38.99	5.7	WWSSN
CAR	113.17	86.	51.8	.30	48.68	3.4	WWSSN
FRB	115.22	28.	51.1	.40	52.14	-.6	CSN
GAC	111.83	47.	49.7	.30	46.49	3.5	GDSN
GDH	119.28	20.	59.8	.40	59.36	.8	GDSN
KOD	106.84	275.	38.0	.30	38.77	-.5	WWSSN
LHC	102.95	43.	32.8	.30	33.24	-.1	CSN
NDI	111.37	294.	47.9	.30	45.75	2.5	WWSSN
OTT	111.63	48.	48.8	.30	46.17	2.9	CSN
POO	112.35	283.	49.4	.30	47.33	2.4	WWSSN
RSNY	112.40	49.	50.9	.30	47.42	3.8	GDSN
SCP	109.54	52.	46.9	.30	42.86	4.3	GDSN
UPA	100.83	84.	37.9	.30	30.39	7.8	WWSSN
WES	114.59	51.	56.2	.30	51.07	5.4	WWSSN
YKC	94.90	25.	20.1	.30	21.99	-1.6	CSN

Station	Delta (deg)	Azimut (deg)	DT-Obs (sec)	H <sub>0</sub> -Kor (sec)	DT-PREM (sec)	Residuum (sec)	Bemerkungen
---------	-------------	--------------	--------------	---------------------------	---------------	----------------	-------------

Für Beben: 24

GAC	111.19	47.	49.5	-1.00	45.46	3.0	
RSNY	111.78	48.	52.4	-1.00	46.41	5.0	

Für Beben: 25

PRE	120.98	232.	72.2	-.27	62.54	9.4	NS/EW
PRE	120.98	232.	68.3	-.27	62.54	5.5	EW
SHI	110.03	298.	42.4	-.23	43.62	-1.5	

Für Beben: 26

CAR	109.98	40.	37.2	-.20	43.54	-6.6	
NAI	105.74	289.	36.7	-.22	37.17	-.7	
NNA	124.83	62.	69.6	-.29	70.07	-.7	

Für Beben: 27

ATL	101.39	29.	26.6	-.35	31.13	-4.9	
BEC	107.88	13.	41.5	-.39	40.32	.8	
BHP	125.00	37.	70.3	-.50	70.41	-.6	
BLA	99.34	24.	26.2	-.36	28.37	-2.5	
BUL	111.01	261.	43.5	-.41	45.17	-2.1	NS
BUL	111.01	261.	42.2	-.41	45.17	-3.4	EW
DAL	96.52	32.	21.2	-.38	24.37	-3.6	
FVM	95.03	31.	22.0	-.39	22.18	-.6	
GEO	98.78	21.	25.8	-.36	27.59	-2.2	NS
GEO	98.78	21.	22.8	-.36	27.59	-5.2	EW
GRM	119.54	249.	56.8	-.47	59.84	-3.5	
JCT	96.92	42.	23.8	-.38	24.95	-1.5	EW
JCT	96.92	42.	22.8	-.38	24.95	-2.5	NS
OGD	97.39	19.	23.6	-.38	25.63	-2.4	NS
OGD	97.39	19.	21.6	-.38	25.63	-4.4	EW
OXF	98.43	32.	24.8	-.37	27.10	-2.7	NS
OXF	98.43	32.	24.2	-.37	27.10	-3.3	EW
PRE	114.45	256.	47.0	-.43	50.83	-4.3	
SCP	96.79	21.	25.0	-.38	24.76	-.1	NS
SCP	96.79	21.	22.9	-.38	24.76	-2.2	EW
SHA	102.27	33.	35.3	-.36	32.31	2.6	NS
SHA	102.27	33.	31.8	-.36	32.31	-.9	EW
SJG	121.40	18.	61.2	-.48	63.34	-2.6	
WIN	121.28	265.	62.9	-.48	63.11	-.7	EW
WIN	121.28	265.	60.8	-.48	63.11	-2.8	NS

Station	Delta (deg)	Azimut (deg)	DT-Obs (sec)	H <sub>0</sub> -Kor (sec)	DT-PREM (sec)	Residuum (sec)	Bemer- kungen
---------	----------------	-----------------	-----------------	------------------------------	------------------	-------------------	------------------

---

Für Beben: 28

BOCO	105.29	93.	44.6	1.00	36.52	9.1	
------	--------	-----	------	------	-------	-----	--

ANHANG C

LAUFZEITDIFFERENZBEOBACHTUNGEN AN BEBEN AUßERHALB DER TONGA-  
FIJI-HERDREGION

Im Anhang C sollen kurz die Beobachtungen an Beben außerhalb der Tonga-Fiji-Herdregion vorgestellt und diskutiert werden (s. Tabelle 2.1). Bis auf die Daten von Beben Nr. 27 sind es jeweils nur wenige Beobachtungen, aber trotzdem sieht man den Effekt weiterer lateraler Heterogenitäten entlang der Laufwege der untersuchten Phasen S,  $S_{diff}$ , SKS und SKKS. Vielleicht regt die Veröffentlichung der Daten an dieser Stelle weitere Untersuchungen an.

Beben Nr. 25 vom 18. August 1968 (Solomon-Inseln):

Für das angegebene Ereignis bei den Solomon-Inseln gibt es nur Beobachtungen nach Westen. Wie Abb. C.1 zu entnehmen ist, sind die SKKS-SKS Laufzeitdifferenzen mit PREM vereinbar. Für den Laufweg nach Südafrika (Azimut  $232^\circ$ ) werden zu große  $S, S_{diff}$ -SKS und  $S, S_{diff}$ -SKKS Laufzeitdifferenzen beobachtet. Dies könnte ein Hinweis auf eine Niedriggeschwindigkeitsanomalie für S im unteren Mantel sein, denn die für Beben 27 ausführlich diskutierten Einflüsse der subduzierenden Platte können auch hier weitgehend ausgeschlossen werden.

Beben Nr. 26 vom 29. Januar 1971 (Ochotskisches Meer):

Abb. C.2 zeigt die Daten des Bebens im Ochotskischen Meer. Hier werden mit PREM kompatible Laufzeitdifferenzen zwischen allen Phasen für den Laufweg nach Afrika (Azimut  $289^\circ$ ) und bei SKKS-SKS für die Strahlwege nach Südamerika (Azimut  $40^\circ$  und  $62^\circ$ ) beobachtet. Diese Strahlen laufen etwa durch die gleichen Bereiche im Mantel nach Amerika wie die Strahlen von Beben Nr. 27. Damit besteht die Möglichkeit, daß die Beobachtungen für die Beben Nr. 26 und Nr. 27 auf den gleichen Anomalien beruhen.

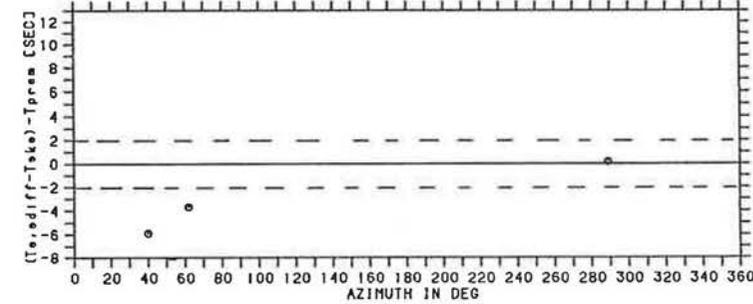
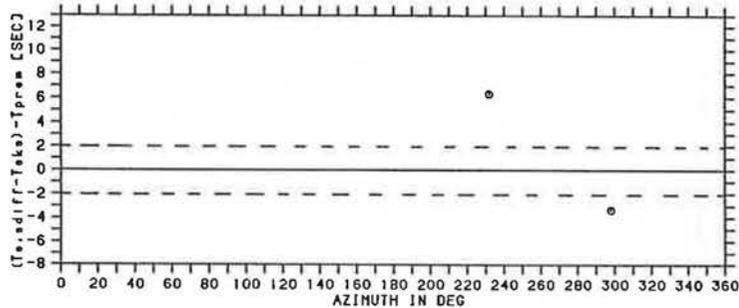
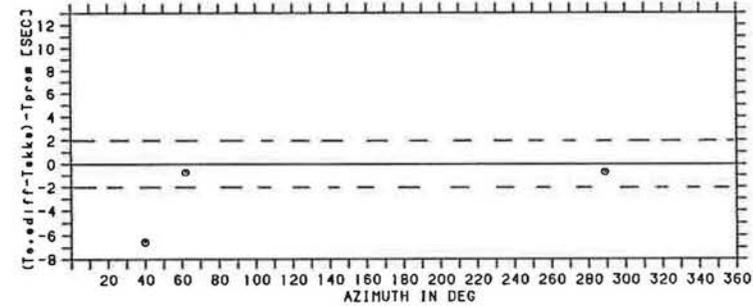
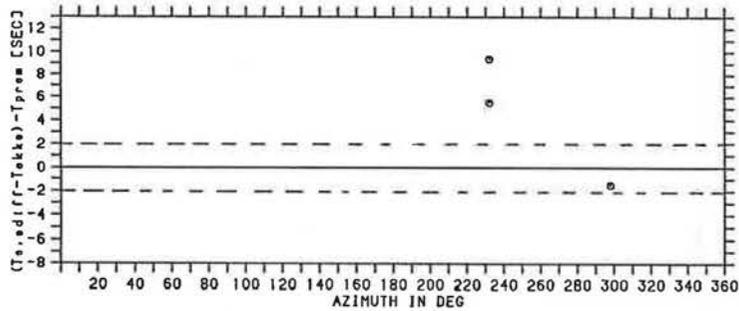
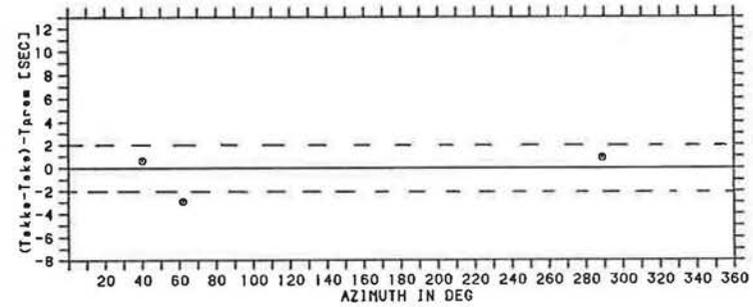
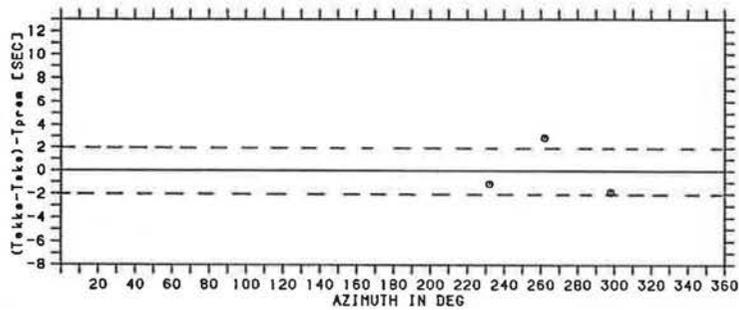


Abb. C.1: Die Laufzeitdifferenzen des Bebens Nr. 25; aufgetragen gegen das Azimut sind die Residuen gegenüber PREM. Die Geraden bei  $\pm 2$  sec bezeichnen den erwarteten Streubereich der Daten auf Grund der Ablesegenauigkeit (s. Abschnitt 2.3).

Abb. C.2: Wie Abb. C.1 jetzt für Beben Nr. 26.

Beben Nr. 27 vom 29. Juni 1975 (Japanisches Meer):

Abb. C.3 zeigt die Daten des Bebens im Japanischen Meer aufgetragen gegen das Azimut und Abb. C.4 zeigt die gleichen Daten aufgetragen gegen  $\Delta$ . Wie schon von Schweitzer (1984) und Schweitzer und Müller (1986) ausführlich dargestellt, sind die SKKS-SKS Laufzeitdifferenzen dieses Bebens gut durch die theoretischen Werte von PREM erklärt. Ein großer Teil der Beobachtungen stammt von Stationen auf dem nordamerikanischen Kontinent, also den Stationen, an denen auch die anomalen Daten für die Tonga-Fiji-Beben beobachtet wurden. Die Daten von Beben Nr. 27 sind ein unabhängiger Beweis dafür, daß die Tonga-Fiji-Daten nicht mit lateralen Heterogenitäten im Mantel unterhalb der Stationen in Nordamerika erklärt werden können. Die  $S, S_{diff}$ -SKS und die  $S, S_{diff}$ -SKKS Laufzeitdifferenzen zeigen an den amerikanischen Stationen (Azimut  $10^\circ$  bis  $50^\circ$ ) deutlich negative Residuen und ein ähnliches Bild bietet sich an den Stationen in Afrika (Azimut  $249^\circ$  bis  $265^\circ$ ); auch hier werden negative Residuen beobachtet. Die Strahlwege mit den zu großen Laufzeitdifferenzen mit Azimut  $148^\circ$  kreuzen nicht die Strahlwege von Tonga-Fiji nach Amerika und müssen damit eine andere Ursache als die Tonga-Fiji-Anomalie haben.

Für Strahlwege nach Amerika und nach Afrika fällt ihre Lage zur Subduktionszone unter dem Japanischen Meer auf. Es werden für S-Wellen deutliche Laufzeiteffekte durch die kalte, und damit auch schnellere, subduzierende Platte erwartet. Cormier (1989) hat gezeigt, daß absolute Laufzeitresiduen von 1 sec bis 2 sec für Phasen zu erwarten sind, die den Herd in Richtung der abtauchenden Platte verlassen. Diese Geometrie trifft auf die Strahlwege nach Afrika zu. Nach Burbach und Frohlich (1986) fällt die abtauchende Platte unter Japan allerdings mit  $35^\circ$  ein, viel flacher als die Beispiele bei Cormier ( $60^\circ$ ). Damit wird der Einfluß der subduzierenden Platte auf die untersuchten S-Phasen wesentlich geringer, und die beobachteten Residuen könnten nur zu einem sehr geringen Teil durch diese Struktureffekte erklärt werden. Hinzu kommt noch, daß durch

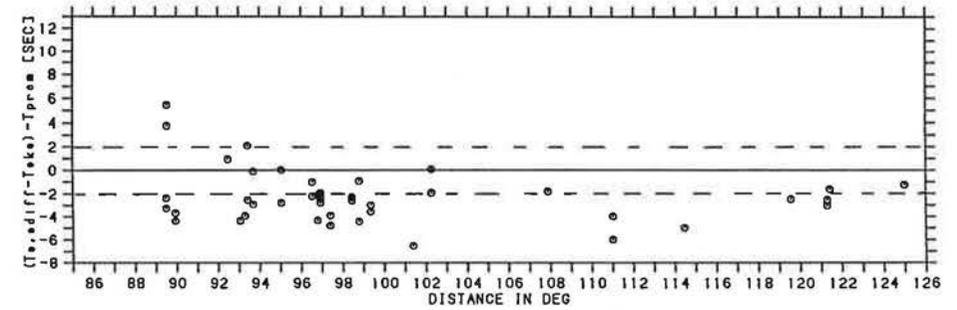
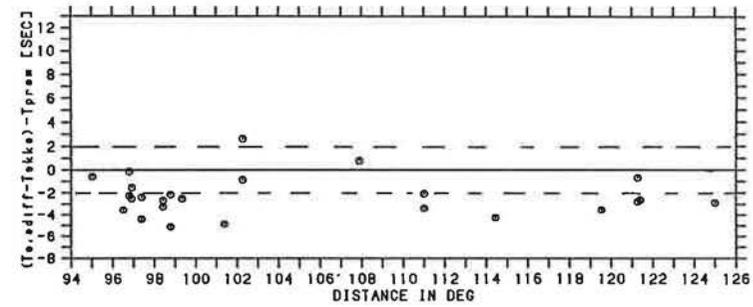
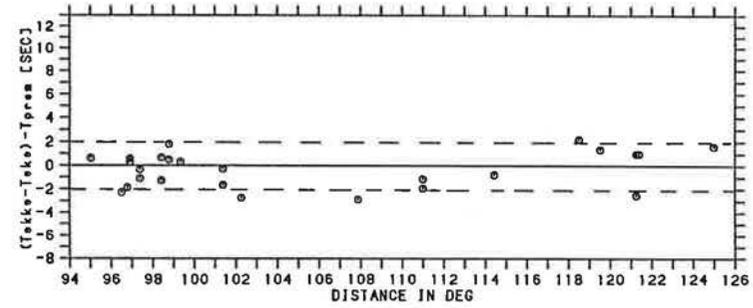
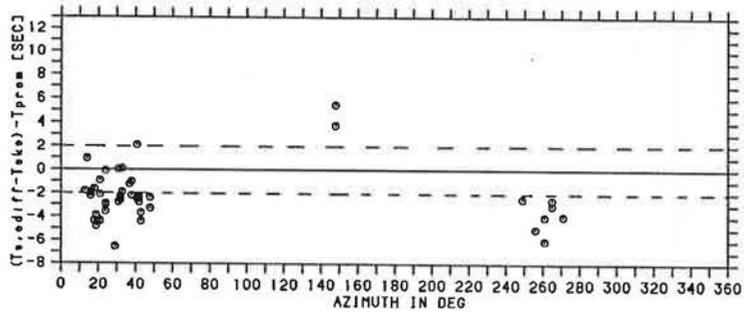
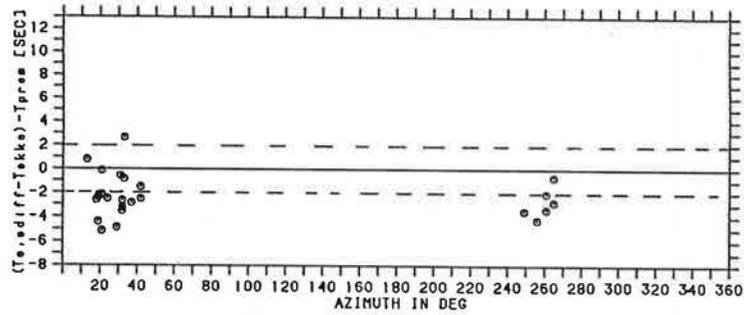
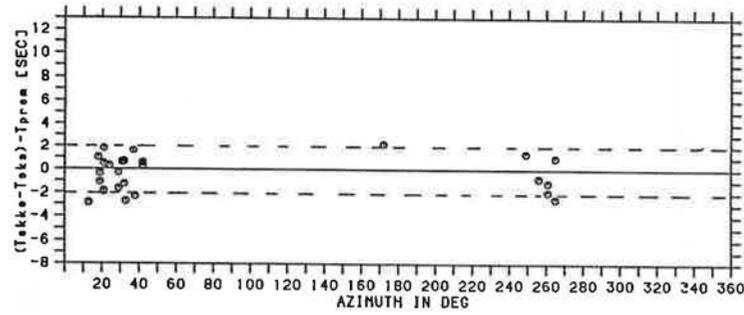


Abb. C.3: Wie Abb. C.1 jetzt für Beben Nr. 27.

Abb. C.4: Die Residuen aus Abb. C.3 jetzt aufgetragen gegen die Entfernung.

die Laufzeitdifferenzbildung zusätzlich der Einfluß von herdnahen Heterogenitäten verringert wird. Die Abstrahlung dieses Bebens zu den amerikanischen Stationen entspricht etwa dem Streichen der abtauchenden Platte, für diesen Azimutbereich sind nach Cormier keine großen Laufzeiteffekte zu erwarten.

So kann man zusammenfassend sagen, daß als mögliche Ursachen auch für die Laufzeitdifferenzen dieses Bebens vor allem laterale Heterogenitäten im unteren Mantel in Frage kommen.

Beben Nr. 28 vom 28. September 1981 (Kermadec-Inseln)

Für das Beben bei den Kermadec-Inseln wurden zu große Laufzeitdifferenzen (Daten in Abb. C.5) an der südamerikanischen BOCO (Azimut  $93^\circ$ ) beobachtet, ähnlich wie für die etwas weiter nördlich liegenden Beben der Tonga-Fiji-Herdregion. Auch die  $S, S_{diff}$ -SKS Beobachtungen in den USA (Azimut  $35^\circ$  und  $43^\circ$ ) zeigen etwas zu große Laufzeitdifferenzen. Diese Beobachtungen haben möglicherweise die gleiche Anomalie wie bei den Tonga-Fiji-Daten als Ursache: Durch weiteres Sammeln solcher Ableisungen könnte die Tonga-Fiji-Anomalie eventuell räumlich weiter eingeschränkt werden.

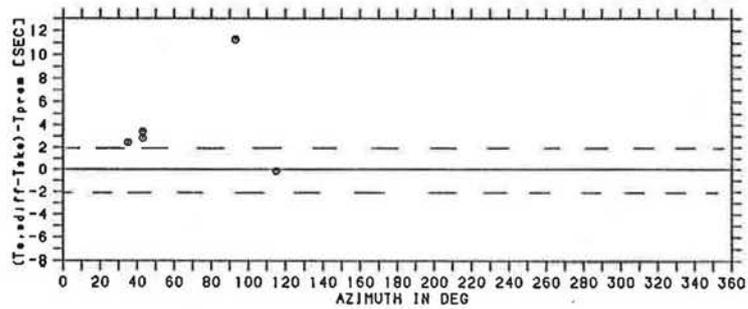
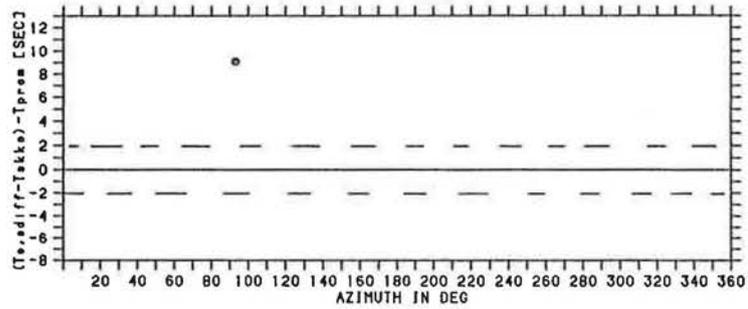
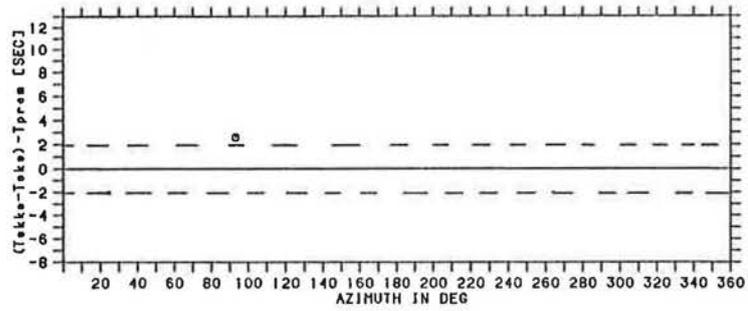


Abb. C.5: Wie Abb. C.1 jetzt für Beben Nr. 28.

ANHANG D

AUFSTELLUNG DES GLEICHUNGSSYSTEMS ZUR BERECHNUNG DER AUS-  
GLEICHSKURVEN

Für die Laufzeitdifferenzen  $\delta t$  sollen folgende Darstellungen durch Polynome gelten:

$$\begin{aligned} \sum_{i=0}^k \Delta^i \cdot a_i &= \delta t(S, S_{\text{diff-SKS}}) = \delta t_1 \\ \sum_{i=0}^k \Delta^i \cdot b_i &= \delta t(S, S_{\text{diff-SKKS}}) = \delta t_2 \\ \sum_{i=0}^k \Delta^i \cdot c_i &= \delta t(\text{SKKS-SKS}) = \delta t_3 \end{aligned} \quad (\text{D-1})$$

$a_i$ ,  $b_i$  und  $c_i$  sind die jeweils zu den Ausgleichskurven gehörenden Koeffizienten,  $\Delta$  ist die Epizentralentfernung. Außerdem sind die Laufzeitdifferenzen über folgende Formeln miteinander gekoppelt.

$$\begin{aligned} \sum_{i=0}^k \Delta^i (b_i + c_i) &= \delta t_2 + \delta t_3 = \delta t_1 \\ \sum_{i=0}^k \Delta^i (a_i - c_i) &= \delta t_1 - \delta t_3 = \delta t_2 \\ \sum_{i=0}^k \Delta^i (a_i - b_i) &= \delta t_1 - \delta t_2 = \delta t_3 \end{aligned} \quad (\text{D-2})$$

Diese Koppelung wäre nicht zu berücksichtigen, wenn immer alle drei Laufzeitdifferenztypen gemeinsam beobachtet werden könnten, was allerdings oft nicht der Fall ist (s. Anhang B). Die  $3 \cdot (k+1)$  gesuchten Koeffizienten  $a_i$ ,  $b_i$  und  $c_i$  werden mit  $l$  Beobachtungen für  $\delta t_1$ ,  $m$  Beobachtungen für  $\delta t_2$  und  $n$  Beobachtungen für  $\delta t_3$  bestimmt. Außerdem gilt wegen der Koppelung für die Koeffizienten der Polynome:

$$-a_i + b_i + c_i = 0 \quad i = 0, 1, 2, \dots, k \quad (\text{D-3})$$

Diese Gleichung wird als Nebenbedingung in das Gleichungssystem eingefügt. Die Systeme (D-1), (D-2) und (D-3) enthalten insgesamt  $(l+m+n) \cdot 2 + (k+1)$  Gleichungen für  $3 \cdot (k+1)$  Unbekannte. Zur Anpassung an die Daten erwies sich  $k = 3$  als bester Wert.

LITERATURVERZEICHNIS

- Aki, K., A. Christofferson und E.S. Husebye (1977): Determination of the three dimensional seismic structures of the lithosphere. *J. Geophys. Res.* 82, 277-296.
- Bataille, K. und S.M. Flatté (1988): Inhomogeneities near the core-mantle boundary inferred from short-period scattered PKP waves recorded at the Global Digital Seismograph Network. *J. Geophys. Res.* 93, 15057-15064.
- Baumgardt, D.R. (1989): Evidence for a P-wave velocity anomaly in D". *Geophys. Res. Lett.* 16, 657-660.
- Billington, S. (1980): The morphology and tectonics of subducted lithosphere in the Tonga-Fiji-Kermadec region from seismicity and focal mechanism solutions. Dissertation, 3+220 S., Cornell University, Ithaca, New York.
- Bolt, B.A. und M. Niazi (1984): S Velocities in D" from diffracted SH-waves at the core boundary. *Geophys. J. R. astr. Soc.* 79, 825-834.
- Bullen, K.E. (1950): An earth model based on a compressibility-pressure hypothesis. *Monthl. Not. R. astr. Soc., Geophys. Suppl.* 6, 50-59.
- Burbach, G.V. und C. Frohlich (1986): Intermediate and deep seismicity and lateral structure of subducted lithosphere in the circum-Pacific region. *Rev. Geophys.* 24, 833-874.
- Chan, W.W. und Z.A. Der (1988): Attenuation of multiple ScS in various parts of the world. *Geophys. J.* 92, 303-314.
- Choy, G.L. (1977): Theoretical seismograms of core phases calculated by frequency-dependent full wave theory and their interpretation, *Geophys. J. R. astr. Soc.* 51, 275-312.
- Choy, G.L. und P.G. Richards (1975): Pulse distortion and Hilbert transformation in multiply reflected and refracted body waves, *Bull. Seism. Soc. Am.* 65, 55-70.
- Cleary, J. R. und R.A.W. Haddon (1972): Seismic wave scattering near the core-mantle boundary: a new interpretation of precursors to PKP, *Nature (London)* 240, 549-551.
- Cormier, V.F. (1989): Slab diffraction of S waves. *J. Geophys. Res.* 94, 3006-3024.
- Creager, K.C. und T.H. Jordan (1986): Aspherical structure of the core-mantle boundary from PKP traveltimes. *Geophys. Res. Lett.* 13, 1497-1500.
- Davies, D. und R.M. Sheppard (1972): Lateral heterogeneity in the earth's mantle. *Nature (London)* 239, 318-323.

- Doornbos, D.J. und N.J. Vlaar (1973): Regions of seismic wave scattering in the earth's mantle and precursors to PKP. *Nature Phys. Sci. (London)* 243, 58-61.
- Doornbos, D.J. und J.C: Mondt (1979a): Attenuation of P and S waves diffracted around the core. *Geophys. J. R. astr. Soc.* 57, 353-379.
- Doornbos, D.J. und J.C: Mondt (1979b): P and S waves diffracted around the core and the velocity structure at the base of the mantle. *Geophys. J. R. astr. Soc.* 57, 381-395.
- Doornbos, D.J. und T. Hilton (1989): Models of the core-mantle boundary and the travel times of internally reflected core phases. *J. Geophys. Res.* 94, 15741-15751.
- Dziewonski, A.M. (1984): Mapping the lower mantle: determination of lateral heterogeneity in P-velocity up to degree and order 6. *J. Geophys. Res.* 89, 5929-5952.
- Dziewonski, A.M. und D.L. Anderson (1981): Preliminary reference earth model. *Phys. Earth Planet. Inter.* 25, 297-356.
- Dziewonski, A.M., J.H. Woodhouse, D. Giardini, X.D. Li und A. Morelli (1986): Global images of the earth interior. *EOS Trans. Am. Geophys. Union* 67, 1100 (abstract).
- Garnero, E., D. Helmberger und G. Engen (1988): Lateral variations near the core-mantle boundary. *Geophys. Res. Lett.* 15, 609-612.
- Grand, S. (1987): Tomographic inversion for shear velocity beneath the north American plate. *J. Geophys. Res.* 92, 14065-14090.
- Gutenberg, B. (1913): Über die Konstitution des Erdinnern, erschlossen aus Erdbebenbeobachtungen. *Phys. Z.* 14, 1217-1218.
- Gutenberg, B. (1914): Über Erdbebenwellen. VIIa Beobachtungen an Registrierungen von Fernbeben in Göttingen und Folgerungen über die Konstitution des Erdkörpers. *Nachr. Kgl. Ges. Wiss. Göttingen, Math.-phys. Klasse*, 125-177.
- Haddon, R.A.W. (1982): Evidence for inhomogeneities near the core-mantle boundary. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* 306, 61-70.
- Haddon, R.A.W. und G.G.R. Buchbinder (1986): Wave propagation effects and the earth's structure in the lower mantle. *Geophys. Res. Lett.* 13, 1489-1492.

- Haddon, R.A.W. und G.G.R. Buchbinder (1988): Seismic wave scattering and the earth's structure in the lower mantle. In: D.E. Smylie and R. Hide (editors): Structure and dynamic of earth's deep interior. Geophys. Monograph 46, IUGG Vol. 1, 9+133 S., Am. Geophys. Union, 65-71.
- Hales, A.L. und J.L. Roberts (1970): The traveltimes of S and SKS, Bull. Seism. Soc. Am. 60, 461-489.
- Hales, A.L. und J.L. Roberts (1971): The velocities in the outer core. Bull. Seism. Soc. Am. 61, 1051-1059.
- International Seismological Centre (ISC), Newbury, Great Britain: Bulletins, Regional Catalogues und Bibliographies verschiedenster Jahrgänge.
- Jacobs, J.A. (1987): The earth's core (2nd ed.), 10+416 S., Academic Press, London und Orlando.
- Jeffreys, H. und K.E. Bullen (1940): Seismological tables, 50 S., British Association for the Advancement of Science, Gray Milne Trust,<sup>4</sup>1970, London.
- Johnson, L.R. und R.C. Lee (1985): Extremal bounds on the P velocity in the earth's core. Bull. Seism. Soc. Am. 75, 115-130.
- Julian, B.R. und M.K. Sengupta (1973): Seismic travel time evidence for lateral inhomogeneity in the deep mantle. Nature (London) 242, 443-447.
- Kind, R. und G. Müller (1975): Computations of SV-waves in realistic earth models. J. Geophys. 41, 149-172.
- Kind, R. und G. Müller (1977): The structure of the outer core from SKS amplitudes and travel times. Bull. Seism. Soc. Am. 67, 1541-1554.
- Lay, T. und D.V. Helmberger (1983a): A lower mantle S-wave triplication and the shear velocity structure in D". Geophys. J. R. astr. Soc. 75, 779-838.
- Lay, T. und D.V. Helmberger (1983b): The shear wave gradient at the base of the mantle. J. Geophys. Res. 88, 8160-8170.
- Menke, W. (1984): Geophysical data analysis: discrete inverse theory (rev. edition 1989), 12+289 S., Academic Press, San Diego und London.
- Morelli, A. und A.M. Dziewonski (1987): The harmonic expansion approach to the retrieval of deep earth structure. In: Nolet, G. (editor): Seismic tomography, 10+386 S., Reidel Publ. Company, Dordrecht, 251-274.

- Mula, A.H.G. (1980): Ray parameters and amplitudes of long period diffracted waves and the velocities and the Q structure at the base of the mantle, Dissertation, 105 S., Universität Karlsruhe.
- Murtha, P.E. (1984): Seismic velocities in the upper part of the earth's core. Dissertation, 5+115 S., University of California, Berkeley.
- Müller, G. (1977): Earth flattening approximation for body waves derived from geometric ray theory - improvements, corrections and range of applicability. J. Geophys. 42, 429-436.
- Müller, G. (1986): Theorie elastischer Wellen. Vorlesungsskript, 238 S., Institut für Meteorologie und Geophysik, Universität Frankfurt.
- Müller, G. (1987): Inversionstheorie geophysikalischer Beobachtungen. Vorlesungsskript, 134 S., Institut für Meteorologie und Geophysik, Universität Frankfurt.
- Nelson, R.L. (1954): Study of the seismic waves SKS and SKKS, Bull. Seism. Soc. Am. 44, 39-56.
- Neumann, G. (1981): Die Bestimmung lateraler Inhomogenitäten in der Seismik durch Inversion von Laufzeitanomalien. Dissertation, 3+123 S., Technische Universität Berlin.
- Neumann-Denzau, G. und J. Behrens (1984): Inversion of seismic data using tomographical reconstruction techniques for investigations of laterally inhomogeneous media. Geophys. J. R. astr. Soc. 79, 305-315.
- Niazi, M. (1973): SH travel times and lateral heterogeneities in the lower mantle. Bull. Seism. Soc. Am. 63, 2035-2046.
- Phinney, R.A. und S.S. Alexander (1969): The effect of velocity gradient at the base of the mantle on diffracted P waves in the shadow. J. Geophys. Res. 74, 4967-4971.
- Press, W.H., B.P. Flannery, S.A. Teukolsky und W.T. Vetterling (1987): Numerical Recipes. 20+818 S., Cambridge University Press, Cambridge.
- Randall, M.J. (1970): SKS and seismic velocities in the outer core. Geophys. J. R. astr. Soc. 21, 441-445.
- Rebeur-Paschwitz von, E. (1889): The earthquake of Tokyo, April 18, 1889. Nature (London) 40, 294-295.
- Sasatani, T. (1980): Source parameters and rupture mechanism of deep-focus earthquakes. J. Faculty Science Series VII 6, Hokkaido University, 301-384.

- Schlittenhardt, J. (1984): Array-Untersuchungen von reflektierten und diffraktierten Kernphasen. Dissertation, 154 S., Universität Frankfurt.
- Schlittenhardt, J., J. Schweitzer und G. Müller (1985): Evidence against a discontinuity at the top of D". Geophys. J. R. astr. Soc. 81, 295-306.
- Schmidt, T. und G. Müller (1986): Seismic signal velocity in absorbing media. J. Geophys. 60, 166-203.
- Schreckenberger, B. (1985): Theorie der Generalisierten Matrixinversion und ihre Anwendung bei der Inversion geoelektrischer Gleichstromsondierungen. Diplomarbeit, 117 S., Institut für Meteorologie und Geophysik, Universität Frankfurt.
- Schweitzer, J. (1984): Laufzeiten und Amplituden der Phasen SKS und SKKS und die Struktur des äußeren Erdkerns. Diplomarbeit, 117 S., Institut für Meteorologie und Geophysik, Universität Frankfurt.
- Schweitzer, J. (1986): S-anomalies under the Pacific. Terra cognita 6, 441 (abstract).
- Schweitzer, J. (1988): Anomalous S-phases and the structure in the lower mantle and at the core-mantle boundary beneath the Central Pacific. Terra cognita 8, 152 (abstract).
- Schweitzer, J. und G. Müller (1986): Anomalous difference traveltimes and amplitude ratios of SKS and SKKS from Tonga-Fiji events. Geophys. Res. Lett. 13, 1529-1532.
- Sipkin, S.A. und T.H. Jordan (1980): Regional variation of Q<sub>SCS</sub>. Bull. Seism. Soc. Am. 70, 1071-1102.
- Spies, Th. (1985): Untersuchung der seismischen Geschwindigkeit an der Basis des Mantels mit Amplituden und Laufzeiten der Kernreflexion PcP. Diplomarbeit, 136 S., Institut für Meteorologie und Geophysik, Universität Frankfurt.
- Stevenson, D.J. (1987): Limits on lateral density and velocity variations in the earth's outer core. Geophys. J. R. astr. Soc. 88, 311-319.
- Weber, M. (1986): Die Gauß-Beam Methode zur Berechnung theoretischer Seismogramme in absorbierenden inhomogenen Medien: Test und Anwendung. Dissertation, 141 S., Universität Frankfurt.
- Weber, M. (1988): Computation of body-wave seismograms in absorbing 2-D media using the Gaussian beam method: comparison with exact methods. Geophys. J. 92, 9-24.
- Weber, M. und J.P. Davis (1990): Evidence for a laterally inhomogeneous lower mantle structure from P- and S-waves. Submitted to Geophys. J. Int..

- Woodhouse, J.H. und A.M. Dziewonski (1984): Mapping the upper mantle: three dimensional modeling of the earth structure by inversion of seismic waveforms. *J. Geophys. Res.* 89, 5953-5986.
- Woodhouse, J.H. und A.M. Dziewonski (1989): Seismic modelling of the earth's large-scale three-dimensional structure. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* 328, 291-308.
- Woodhouse, J.H., D. Giardini und X.D. Li (1986): Evidence for inner core anisotropy from free oscillations. *Geophys. Res. Lett.* 13, 1549-1552.
- Worthington, M.H. (1984): An introduction to geophysical tomography. *First break* 2, No. 11, 20-26.
- Wysession, M.E. und E.A. Okal (1988): Evidence for lateral heterogeneity at the core-mantle boundary from the slowness of diffracted S profiles. In: D.E. Smylie und R. Hide (editors): *Structure and dynamic of earth's deep interior*. *Geophys. Monograph* 46, IUGG Vol. 1, 9+133 S., Am. Geophys. Union, 55-63.
- Young, C.J. und T. Lay (1989): The core shadow zone boundary and lateral variations of the velocity structure of the lowermost mantle. *Phys. Earth Planet. Int.* 54, 64-81.

## DANKSAGUNG

Zuerst will ich mich herzlich bei Prof. Dr. Gerhard Müller bedanken. Durch seine Betreuung dieser Arbeit und durch die vielen anregenden Diskussionen mit ihm und in seiner Arbeitsgruppe habe ich sehr viel gelernt.

Herrn Prof. Dr. H. Berckhemer danke ich für die Übernahme des Korreferats.

Bedanken will ich mich auch bei allen Freundinnen und Freunden, mit denen das Leben und Arbeiten im Frankfurter Institut Spaß gemacht hat.

Finanziell unterstützt wurde diese Arbeit durch die DFG-Projekte mit den Aktenzeichen Mu 421/16-1 und Mu 421/16-2 und durch ein Stipendium nach dem Hessischen Gesetz zur Förderung von Nachwuchswissenschaftlern.

Die numerischen Rechnungen wurden auf Anlagen des Hochschulrechenzentrums durchgeführt. Für die Überlassung von Programmen bedanke ich mich bei Bernd Schreckenberger, Michael Weber und dem ORFEUS-Datenzentrum.

Bei Ingrid Hörnchen bedanke ich mich herzlich für die Übernahme des größten Teils der Schreibarbeiten und bei Frau Ch. Lidzba für die Anfertigung der Abbildungen in Anhang A.

Wolfgang Brüstle und Peter Paul Schweitzer haben das Manuskript dieser Arbeit inhaltlich und sprachlich gegengelesen und mir manche Anregung gegeben - Danke.

## LEBENS LAUF

Johannes Schweitzer

geboren am 9. September 1956 als Sohn von Irmgard und Peter Paul Schweitzer in Hadamar

### Ausbildung und berufliche Tätigkeit:

1963-1964	Besuch der 1. Klasse der Volksschule Oberweyer
1964-1966	Besuch der 2.-4. Klasse der Volksschule Niederhadamar
1966-1975	Besuch der Fürst-Johann-Ludwig-Schule in Hadamar
7. Mai 1975	Abiturprüfung mit allg. Hochschulreife
1975-1976	Zivildienst
WS 1976/77- WS 1984/85	Studium der Geophysik an der Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt/Main
15. März 1979	Diplomvorprüfung in Geophysik
14. Jan. 1985	Diplomhauptprüfung in Geophysik
1985-1988	Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Frankfurt im Rahmen der DFG-Projekte "Laufzeituntersuchungen an Scherwellen und laterale Heterogenitäten des Erdmantels" und "Laterale Heterogenitäten des Erdmantels unter dem Südwest Pazifik"
1988-1989	Stipendiat nach dem Hess. Gesetz zur Förderung von Nachwuchswissenschaftlern zur Vorbereitung der Promotion bei der Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main, Anfertigung der vorliegenden Arbeit
seit 15. Feb. 1990	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Geophysik der Ruhr-Universität Bochum

