



THOMAS DICKMANN

**DAS KONZEPT DER
POLARISATIONSMETHODE
UND SEINE ANWENDUNGEN AUF DAS
SEISMISCHE VEKTORWELLENFELD
IM WEITWINKELBEREICH**

GEOMAR
Forschungszentrum
für marine Geowissenschaften
der Christian-Albrechts-Universität
zu Kiel

Kiel 1993

GEOMAR REPORT 19

GEOMAR
Research Center
for Marine Geosciences
Christian Albrechts University
in Kiel

Herausgeber: Jörn Thiede
Redaktion der Serie: Gerhard Haass
Umschlag: Harald Gross, GEOMAR Technologie GmbH

Editor: Jörn Thiede
Managing Editor: Gerhard Haass
Cover: Harald Gross, GEOMAR Technologie GmbH

GEOMAR REPORT
ISSN 0936 - 5788

GEOMAR REPORT
ISSN 0936 - 5788

GEOMAR
Forschungszentrum
für marine Geowissenschaften
D-2300 Kiel
Wischhofstr. 1-3
Telefon (0431) 7202-0
Telefax (0431) 72 53 91, 7 20 22 93, 72 56 50

GEOMAR
Research Center
for Marine Geosciences
D-2300 Kiel / Germany
Wischhofstr. 1-3
Telephone (49) 431 / 7202-0
Telefax (49) 431 / 72 53 91, 7 20 22 93, 72 56 50

Inhalt

Abstract

Zusammenfassung 1

1 Einleitung 2

2 Das seismische Vektorwellenfeld 5

2.1	Charakteristik der seismischen Raumwellen	5
2.2	Polarisation seismischer Wellen	8
2.2.1	Lineare Polarisation	8
2.2.2	Zirkulare Polarisation	8
2.2.3	Elliptische Polarisation	9
2.3	Datenakquisition	10
2.4	Moden-Konversion	10
2.5	Effekt der freien Oberfläche	12

3 Separation und Analyse seismischer Wellenmoden 16

3.1	Methoden der Wellenfeld-Trennung.....	16
3.1.1	Filterung nach dem Geschwindigkeitskriterium.....	17
3.1.2	Filterung nach dem Richtungskriterium	19
3.1.3	Filterung nach dem Geschwindigkeits- und Richtungskriterium	19
3.1.4	Diskussion der Separationsmethoden	25
3.2	Methoden der Polarisationsanalyse.....	28
3.2.1	Formparameter.....	31
3.2.2	Winkelparameter.....	31
3.3	Ersteinsatz-Detektion	35
3.3.1	Ersteinsatzerkennung nach der Energie-Funktion	36
3.3.2	Ersteinsatzerkennung nach der RMS-Amplitude	38
3.4	Gesteuerte Orientierung	40

4 Der zweidimensionale datenadaptive Polarisationsfilter 46

4.1	Konventionelle Polarisationsfilter.....	46
4.2	Preprocessing seismischer 3-Komponenten-Daten im Weitwinkelbereich vor der Polarisationsanalyse.....	47
4.3	Beschreibung und Analyse des zweidimensionalen datenadaptiven Polarisationsfilter-Verfahren.....	53

4.3.1	Input (I).....	55
4.3.2	LMO-Korrektur (II).....	57
4.3.3	Berechnung der Kovarianz-Matrix (III).....	61
4.3.4	Noise-Korrektur (IV).....	64
4.3.5	Berechnung der Eigenwerte und Eigenvektoren (V).....	77
4.3.6	Bestimmung der Polarisationsparameter (VI).....	77
	4.3.6.1 Die Rektilinearität.....	77
	4.3.6.2 Der Ebenheitskoeffizient.....	88
	4.3.6.3 Der Richtungskoeffizient.....	92
4.3.7	Glättung der Polarisationsparameter (VII).....	92
4.3.8	Output (VIII) und Diskussion.....	92
5	Schlußbetrachtung	113
6	Literatur	115
	Danksagung	121

Abstract

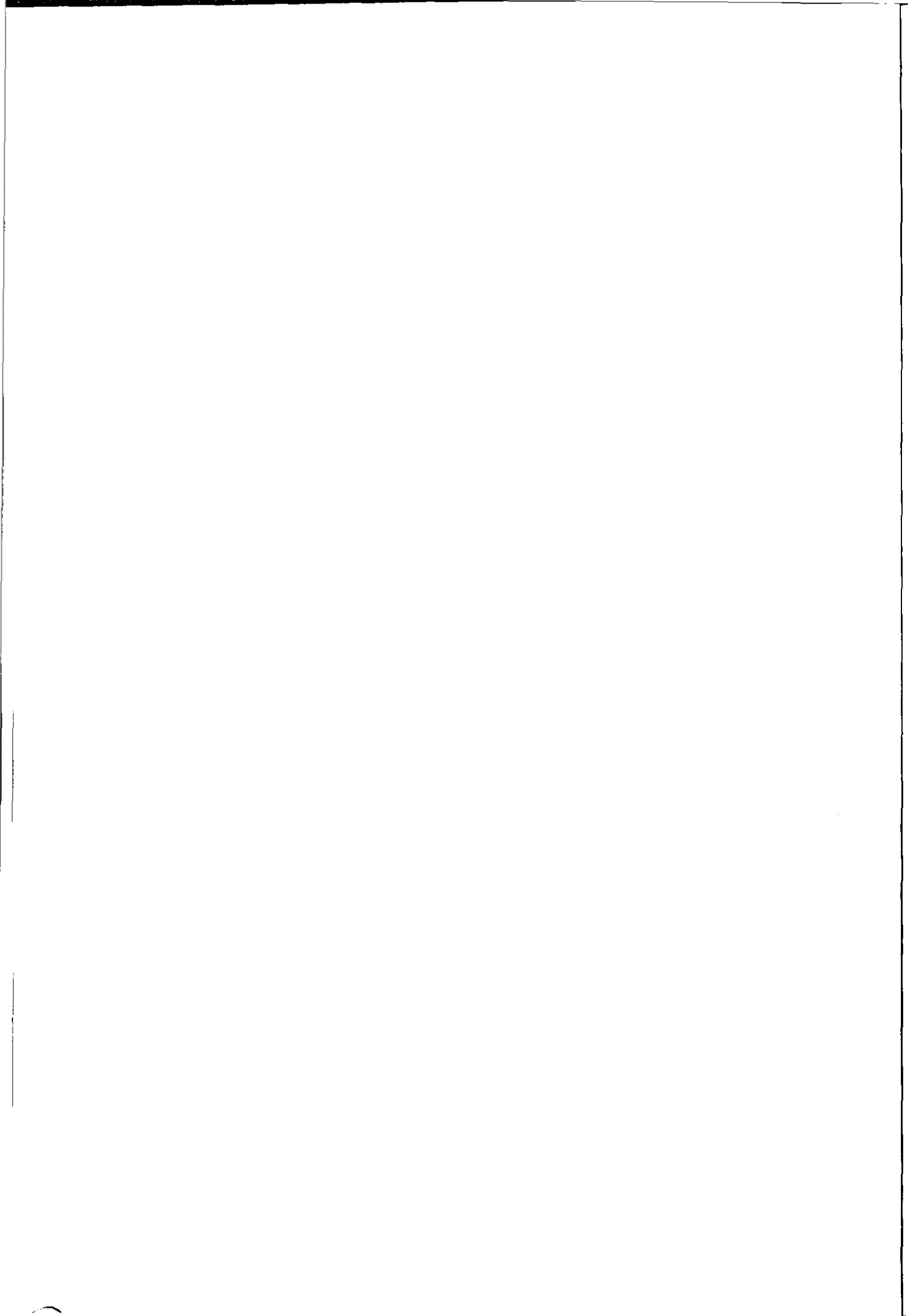
Based on the vector character the treatment of the three-dimensional seismic wavefield becomes complex. With the exploitation of converted wave-modes the acquisition of vector-wavefield data is effective, especially in the wide-angle range. Consequently shear wave-acquisition with conventional sources, including marine sources, is possible and only multi-component seismometers are required.

Using this method wide-angle recordings of high quality were obtained within the BABEL-project (Baltic and Bothnian Echoes from the Lithosphere). However the processing of such vector-wavefield data raises the question of how to decompose the wavefield in its single modes.

This thesis classifies the separation techniques, which have been presented in the literature, and shows a strong connection between polarization and separation of the seismic wavefield. Taking wide-angle data into particular consideration a discussion of these methods demonstrates the general applicability provided that equidistant traces are available.

It is found out with the Controlled Orientation - a further developed method for the automatic reorientation of three-component recordings - that the alignment of refraction seismic data to the direction of the P-wave first arrival is not reliable because of the nearly vertical incidence. However it turns out, that the correction of the apparent angle of incidence need not be considered.

With the processive realization of equidistant traces it is demonstrated that the amplitude character for the analysis of polarization is preserved. Therefore a multi-trace procedure can be implemented, which is in a position to process effectively long offset three-component data based on a two-dimensional operator window. This two-dimensional polarization-filter works data-adaptively for the determination of polarization parameters and is superior to the conventional method of Montalbetti and Kanasewich (1970). Three-component wide-angle data are used to illustrate the improvements obtained in noise reduction and in wave-mode separation using this technique .



Zusammenfassung

Aufgrund des vektoriellen Charakters wird die Behandlung des dreidimensionalen seismischen Wellenfeldes komplex. Unter Ausnutzung von konvertierten Wellenmoden ist die vektorielle Datenakquisition besonders im Weitwinkelbereich effektiv. Somit können konventionelle Quellen auch im marinen Bereich Scherwellen-Akquisition betreiben und es wird nur der Einsatz von Mehrkomponenten-Aufnehmern erforderlich.

Nach dieser Methode wurden im Projekt BABEL (Baltic and Bothnian Echoes from the Lithosphere) Weitwinkelregistrierungen von hoher Qualität gewonnen. Die Frage nach der Verarbeitung solcher vektorieller Daten eröffnet eine Diskussion darüber, wie das seismische Wellenfeld in seine einzelnen Wellenmoden zerlegt werden kann. Eine in dieser Arbeit vorgenommene Klassifizierung von Separationstechniken, die in der Literatur vorgestellt wurden, zeigt eine starke Verknüpfung von Polarisation und Separation des seismischen Wellenfeldes. Unter besonderer Berücksichtigung von Weitwinkeldaten zeigt eine vorgenommene Diskussion dieser Methoden die generelle Anwendbarkeit bei gleichabständigen Spuren.

Mit der Gesteuerten Orientierung, einer weiterentwickelten Methode zur automatischen Reorientierung von 3-Komponenten-Registrierungen, konnte festgestellt werden, daß das Ausrichten von refraktionsseismischen Daten nach der Richtung der ankommenden P-Welle aufgrund fast vertikalen Einfalls nicht zuverlässig ist. Dabei stellte sich jedoch heraus, daß eine Korrektur des scheinbaren Einfallswinkels nicht berücksichtigt werden muß.

Mit der prozessiven Realisierung von gleichabständigen Spuren konnte gezeigt werden, daß der Amplitudencharakter zur Polarisationsanalyse gewahrt bleibt, so daß ein Mehrspur-Verfahren entwickelt werden konnte, daß aufgrund seines zweidimensionalen Operatorfensters in der Lage ist, 3-Komponenten-Daten aus großen Beobachtungsentfernungen wirkungsvoll zu verarbeiten. Dieser zweidimensionale Polarisationsfilter arbeitet zur Bestimmung der Polarisationsparameter datenadaptiv und ist dem herkömmlichen Verfahren nach Montalbetti und Kanasevich (1970) überlegen. Dabei werden Verbesserungen sowohl in der Noiseunterdrückung, als auch in der Trennung von Wellenmoden erzielt, die sich auch auf 3-Komponenten Daten des Weitwinkelbereiches effektiv nachweisen lassen.

1 Einleitung

Die seismische Wellenbewegung wird gewöhnlich wie eine skalare Größe behandelt, obwohl sie doch eine vektorielle Größe ist, da die Teilchenbewegungen genau betrachtet Vektoren sind. Ein Vektorwellenfeld ist die räumliche Verteilung einer solchen Ausbreitung der Vektorwelle in einem Gesteinsvolumen.

Diese Arbeit behandelt die Aufnahme und Verarbeitung von Vektorwellenfeld-Daten. Als Leitfaden zu diesem Themenkomplex können zunächst eine Reihe von Fragen gestellt werden:

1. Warum will man Vektorwellenfeld-Daten registrieren ?
2. Wie und womit kann man dies tun ?
3. Was beobachtet man dabei ?
4. Wie muß und kann man die Daten verarbeiten ?

Diese Fragestellungen sind so gewählt, daß nicht die Betonung auf der Interpretation der Daten liegt, sondern vielmehr auf den Methoden der Registrierung und des Prozessings.

Dazu werden in Kapitel 2 die Charakteristiken des seismischen Vektorwellenfeldes vorgestellt. Eine Unterscheidung von Kompressions- und Scherwellen findet durch die skalaren Größen der Geschwindigkeiten und durch die vektoriellen Größen der Ausbreitungsrichtungen und der Schwingungsrichtungen der Teilchen statt. Dabei können verschiedene Polarisationszustände spezifiziert werden. Interferieren beispielsweise linear polarisierte Raumwellen, so beobachtet man elliptisch polarisierte Schwingungen. In der Erde hat man es mit solchen nichtlinear polarisierten Wellen überwiegend zu tun und es wird deutlich, wie komplex die Behandlung des dreidimensionalen seismischen Wellenfeldes ist. Es wird der Einsatz von Mehrkomponenten-Aufnehmern und/oder -Quellen erforderlich, so daß die Komplexität schon mit der Datenakquisition beginnt. Unter Ausnutzung von konvertierten Wellenmoden ist die Scherwellen-Akquisition auch mit gewöhnlichen P-Quellen im Weitwinkelbereich erfolgreich. In dem Zusammenhang wird eine Diskussion darüber geführt, ob zur Berücksichtigung des gesamten Vektorwellenfeldes 3-Komponenten-Aufnahmen oder das 3×3 Tensor-Wellenfeld verwendet werden sollten. Eine weitere Berücksichtigung muß der Effekt der freien Oberfläche finden, über den sich aus der Literatur wichtige Eigenschaften ableiten lassen.

Kapitel 3 beginnt die Behandlung der vierten Fragestellung. Anders als im konventionellen Steilwinkelbereich werden, wie in Kapitel 2 behandelt, bei einem gewissen Quellenabstand konvertierte Wellen erzeugt. Dabei treten in VSP- und refraktionsseismischen Sektionen Interferenzen durch hoch- und hinunterlaufende Wellen auf. Zur Trennung dieser Wellenfelder wurden in der Literatur eine Reihe von Methoden vorgestellt. Kapitel 3 dieser Arbeit erfaßt repräsentativ diese Separationstechniken und führt dabei eine Klassifizierung

dieser Methoden nach den charakteristischen Eigenschaften des Wellenfeldes durch. Im Anschluß findet eine Diskussion darüber statt, inwieweit die verschiedenen Methoden einer vektoriellen Wellenfeldseparation unter besonderer Berücksichtigung von Weitwinkeldaten genügen können. Hierbei wird herausgestellt, daß sehr wesentlich die Polarisation der seismischen Wellen zu Separationstechniken beitragen und somit eine starke Verknüpfung von Polarisation und Separation des seismischen Wellenfeldes vorhanden ist. Zusätzlich zum kontrollierten Empfang der Polarisationsrichtung können demnach Polarisationsparameter als Filterkriterium eingesetzt werden.

Im zweiten Teil des Kapitel 3 werden dazu konventionelle Methoden der Polarisationsanalyse vorgestellt, aus denen Polarisationsparameter bestimmt werden können. Bei der Analyse des seismischen Signals als eine Funktion der Entfernung ist es wichtig, Reorientierungen durchzuführen, da Schußlokationen verschiedene Orientierungen haben können und die Richtung der ankommenden Welle nicht identisch mit der Richtung der Quelle sein muß. Zur Durchführung der Reorientierung wird eine in dieser Arbeit weiterentwickelte Methode vorgestellt, die das Wellenfeld nach der Orientierung der einfallenden P-Welle ausrichten soll. Unter Hinzunahme eines eigens entwickelten Ersteinsatz-Erkennungsalgorithmus arbeitet dieses Verfahren automatisiert und wird als "Gesteuerte Orientierung" eingeführt.

Es gibt eine Vielzahl von Polarisationsfilter-Verfahren, bei denen die Polarisationsparameter für die Herstellung einer Gewichtungsfunktion zur Datenfilterung verwendet werden. In Kapitel 4 werden Verfahren einiger Autoren aufgeführt. Basierend auf die Methode von Montalbetti und Kanasewich (1970) ist in der vorliegenden Arbeit ein Verfahren entwickelt worden, das anstelle eines eindimensionalen Operator-Zeitfensters ein zweidimensionales Operatorfenster in Zeit und Entfernung verwendet. Dabei werden mehrere 3-Komponenten-Aufzeichnungen gleichzeitig berücksichtigt, um das Resultat auf den zentralen 3-K-Datensatz zu projizieren. Vor der Anwendung dieses neuen Mehrspurverfahren wird ein spezielles Preprozessing der vorliegenden Weitwinkeldaten durchgeführt. Anhand von 3-Komponenten-Weitwinkeldaten, die aus dem Projekt BABEL gewonnen wurden und einen exemplarisch guten vektoriellen Wellenfeldcharakter aufweisen, wird gezeigt, daß bestimmte Vorverarbeitungsschritte die für die Polarisationsanalyse erforderlichen wahren Amplituden erhält.

Mit der Entwicklung eines Mehrspurverfahrens muß eine optimale Datenausrichtung der im Operatorfenster liegenden Spuren gefordert werden. Zur Erfüllung dieser Forderung wird die Methode des Local Slant Stack verwendet. Sie wird in der Weise neu konditioniert, daß die aus dem Local Slant Stack berechneten und über das Operatorfenster gemittelten maximalen Semblance-Werte eines Strahlparameterbereiches die korrekte LMO-Korrektur zur Ausrichtung der Daten aufspüren soll. Im weiteren werden mit realen refraktionsseismischen Daten Filteroperatoren verschiedener Autoren untersucht. Daraus resultierend wird eine weitere Verbesserung durch die Realisierung eines datenadaptiven

Filteroperators eingeführt. Dabei wird eine Butterworth-Filterfunktion für die Rektilinearität gewählt. Diese Funktion wird hier auch auf den Parameter des Ebenheitskoeffizienten übertragen, der, wie herausgestellt wird, zur Gewichtung von S-Wellen geeigneter erscheint.

Mit den demonstrierten Wirkungsweisen der verschiedenen Algorithmus-Module wird eine detaillierte Untersuchung der Polarisationen aus großen Beobachtungsentfernungen angestellt. Dabei werden die Ergebnisse dieses Algorithmus mit dem herkömmlichen Verfahren verglichen und es findet jeweils eine ausführliche Diskussion statt.

Kapitel 5 gibt eine Schlußbetrachtung und -bewertung der Resultate.

Die Fachsprache in der Geophysik und speziell in der Theorie der Signalverarbeitung ist Englisch. Dort, wo keine sinngemäße Übersetzung von Fachausdrücken vorliegt, wurde jedoch bei nicht geläufigen Ausdrücken versucht, sie zu erklären.

2 Das seismische Vektorwellenfeld

In diesem Kapitel werden die ersten drei in der Einleitung gestellten Fragen behandelt. Mögliche Antworten sollen als Voraussetzung und zum besseren Verständnis des seismischen Vektorwellenfeldes dienen. Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt in der vierten Fragestellung, der Verarbeitung seismischer Vektorfelddaten, und wird Thema der nachfolgenden Kapitel sein.

Warum Vektorwellenfeld-Akquisition betrieben werden sollte, ist relativ schnell zu umreißen. Dazu ist es notwendig, die Charakteristiken der am seismischen Wellenfeld beteiligten Wellen kurz aufzuführen. Im weiteren werden die Möglichkeiten der vektoriellen Datenbeschaffung diskutiert und schließlich werden besondere Effekte in der Beobachtung des Vektorwellenfeldes beschrieben.

2.1 Charakteristik der seismischen Raumwellen

Eine Welle ist eine in der Regel periodische Störung, die mit einer endlichen Geschwindigkeit durch ein Medium läuft. Dabei haben beispielsweise Schallwellen, Wasserwellen, elektromagnetische Wellen und auch seismische Wellen gemeinsam, daß sie Energie transportieren und dabei keinerlei permanente Störungen im durchlaufenden Medium hinterlassen. Jedes nachfolgende Teilchen des Mediums vollzieht zu einem späteren Zeitpunkt eine ähnliche Bewegung wie sein Vorgänger und fällt dann in seine Ursprungsposition zurück. Diese Eigenschaften ermöglichen es, alle Wellenbewegungen miteinander in Verbindung zu bringen. Natürlich hat man es dabei aus der Sicht des Geophysikers nicht nur mit nützlichen Signalen zu tun, sondern leider auch mit einer Vielzahl von störenden Signalen. Von den am seismischen Wellenfeld beteiligten Wellen werden hier nur die Raumwellen, also die Kompressions- und Scherwellen, beschrieben, da sie als eigentliche Nutzsignale neben den zahlreichen Störsignalen gelten.

Viele Wellentypen können durch eine lineare, partiell differenzierbare Gleichung zweiter Ordnung, der sogenannten Wellengleichung abgeleitet werden:

$$\nabla^2 \Psi = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2}, \quad (2.1)$$

wobei $\Psi(\mathbf{r}, t)$ die mit der Geschwindigkeit c fortlaufende Störung repräsentiert. Diese Störungen läßt die dreidimensionale skalare Wellengleichung (2.1) als Lösungen in folgender Form zu:

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = f\left(t - \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}}{c}\right),$$

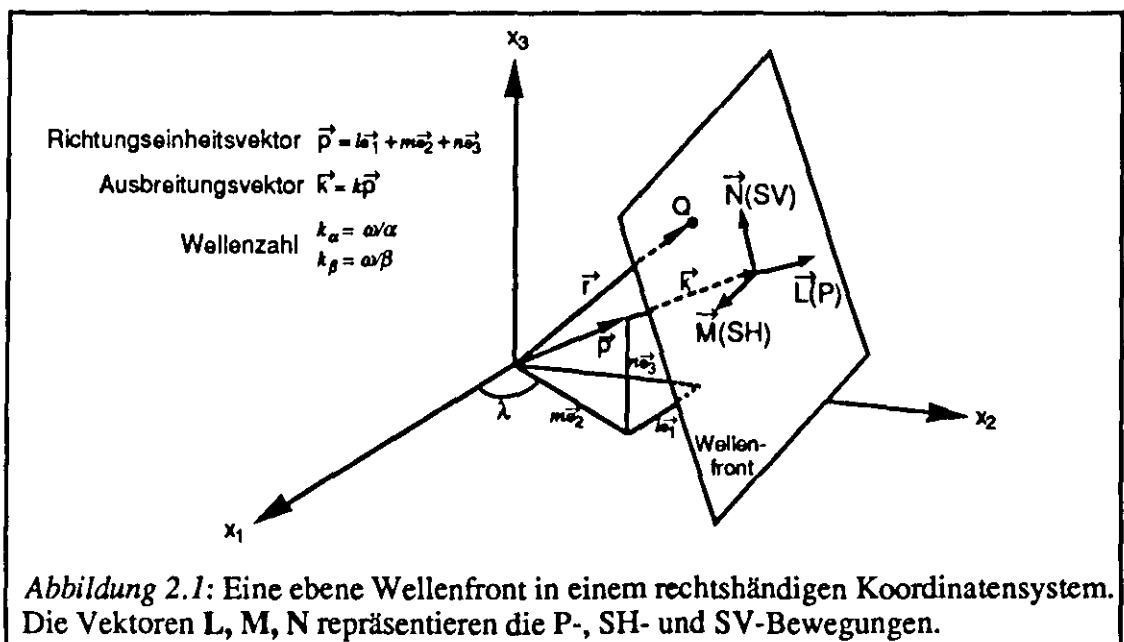
mit einer willkürlichen, zweimal differenzierbaren Funktion f und \mathbf{p} als konstanten Einheitsvektor in Richtung der Wellenausbreitung und \mathbf{r} als Positionsvektor eines Punktes $Q(\mathbf{r})$ auf der sich ausbreitenden Wellenfront. Wählt man $\mathbf{p} \cdot \mathbf{r} = \text{const.}$ als eine Ebene normal zu dem Einheitsvektor \mathbf{p} und $f(t) = e^{i\omega t}$, so erhält man harmonisch ebene Wellen.

Mit den drei unabhängigen Eigenvektorenlösungen der Bewegungsgleichung für ein homogenes, isotropes, elastisch festes Medium unter dem Einfluß einer räumlichen Kräfteverteilung erhält man drei Vektoren, die eine Kompressions- und zwei Scherwellenbewegungen repräsentieren (Ben-Menahem & Singh, 1981):

$$\begin{aligned} \mathbf{L} &= (l\mathbf{e}_1 + n\mathbf{e}_3) \exp\left[i\omega\left(t - \frac{lx_1 + nx_3}{\alpha}\right) - \frac{i\pi}{2}\right], \\ \mathbf{N} &= lk_\beta(n\mathbf{e}_1 - l\mathbf{e}_3) \exp\left[i\omega\left(t - \frac{lx_1 + nx_3}{\beta}\right) + i\pi\right], \\ \mathbf{M} &= lk_\beta\mathbf{e}_2 \exp\left[i\omega\left(t - \frac{lx_1 + nx_3}{\beta}\right) + \frac{i\pi}{2}\right], \end{aligned} \quad (2.2)$$

mit dem Vektor $\mathbf{p} = l\mathbf{e}_1 + n\mathbf{e}_3$, der hier bereits in der Vertikalebene (x_1, x_3) liegt und der Wellenzahl $k_\beta = k_\beta/p$, $\mathbf{k}_\beta =$ Ausbreitungsvektor der Scherwelle.

Aus den Gleichungen (2.2) ist klar ersichtlich, daß die Vektoren \mathbf{L} und \mathbf{N} in der Vertikalebene liegen, während der Vektor \mathbf{M} horizontal und senkrecht zu dieser Ebene liegt. \mathbf{N} beschreibt also eine Scherwellenbewegung, die linear polarisiert ist in der Vertikalebene und daher als vertikale Scherwellenbewegung (SV) bezeichnet wird. \mathbf{M} beschreibt eine linear polarisierte Scherwellenbewegung in der Horizontalebene und wird daher SH genannt.



Der Vektor L beschreibt eine Bewegung mit der Geschwindigkeit α , bei der die Teilchenbewegung in Richtung der Ausbreitung verläuft. Dieser Teil des Wellenfeldes ist rein longitudinal und beschreibt daher die P-Welle.

Zu beachten ist, daß der Vektor M , also die SH-Bewegung, keine vertikale Komponente aufweist, während L und N sowohl vertikale, als auch horizontale Bewegungsanteile aufweisen. Dies bedeutet, daß die SH-Bewegung unabhängig von den beiden übrigen Komponenten aufgezeichnet werden kann, was in einem späteren Abschnitt bei der Behandlung von konvertierten Wellenmoden noch einmal herausgestellt wird.

Es läßt sich also anhand der Gleichungen (2.2) ableiten, daß sich die Kompressions- und Scherwellen zum einen durch die skalaren Größen der Geschwindigkeiten und im besonderen durch die vektoriellen Größen der Ausbreitungsrichtungen und der Schwingungsrichtungen der Teilchen des durchlaufenden Mediums unterscheiden lassen.

Dieses Potential des seismischen Vektorwellenfeldes wurde bis in neuere Zeit in der seismischen Exploration nur begrenzt ausgenutzt. In der Untersuchung der komplexen Wellenfelder vektorieller Art wurden nur skalare Analysen durchgeführt. Dabei bediente man sich bei der Beschreibung der räumlichen Wellenausbreitung nur der Parameter der Richtung und der Geschwindigkeit, nicht aber der Schwingungsrichtung der Erdteilchen.

Mit der Messung elastischer Wellen auf der Basis ihres vollen Schwingungsvektors können uns jedoch folgende relevante Informationen zur Verfügung stehen:

- Geschwindigkeitsanisotropie gibt uns Aufschluß über Bruch- und Stressysteme
- V_p/V_s -Verhältnisse zeigen uns lithologische Merkmale
- P/S-Amplitudenverhältnisse können den Flüssigkeitsgehalt anzeigen

Dies sind weitere Informationen, die unter Ausnutzung des vollen Vektorwellenfeldes gewonnen werden können und zu weiteren Anwendungsmethoden führen. Natürlich wird mit der Registrierung des Vektorwellenfeldes auch der Haupttrend der seismischen Exploration der letzten 60 Jahre wesentlich unterstützt. Dies war und ist die stetige Perfektion von Methoden, die die nutzbaren Wellen von Störwellen bezüglich der Frequenz und der Ausbreitungsrichtung zu unterscheiden hatten und haben. Auch die zur Zeit wohl immer noch fast ausschließlich verwendete Methode des "Common Depth Point" basiert auf der Selektion des Wellenfeldes bezüglich der Ausbreitungsrichtung.

Es ist heute unumstritten, daß eine namhafte Verbesserung der Effektivität der seismischen Exploration unter Hinzunahme der Polarisation der Teilchenschwingungen erzielt werden kann.

2.2 Polarisation seismischer Wellen

Es wird die seismische Welle als eine seismische Störung betrachtet, die in einer bestimmten Schwingungsebene im Raum liegt. Diese Schwingungsebene oder auch Polarisationsebene wird aufgespannt durch den Ausbreitungsvektor \mathbf{k} in Richtung der Wellenfortpflanzung und den Verrückungsvektor \mathbf{E} in Richtung der Teilchenschwingung (P-Welle: $\mathbf{E}=\mathbf{L}$, SV-Welle: $\mathbf{E}=\mathbf{N}$, SH-Welle: $\mathbf{E}=\mathbf{M}$). Angenommen, diese eben-polarisierte Welle läuft in Richtung der Z-Komponente eines kartesischen Koordinatensystems, so kann sie als Resultierende der zwei orthogonalen Komponenten X und Y betrachtet werden. Auf jeder Komponente X und Y liegt je eine Welle der folgenden Form vor (Hecht & Zajac, 1983):

$$\begin{aligned} E_x(z,t) &= E_x \cos(kz - \omega t) \\ E_y(z,t) &= E_y \cos(kz - \omega t + \varepsilon) \end{aligned}$$

mit ε als relativer Phasendifferenz zwischen den Wellen.

2.2.1 Lineare Polarisation

Ist die Phasendifferenz ε gleich Null oder ein ganzzahliges Vielfaches von $\pm 2\pi$, so sind die Wellen in Phase und die Polarisation der Resultierenden ist linear (s. Abb. (2.2.A)). Die resultierende Welle hat die Form:

$$\mathbf{E} = (E_x + E_y) \cos(kz - \omega t)$$

Ist ε ein ungerades ganzzahliges Vielfaches von $\pm\pi$, so sind die zwei Wellen 180° aus der Phase und die Resultierende ist wiederum linear polarisiert, während die Polarisationsebene um 90° zur vorherigen Lage rotiert ist (s. Abb. (2.2.B)). Die resultierende Welle hat die Form:

$$\mathbf{E} = (E_x - E_y) \cos(kz - \omega t)$$

2.2.2 Zirkulare Polarisation

Haben die beiden Komponenten gleich große Amplituden, jedoch eine relative Phasendifferenz $\varepsilon = -\pi/2 + 2m\pi$ mit $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, so ist die resultierende Welle gegeben durch:

$$\mathbf{E}(z,t) = E[\cos(kz - \omega t) + \sin(kz - \omega t)]$$

Die Amplitude von \mathbf{E} ist konstant, aber die Richtung von \mathbf{E} ist zeitabhängig, so daß die Schwingungsebene im Uhrzeigersinn mit einer Winkelfrequenz von ω rotiert, wenn der Beobachter in Richtung der Quelle sieht. Diese Welle ist rechts-zirkular polarisiert. Ist die Phasendifferenz $\varepsilon = \pi/2 + 2m\pi$ mit $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, so ist die Welle links-zirkular

polarisiert. Addieren wir eine rechts- und links-zirkular polarisierte Welle miteinander, erhalten wir eine linear polarisierte Welle.

2.2.3 Elliptische Polarisation

Nach der streng mathematischen Beschreibung sind die lineare und zirkulare Polarisation Sonderfälle der elliptischen Polarisation, da im allgemeinen der Schwingungsvektor \mathbf{E} sowohl rotiert, als auch seine Größe ändert. Auf diese Weise beschreibt der Endpunkt des Vektors \mathbf{E} eine Ellipse in einer festen Ebene, die senkrecht zum Ausbreitungsvektor \mathbf{k} liegt (s. Abb. (2.2.D)). Diese Ellipse läßt sich ohne $(kz - \omega t)$ -Abhängigkeit, d.h. die Welle ist monochromatisch und zeitinvariant, als folgende Gleichung schreiben (Hecht & Zajac, 1983):

$$\left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right)^2 + \left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)^2 - 2\left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)\left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right)\cos\varepsilon = \sin^2\varepsilon, \quad (2.3)$$

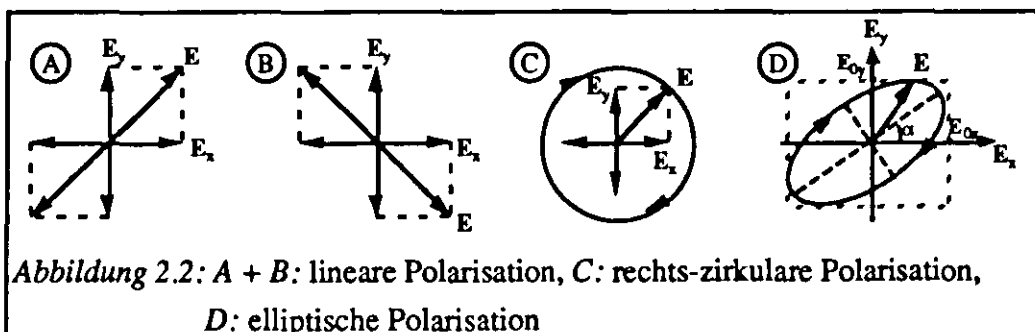
mit dem Winkel α zwischen der Hauptachse der Ellipse und dem X,Y-Koordinatensystem

$$\tan 2\alpha = \frac{2E_{0x}E_{0y}\cos\varepsilon}{E_{0x}^2 - E_{0y}^2}. \quad (2.4)$$

Liegen die Hauptachsen der Ellipse auf den Koordinatenachsen, d.h. $\alpha = 0$ oder ist die Phasendifferenz ε ein ungerades ganzzahliges Vielfaches von $\pm\pi/2$, erhält man die vertraute Form der Ellipsengleichung:

$$\frac{E_y^2}{E_{0y}^2} + \frac{E_x^2}{E_{0x}^2} = 1.$$

Es läßt sich feststellen, daß verschiedene Polarisationszustände spezifiziert werden können und der Zustand der linearen Polarisation durch eine Überlagerung einer rechts- und links-zirkularen Polarisation erreicht werden kann. Sind die Amplituden der zwei sich überlagernden zirkularen Wellen verschieden, so erhalten wir den Zustand einer elliptischen Polarisation.



Bisher wurde zur Definition des Polarisationszustandes einer Welle die Überlagerung zweier orthogonaler Wellenkomponenten betrachtet. Dieser Zustand läßt sich auch auf Raumwellen übertragen. Einfache Raumwellen in homogenen isotropen Medien sind linear polarisiert. Interferieren linear polarisierte Raumwellen, so beobachtet man elliptisch polarisierte Schwingungen. Realistisch gesehen, hat man es überwiegend in der Erde mit nichtlinear polarisierten Wellen zu tun. Diese Tatsache verdeutlicht noch einmal die Dreidimensionalität des seismischen Wellenfeldes und macht zur vollständigen Erfassung des vektoriellen Wellenfeldcharakters den Einsatz von Mehrkomponenten-Aufnehmern erforderlich.

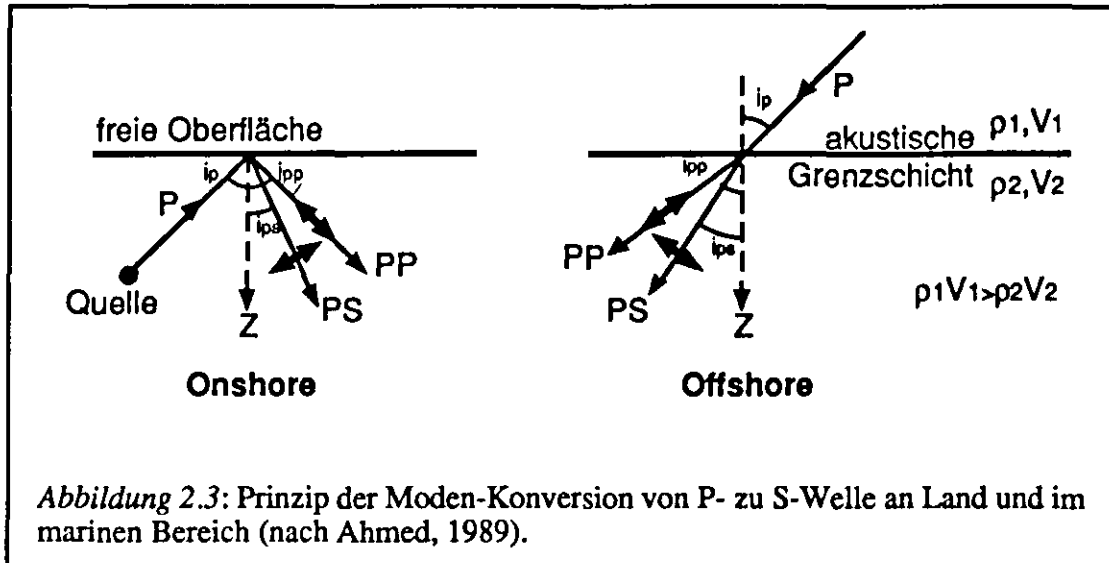
2.3 Datenakquisition

Um wichtige Informationen über Untergrund-Parameter, wie Lithologie, Porosität, Porenfüllung und Anisotropie aus kombinierten P- und S-Wellen Beobachtungen gewinnen zu können, wurden große Anstrengungen in der Entwicklung von kontrollierten Mehrkomponenten-Quellen unternommen. Diese vibratorischen oder impulsiven Quellen sind dazu geeignet, mehr als eine Orientierung der Vektorbewegung zu erzeugen. Hierbei handelt es sich hauptsächlich um die Anregung von horizontal polarisierten Scherwellen, die bei paralleler Schichtung den Vorteil besitzen, von P-Wellen vollständig entkoppelt zu sein und somit keine Interferenzen von P- und SH-Wellen auf den Geophon-Aufzeichnungen zu erzeugen. Von besonderer Bedeutung ist in dem Zusammenhang für die Anisotropieanalyse die Möglichkeit, Messungen von Scherwellen-Splitting zu erzwingen. Um Fehler bei der Bestimmung der Polarisationsrichtung auszuräumen, ist eine Kalibrierung der Quellen- und Empfängerkomponenten wichtig. Dabei besitzen Einzelaufnehmer sicherlich Vorteile gegenüber Reihenaufnehmern. Nicht zuletzt das Stecken und Verkabeln der Geophone zeigt, daß die Datenakquisition beim Mehrkomponenten-Einsatz wesentlich komplexer ist.

Mit welcher Meßanordnung zur Bestimmung der drei unabhängigen Bewegungs-komponenten die beste Genauigkeit erzielt werden kann, ist je nach Experiment individuell.

2.4 Moden-Konversion

Durch die erfolgreichen Entwicklungen der seismischen Scherwellen-Techniken an Land wurde man ermutigt, den möglichen Einsatz von Scherwellen-Quellen im marinen Bereich nochmals zu prüfen. Eine direkte Übernahme der Landtechnik wäre, Quellen und Empfänger am Meeresboden zu plazieren. Diese Technik wäre in Flachwassergebieten mit entsprechenden Sedimenteigenschaften durchführbar. In größeren Wassertiefen oder in Gebieten mit unverfestigten Sedimenten wird diese Möglichkeit jedoch hinfällig. Mit dem Vorschlag von Tatham und Stoffa (1976), Scherwellen-Daten im marinen Bereich zu gewinnen, indem man sich der Moden-Konversion an Diskontinuitäten wie z.B. dem



Meeresboden oder der Basis von unverfestigten Sedimenten bedient, wurde mehr Aufmerksamkeit auf den interpretativen Wert von S-Wellen-Daten gerichtet.

Aber auch an Land bedient man sich unter Einsatz konventioneller Energiequellen der Moden-Konversion. Hier kann die Konversion sowohl an der freien Oberfläche, als auch an der Basis der Verwitterungsschicht oder an tieferen Grenzschichten stattfinden. Eine entscheidende Schlüsselrolle zur Anregung von Moden-Konversion an Grenzschichten mit hohen akustischen Impedanzkontrasten kommt dem Einfallswinkel zu. Beim Einfall einer P-Welle auf dem Meeresboden oberhalb des kritischen Einfallswinkels werden nur noch zwei mögliche Wellentypen realisiert. Eine reflektierte P-Welle am Meeresboden und eine transmittierte konvertierte S-Welle. Die Transmissionsenergie besteht also nur noch aus S-Wellenenergie.

In der normalen seismischen Prospektion werden größere Einfallswinkel nur durch größere Offsets erreicht. Tatham und Goolsbee (1984) zeigten in einem Offshore-Reflektions-Experiment vor Florida die Registrierung von doppelt konvertierten S-Wellen unter Ausnutzung größerer Offsets.

Es ist festzuhalten, daß mit der Verwendung von gewöhnlichen P-Quellen Scherwellen-Akquisition besonders im Weitwinkelbereich effektiv ist. Bei der Registrierung des Vektorfeldes muß also eine Diskussion geführt werden über die Aufzeichnung von konvertierten Wellen gegenüber der Aufzeichnung des gesamten Vektorwellenfeldes. Vergleichsbeispiele von 3-Komponenten-Aufzeichnungen (1 Quellenkomponente x 3 Aufnehmerkomponenten) gegenüber der Aufzeichnung eines 3x3 Tensor-Wellenfeldes (3 Quellenkomponenten x 3 Aufnehmerkomponenten) stützen die Registrierung konvertierter Wellen und lassen folgende Erklärungen zu:

- P-Wellen Quellen sind wirkungsvoll; besonders in Gebieten mit hohen oberflächennahen Geschwindigkeiten. Ebenso sind sie leichter zu realisieren als S-Wellen Quellen.
- Das Processing ist wesentlich einfacher gegenüber dem von S-Wellen, z.B. Statische Korrekturen.
- Akquisitionskosten halbieren sich gegenüber den vollen 9-Komponentendaten.
- Aufnahme und Analyse sind in mariner Umgebung möglich.
- Die Methode kann leicht auf 3-Dimensionen erweitert werden.

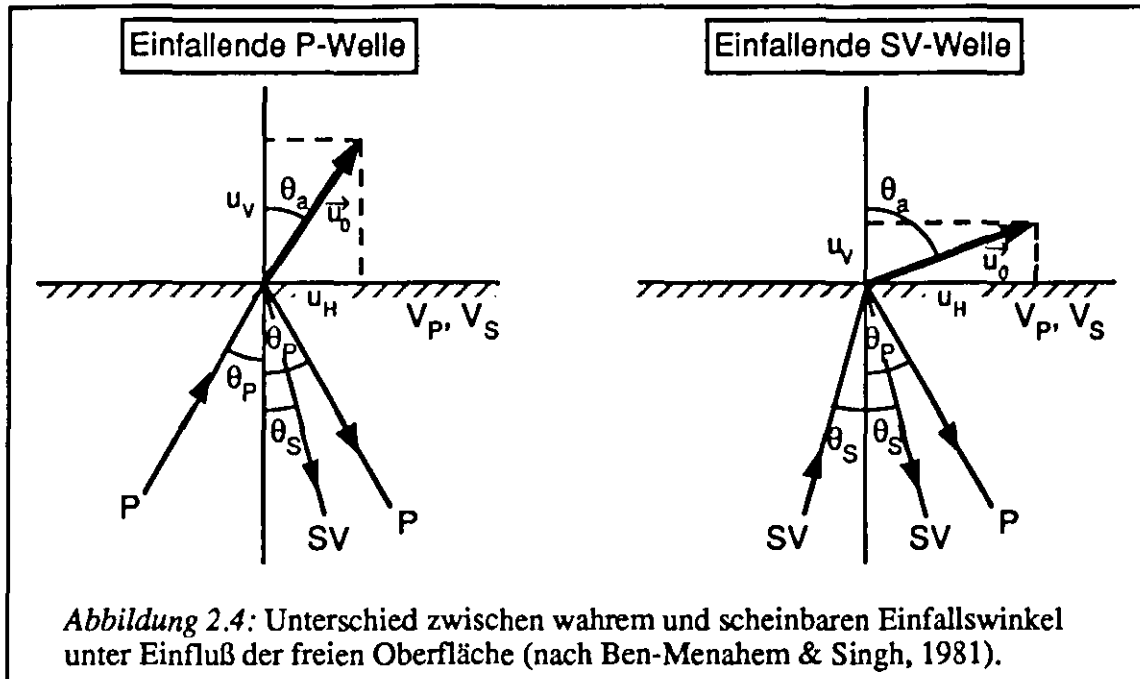
Auf der anderen Seite müssen Konversionswellen mit Vorsicht behandelt werden. Aufgrund von anisotropen Strukturen beinhaltet deren Anwendung die Schwierigkeit, die Polarisationsrotation zu sondieren. Genauso schwierig oder sogar unmöglich ist die Analyse des Scherwellen-Splittings mittels konvertierter Wellendaten, wenn die seismische Profilorientierung ungeeignet ist.

2.5 Effekt der freien Oberfläche

Eine der grundsätzlichen Fragen, die es zu beantworten gilt, ist der Einfluß der freien Oberfläche auf die Teilchenbewegung von Scherwellen. Hinlänglich bekannt ist, daß uns die Polarisation zweier gespaltenen Scherwellen die anisotrope Struktur widerspiegelt, die sie durchlaufen haben. Daher ist eine vernünftige Erkennung und Bestimmung seismischer Anisotropie nur möglich, wenn die reine Scherwellenform nicht durch die freie Oberfläche beeinträchtigt wird.

Treffen seismische Wellen auf die freie Oberfläche oder auf interne Diskontinuitätsgrenzen, so können die Gesetze über Reflektion und Refraktion angewendet werden, wenn man eine ebene Wellenfront und eine ebene Diskontinuitätsfläche annehmen. In den meisten Anwendungen ist diese Annäherung ausreichend.

Bei der Registrierung der P- und SV-Welle an der freien Erdoberfläche unterscheidet sich der scheinbare Einfallswinkel der Wellenfront von dem wahren Winkel, da die registrierte Bewegung eine Kombination von einfallender P- oder SV-Welle, reflektierter P- und reflektierter SV-Welle ist. Dieser Effekt tritt bei der einfallenden SH-Welle nicht auf. Hier ist der Winkel zwischen dem Verrückungsvektor an der Oberfläche und der Vertikalen mit dem wahren Einfallswinkel identisch und die gemessene Amplitude ist doppelt so groß wie die Amplitude der einfallenden SH-Welle. Die Situation für einfallende P- und SV-Welle wird in Abbildung (2.4) illustriert.



Folgende wichtige Eigenschaften lassen sich nach Ben-Menahem & Singh (1981) ableiten:

P-Welle

SV-Welle

Gewöhnlicher Einfall

Der Verrückungsvektor \vec{u}_0 an der freien Oberfläche nimmt einen Winkel zur Vertikalen von $2\theta_s$ ein:

$$\tan \theta_a = \frac{u_H}{u_v} = \tan(2\theta_s).$$

θ_a ist der scheinbare Einfallswinkel.

Hier berechnet sich der scheinbare Einfallswinkel θ_a etwas komplexer:

$$\tan \theta_a = \frac{u_H}{u_v} = \frac{\cos 2\theta_s}{2 \sin \theta_s [(V_s/V_p)^2 - \sin^2 \theta_s]^{1/2}},$$

mit $\sin \theta_s < \frac{V_s}{V_p}$

Vertikaler Einfall

$$\theta_p = 0, \theta_s = 0 \rightarrow \theta_a = 0$$

Es existiert keine SV-Welle. Die ganze Energie wird als P-Welle reflektiert. Demnach gibt es keine horizontale Verrückung an der Oberfläche, während die vertikale Verrückung verdoppelt wird.

$$\theta_s = 0, \theta_p = 0 \rightarrow \theta_a = 90^\circ$$

Es existiert keine P-Welle. Die ganze Energie geht in die reflektierte SV-Welle. Es gibt keine vertikale Verrückung an der Oberfläche, während die horizontale Verrückung verdoppelt wird.

P-Welle

SV-Welle

Streifender Einfall

$\theta_p = 90^\circ$, $\theta_s = \sin^{-1}(V_p/V_s) \rightarrow \theta_s \neq \text{exist.}$ Siehe *Inhomogene Wellen*.

Es existiert keine Bodenverrückung an der Oberfläche. Es gibt keine reflektierte SV-Welle, während die reflektierte P-Welle die einfallende P-Welle aufhebt.

(Amp.einf. = -Amp.refl.)

Moden Konversion

Bei bestimmten Einfallswinkeln θ_{pc} gibt es keine reflektierte P-Welle. Folgende Gleichung muß dann erfüllt sein:

$$2 \sin \theta_{pc} \sin 2\theta_{pc} (V_p^2/V_s^2 - \sin^2 \theta_{pc})^{1/2} = (V_p^2/V_s^2 - 2 \sin^2 \theta_{pc})^2.$$

Bei einem Poisson-Verhältnis von 0,25 tritt die Konversion bei $\theta_{pc}=60^\circ$ und $77^\circ 13'$ ein.

Es existiert keine reflektierte SV-Energie, wenn für die Einfallswinkel θ_{sc} folgende Gleichung erfüllt ist:

$$2 \sin \theta_{sc} \sin 2\theta_{sc} (V_s^2/V_p^2 - \sin^2 \theta_{sc})^{1/2} = \cos^2 2\theta_{sc}$$

Bei einem Poisson-Verhältnis von 0,25 tritt die Konversion bei $\theta_{sc}=30^\circ$ und $34^\circ 16'$ ein.

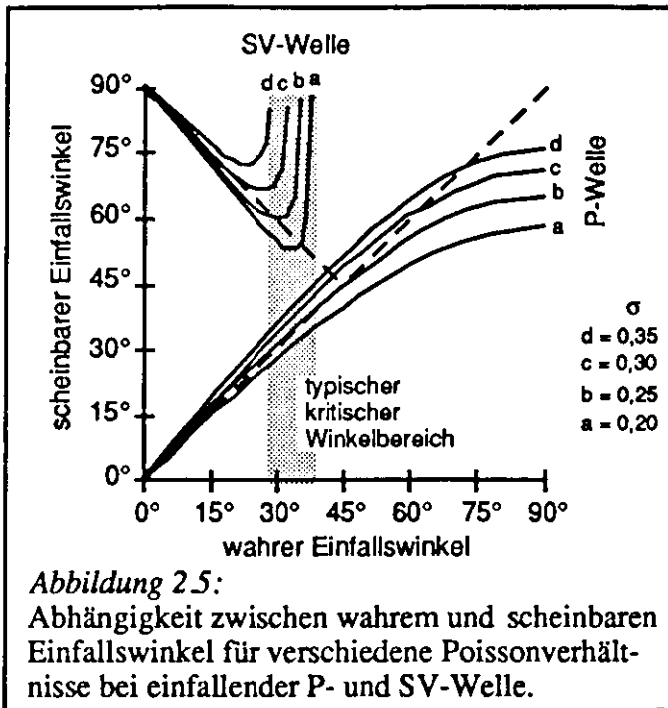
Inhomogene Wellen

Nach Snellius' Gesetz kann θ_p nur real sein, wenn $0 \leq \theta_s \leq \theta_{s_{kritisch}} = \sin^{-1}(V_s/V_p)$. Beim kritischen Einfallswinkel wird die P-Welle unter einem Winkel von 90° reflektiert. Für $\sigma=0,25$ ist $\theta_{s_{kritisch}} = 35^\circ 16'$. Ist $\theta_s > \theta_{s_{kritisch}}$, so wird die P-Welle eine inhomogene, ebene Welle, die entlang der Oberfläche mit der Phasengeschwindigkeit $c = V_s/\sin \theta_s$ läuft. Zusätzlich erleidet die Vertikalkomponente der Bodenbewegung eine Phasenverschiebung von 90° gegenüber der Horizontal-komponente.

Im letzten Fall der einfallenden SV-Welle jenseits des kritischen Einfallswinkels resultiert die Phasenverschiebung zwischen Vertikal- und Horizontalkomponente in einer elliptischen

Polarisation. Die Phasenverschiebung muß für Slowness-Werte jenseits des kritischen Winkels $p_{crit} = 1/V_p$ beseitigt werden. Für ein Poisson-Verhältnis zwischen 0,2 und 0,35, das für die meisten Gesteine typisch ist, liegen die kritischen Winkel für eine einfallende SV-Welle zwischen 29° und 38° .

Anhand der Abbildung (2.5) ist zu sehen, daß die Differenz zwischen scheinbarem und wahren Einfallswinkel der einfallenden P-Welle unterhalb von 45° klein ist. Bei der



einfallenden SV-Welle ist gemäß ihrer Schwingungsrichtung der Bodenbewegungsvektor orthogonal zum einfallenden Signalvektor. Eine entsprechend kleine Differenz ist hier bis etwa 25° vorhanden. Die Kompliziertheit beginnt im kritischen Winkelbereich.

Desweiteren sind kompliziertere Effekte mit der eigentlichen Punktquellen-Abstrahlung verbunden. Trifft eine gekrümmte Wellenfront auf die freie Oberfläche, werden nicht nur reflektierte Phasen, sondern auch Kopfwellen erzeugt. Bei der konvertierten (SP) Kopfwelle sehen

wir eine erhebliche Komplexität des Scherwellenzuges, besonders nahe des kritischen Winkels. Bei größeren Einfallswinkeln werden Scherwellen-Polarisationen stark verzerrt; nicht nur durch die Kopfwelle, sondern auch durch die reflektierte SP-Welle, die inhomogen wird für $\theta > \theta_{critical}$ (Booth & Crampin, 1985). Booth & Crampin (1985) stellten fest, daß die größten Verzerrungen in der Sagittal- und Horizontalebene beobachtet werden, wo scharfe Wechsel der Teilchenbewegungsrichtungen durch die Kopfwelle als Scherwellen-Splitting misinterpretiert werden kann. In der Transversalebene, die orthogonal zur Sagittal- und Horizontalebene liegt, ist der Einfluß der Kopfwelle weniger groß. Schlußfolgernd ergibt sich daraus, daß verzerrungsfreie Aufzeichnungen nur im sogenannten Scherwellen-Fenster, also unterhalb des kritischen Winkels, gewährleistet sind.

Polarisationsanomalien von Raumwellen können auch durch interne Schichtgrenzen hervorgerufen werden. Trifft eine Scherwelle auf eine ungleichmäßige Schichtgrenze, neigt ihre Polarisation zu einer maximalen Veränderung von 10° (Cormier, 1984). Ähnliche Effekte sollte man auch bei unregelmäßiger Oberflächentopographie erwarten. Solche Verzerrungen sind meist mit inhomogenen Wellen verbunden, die sich an die Schichtgrenze anschmiegen und dann plötzlich wieder von ihr verschwinden. Polarisationen bei großen Einfallswinkeln sind sensibler gegenüber Oberflächenunregelmäßigkeiten.

3 Separation und Analyse seismischer Wellenmoden

Mit diesem Kapitel beginnt die Behandlung der vierten Fragestellung aus der Einleitung: "Wie muß und kann man seismische Vektorfelddaten verarbeiten?".

In Kapitel 2 wurde gezeigt, daß es zur simultanen Aufnahme von P- und SV-Wellen in einer gewöhnlichen Explorationsanordnung nur einer zusätzlichen horizontalen Aufnehmerkomponente bedarf, sofern ein gewisser Quellenabstand eingehalten wird. Zu einer gewöhnlichen Explorationstechnik hat sich seit einigen Jahren das Vertical Seismic Profiling (VSP) in der seismischen Erkundung etabliert. Im Falle einer senkrechten Reflektion einer abgestrahlten P-Welle (z.B. Zero-Offset-VSP) oder im konventionellen Steilwinkelbereich der Oberflächenseismik werden keine konvertierten Wellen erzeugt. Hier ist das seismische Wellenfeld im wesentlichen skalar. Die Wellen können durch ihre Scheingeschwindigkeiten unterschieden werden. Im Unterschied zur Oberflächen-Reflektionsseismik treten im VSP und in refraktionsseismischen Sektionen zusätzlich Interferenzen durch hoch- und hinunterlaufende Wellen auf. Um diese verschiedenen Wellenfelder voneinander zu trennen, wurden in den letzten Jahren auf dem Gebiet der Wellenfeldtrennung von seismischen Bohrlochdaten eine Reihe von Techniken entwickelt.

Wendet man sich dem Fall einer versetzten Quellenanordnung zu, wie im Offset-VSP oder im Weitwinkelbereich, so wird das Wellenfeld noch komplexer durch die Erzeugung konvertierter Wellen. Jetzt beginnt die Seismik, vektoriell zu werden, denn die Scheingeschwindigkeit reicht nicht mehr aus, um die verschiedenen Wellentypen zu charakterisieren.

Es wird mit einem Überblick von Methoden begonnen als mögliche Annäherung an das Problem der Wellenfeldtrennung. Prinzipiell resultieren diese Methoden aus der VSP-Technik, wo sie üblicherweise angewendet werden. Es soll diskutiert werden, ob die Methoden der Wellenfeldseparation auch auf 3-Komponenten-Weitwinkeldaten, wie sie beispielhaft in einem späteren Kapitel vorgestellt werden, anwendbar sind.

Im zweiten Teil dieses Kapitels wird die Bestimmung und Analyse von Polarisationsparametern untersucht und begutachtet bezüglich des Designs von Polarisationsfilter zur Trennung von Wellenmoden.

3.1 Methoden der Wellenfeld-Trennung

Die vielen Algorithmen zur Wellenfeld-Trennung lassen sich grundsätzlich nach Filterungen sowohl im ursprünglichen Zeitbereich, im Frequenzbereich, als auch im Strahlparameterbereich unterscheiden. Hier wurde eine Klassifizierungsart vorgenommen, die die Unterscheidung nach den charakteristischen Eigenschaften des Wellenfeldes durchführt, die im zweiten Kapitel beschrieben worden sind. Danach werden die Separationstechniken

eingeteilt nach Filterungen der skalaren Größe der Geschwindigkeit, nach Filterungen der vektoriellen Größen der Ausbreitungsrichtung und der Polarisationsrichtung, und nach Filterungen, die als Kriterium eine Kombination der drei Parameter verwenden.

3.1.1 Filterung nach dem Geschwindigkeitskriterium

Diese Form der Filterung ist die klassische Art und ihre spezielle Anwendung im $f-k$ Bereich ist heutzutage auch die gebräuchlichste Art der Wellenfeld-Separation.

Eine Anzahl verschiedener Methoden basiert auf dem Delay-and-Sum Prinzip. Signale verschiedener Laufrichtungen werden als kohärente Ereignisse mit bekanntem linearem Moveout charakterisiert.

Mit dem gegebenen Signal $s_i(t)$ und der Ersteinsatzzeit der direkten Welle t_i kann das z.B. hinunterlaufende Wellenfeld abgeschätzt werden (Kommedal & Tjøstheim, 1989):

$$d(t) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N s_i(t + t_i)$$

wobei N die Anzahl der bei der Filterung zu berücksichtigen Tiefenniveaus bzw. Offsets ist. Da das hochlaufende Wellenfeld durch die gewöhnlich stärkeren Amplituden der hinunterlaufenden Ereignisse gestört wird, wird das zunächst berechnete hinunterlaufende Wellenfeld vom ursprünglich gesamten Wellenfeld subtrahiert, bevor die hochlaufenden Moden verstärkt werden. Es ergibt sich für das hochlaufende Feld:

$$u(t) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (s_i(t - \tau_i) - d(t - \tau_i - t_i)).$$

wobei τ_i der Moveout des hochlaufenden Feldes ist. Bei vertikalem Strahlenweg, z.B. normaler Einfall auf horizontale Schichten, ist $\tau_i = t_i$.

Ein anderer Weg der Separation wurde von Seeman und Horowicz (1983) mit einem Optimum Filter im Frequenzbereich gezeigt. Sie wendeten eine Kleinste-Quadrate Methode an und erzielten ihr Ergebnis durch Minimierung der Fehlerfunktion:

$$J(f) = \sum_{i=1}^N \left| S_i(f) - e^{i2\pi\tau_i} U(f) - e^{-i2\pi t_i} D(f) \right|^2,$$

wobei $S_i(f)$ die Fouriertransformierte des Gesamtfeldes ist und $U(f)$ und $D(f)$ die Transformierten des hoch- bzw. hinunterlaufenden Feldes sind.

Ein eleganter Weg im Zeitbereich wurde von Aminzadeh (1986) vorgeschlagen. Er zeigte, wie ein rekursiver Gebrauch der konventionellen Delay-and-Sum Technik zum gleichen Ergebnis führt wie das des Optimum Filters von Seeman und Horowicz.

Eine Alternative zur Durchschnittsbildung der Delay-and-Sum Filterung ist das Auffinden des Medians. Dieser Median-Filter wurde sehr extensiv in der Explorationsindustrie für Separationszwecke benutzt, weil es ein robuster und einfacher Filter mit der nützlichen Eigenschaft ist, daß er Diskontinuitäten in der gefilterten Sektion erhält, obwohl er den Nachteil besitzt, nicht linear zu sein.

Das Ergebnis eines $2N+1$ Level Median Filters ist der statistische Median der $2N+1$ Samples eines gleitenden Fensters nach Anwendung eines linearen Moveout. Das ausgegebene Sample y_{om} ersetzt das zentrale Sample des Fensters in der ausgegebenen Sektion:

$$y_{om} = \text{MEDIAN}\{s_i; i = 1, 2, \dots, 2N + 1\},$$

wobei sich hier die s_i auf die Samples innerhalb des Filterfensters beziehen.

Verwendet man bei der Filterung eine gerade Anzahl von Spuren, muß der Median so definiert werden, daß entweder das Ergebnis ein Mittelwert der zwei zentralen Samplewerte des Filters oder nur einer von beiden darstellt. Keine dieser Definitionen erhält die Diskontinuitäten wie die Median-Filterung mit ungerader Spuranzahl. Sie bewirken entweder ein Verschmieren oder ein Verrücken der Diskontinuität.

Angewendet auf VSP-Wellenfeldtrennung erscheint nach Ausrichtung zum gewünschten Signal das ungewünschte Signal als Random-Noise für den Median Filter und wird somit ausgelöscht oder unterdrückt.

Hardage (1985) betonte, daß Median-Filter Hochfrequenzrauschen einführen, sogenanntes "whiskers", so daß ein Tiefpaß-Frequenzfilter immer einem Median-Filter folgen sollte. Eine genauere Beschreibung über die Qualitäten eines Median-Filters findet man in Gallager und Wise (1981). Eine zweite Version eines Median-Filters ist der rekursive Median-Filter, der von Nodes und Gallagher (1982) vorgeschlagen wurde. Hier ersetzt das bereits gefundene mediane Sample das Sample der Originaldaten bei der Berechnung des nächsten Median-Wertes:

$$y_{om} = \text{MEDIAN}\{y_1, y_2, \dots, y_N, s_{N+1}, s_{N+2}, \dots, s_{2N+1}\}.$$

Für ein gegebenes N produziert der rekursive Median-Filter im allgemeinen ein kohärenteres Signal als ein einzelner Durchlauf eines gewöhnlichen Median-Filters, der jedoch Diskontinuitäten erhält.

Anstelle der Verwendung des Mittelwertes oder Medians als zentralen Abschätzer des Filterfensters, ist es auch möglich eine gewichtete Summe der Samples zu wählen, wie z. B. die Anwendung einer Sinc- oder Gausschen Gewichtsfunktion nach der Ausrichtung zum gewünschten Ausgangssignal. Bekanntlich ist diese Anwendung grundsätzlich das gleiche wie die Anwendung eines Rechteck-Bandpass (für die Sinc-Wichtung) oder eines Gausschen Bandpass (für die Gaussche Wichtung) entlang der f -Achse im f - k -Bereich. Es gibt also eine enge Beziehung zwischen dem Delay-and-Sum-Filtertyp und dem Rechteck-Typ der f - k -Geschwindigkeitsfilter.

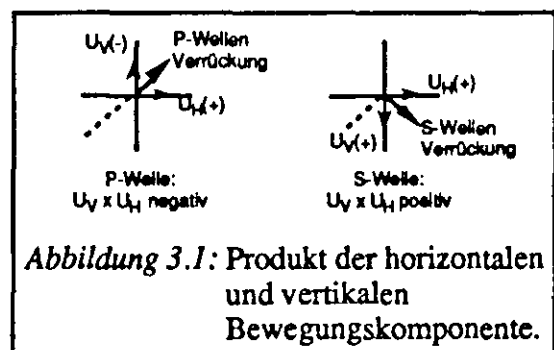
Noch Anfang der 80er Jahre wurde f - k Filtern konventionell als Konvolution im t - x -Bereich ausgeführt, was für komplexere Durchlaß- oder Sperrbereiche im f - k Bereich die Nachteile mit sich brachte, keine analytische inverse Fourier-Transformation zur Verfügung zu haben. Heutzutage ist es üblich, die Herstellung und Anwendung von Geschwindigkeitsfiltern im f - k Bereich durchzuführen. Mittlerweile gibt es eine Reihe von Veröffentlichungen über f - k Filter. Diese begannen mit Treitel et al. 1967, die VSP-Separation mit der Anwendung eines Fächerfilters einführen.

Im allgemeinen variieren beim f - k -Filter Frequenz und Wellenzahl, da wie beim Fächerfilter zwischen zwei gegebenen Scheingeschwindigkeiten die Energie durchgelassen oder gesperrt werden soll. Variieren nun die Spurintervalle, so ist zu beachten, daß die einfache Beziehung zwischen einer einzelnen Scheingeschwindigkeit und einer geraden Linie im f - k Bereich hinfällig wird und räumliches Aliasing resultieren kann. Ein geschickter Weg, räumliches Aliasing zu minimieren, ist das Ausrichten des ungewünschten Wellenfeldes in der Weise, daß dessen Energie entlang der f -Achse in der f - k Ebene angeordnet ist und so ein enger Sperrbereich parallel zur f -Achse gewählt werden kann.

3.1.2 Filterung nach dem Richtungskriterium

Die Methode des Bewegungsproduktes wird auf Spuren der horizontalen und vertikalen Komponente einer Empfängerstation angewendet (Helbig & Mesdag, 1982). Für eine einfallende P- oder S-Welle wird das Produkt aus der horizontalen und vertikalen Komponente des Verrückungsvektors gebildet. Dieses Bewegungsprodukt hat bei einer einfallenden P-

Welle ein negatives und bei einer einfallenden S-Welle ein positives Vorzeichen und kann so die Separierung der beiden Wellen steuern. Hier werden zwei Komponenten einer Spur gleichzeitig vektoriell verarbeitet. Dazu werden keine wahren Amplituden benötigt und die Filterung arbeitet sehr einfach im Zeitbereich. Da jedoch keine Empfangscharakteristiken berücksichtigt werden, kann durch Phasenverschiebung das Vorzeichen geändert werden und



so ein falscher Wellentyp vorgetäuscht werden. Interferenzen von P- und S-Ereignissen führen ebenso zu fehlerhaften Ergebnissen.

3.1.3 Filterung nach dem Geschwindigkeits- und Richtungskriterium

Eine Studie von Panziera & Arens (1985) generalisiert den Algorithmus des Optimum Filters von Seeman und Horowicz (1983). Seeman und Horowicz separierten zwei Wellen auf einer Komponente, während Panziera & Arens den Fall von M linear polarisierten Wellen aufgezeichnet auf 3 Komponenten behandeln. Das sind bei einer P-Quelle beim VSP mindestens vier Moden mit hoch- und hinunterlaufenden P- und SV-Wellen.

Mit der Verwendung einer 3-Komponenten-Anordnung ergibt sich für das registrierte Signal der Welle k auf der i ten Spur:

$$s_i(t) = \sum_{k=1}^M U^k(t - \tau_i^k) P_i^k + rn(t)$$

wobei P_i^k der Einheitsvektor der Polarisationsrichtung der Welle ist und $rn(t)$ Random Noise. Im Frequenzbereich wird die Separation der Wellen, d.h. die Bestimmung von $U^k(f)$, zu einem linearen Problem. Die Fehlerfunktion der Kleinste-Quadrate-Methode ist hier

$$J(f) = \sum_{k=1}^N \left\| S_n(f) - \sum_{k=1}^M \alpha_n^k \bar{U}^k(f) P_n^k \right\|^2$$

mit N als Anzahl der Spuren oder Tiefenniveaus.

Aus der Minimierung dieser Gleichung ergibt sich mit den zwei Vektoren U und T der Länge M und der $M \times M$ -Matrix A die Beziehung

$$T = A \times U \Rightarrow U = A^{-1} \times T$$

Es ist leicht ersichtlich, welchen Vorteil dieses Prozessing der 3 Komponenten gegenüber der Verarbeitung jeder einzelnen Komponente für sich hat, wie es Seeman und Horowicz praktizieren. Bei der Überlagerung zweier Wellen ist es selten, daß die Polarisationsrichtungen übereinstimmen. Die hermitesche Matrix A , die die Überlagerung zweier Wellen mißt, wird somit selten singulär, so daß man generell erwarten kann, eine volle Wellenfeldseparation über den gesamten Frequenzbereich zu erreichen. Die oben genannte Beziehung ist einfach zu berechnen. Doch mit wachsender Zahl der zu trennenden Wellen steigen auch Computerzeit und -kosten enorm an. Zur Verringerung dieses Umstandes wird eine Annäherung erster Ordnung eingeführt. Die Erste-Ordnung-Approximation setzt alle

Produkte zweier Nichtdiagonal-Elemente gleich Null. Mit der Interferenz der beiden Wellen q und k kann das Wellenfeld dann einfach ausgedrückt werden durch:

$$\tilde{U}^k = T^k - \sum_{q \neq k} A_q^k T^q$$

Die Separationsmethode von Dankbaar (1985) macht sich die Geophon-Empfangscharakteristiken zunutze. Die Empfangscharakteristiken beschreiben die Amplitude am Empfänger als eine Funktion des Einfallswinkels einer ankommenden Welle. Im P/SV-Fall müssen vier solcher Charakteristiken (zwei Wellentypen mal zwei Komponenten) eingeführt werden. Da sie äquivalent zu den Abstrahlcharakteristiken für einzelne vertikale und horizontale Quellen an der Oberfläche sind, können sie für Einzelgeophone grundsätzlich unabhängig von der Frequenz und vollständig beschrieben durch die P- und S-Wellen nahe der Oberfläche als Funktion der horizontalen Slowness p ausgedrückt werden. Bei der Verwendung von Geophongruppen werden die Charakteristiken abhängig von der Frequenz und der Wellenzahl. Empfangen die Gruppengeophone in Phase, so sind die Charakteristiken für Einzelgeophone mit einem einfachen Gruppeneffekt-Faktor zu versehen, der abhängig ist von der Anzahl und dem Abstand der Geophone und der Wellenzahl $k = 2\pi fp$. Da die Charakteristiken im allgemeinen frequenzabhängig sind, ist es vorteilhaft, die Daten in ebene Wellen, d.h. beispielsweise in den f - k Bereich zu transformieren.

Mit den transformierten vertikalen und horizontalen Geophonaufnahmen U_V und U_H erhält man für den Separationsfilter für die einfallenden P- und S-Wellenfelder folgende Anweisungen :

$$P_{in}^p(k, f) = F_V^p(k, f)U_V(k, f) + F_H^p(k, f)U_H(k, f): \text{Pass-P-Filter}$$

$$S_{in}^s(k, f) = F_V^s(k, f)U_V(k, f) + F_H^s(k, f)U_H(k, f): \text{Pass-S-Filter}$$

mit den Filterkoeffizienten F , die Funktionen der Empfängercharakteristiken sind. Sie lassen sich für Einzelgeophone folgendermaßen beschreiben:

$$F_V^p(p) = \frac{V_s^2 p^2 - \frac{1}{2}}{(1 - V_p^2 p^2)^{\frac{1}{2}}}$$

$$F_H^p(p) = \frac{V_s^2 p}{V_p}$$

$$F_V^s(p) = V_s p$$

$$F_H^s(p) = \frac{\frac{1}{2} - V_s^2 p^2}{(1 - V_s^2 p^2)^{\frac{1}{2}}}$$

Diese Filterkoeffizienten können auch bei Verwendung von Geophongruppen angewendet werden. Wenn die Auslagen der vertikalen und horizontalen Geophone gleich angeordnet

worden sind, ist es zulässig und sinnvoll, die Geophongruppenkorrektur erst nach der Filterung anzubringen, da die oben beschriebenen Filterkoeffizienten robust sind.

Da der Filter im $f-k$ Bereich arbeitet und Amplituden bearbeitet, sollten die Daten wahre Amplituden enthalten und keinem Aliasing in Raum und Zeit unterliegen. Weiterhin müssen für die Datenakquisition eine Kalibrierung von Vertikal- und Horizontalgeophonen und bevorzugte Abstandsbereiche und Geophonanordnungen gefordert werden.

Dankbaars Methode zur Trennung von P- und S-Wellenfelder im $f-k$ Bereich erklärt sich im wesentlichen durch die Differenzen zwischen dem ankommenden Einfallswinkel und dem scheinbaren Einfallswinkel, den ein Geophon an der freien Oberfläche registriert.

Eine ähnliche Trennung der zwei Wellenfelder ist im $\tau-p$ Bereich möglich. Dabei ist wie bei Dankbaar nur die Kenntnis der P- und S-Geschwindigkeiten an der Oberfläche erforderlich.

Die Radon-Transformation oder Slant Stack, die verschiedene seismische Anwendungen findet, ist definiert als

$$\bar{s}(p, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} s(x, \tau + px) dx,$$

mit $t = \tau + px$, wobei \bar{s} die Radon-Transformation des Signals s , p die Slowness und τ die Interceptzeit ist. Die inverse Transformation ist

$$s(x, t) = \frac{1}{2\pi} \frac{\delta}{\delta t} H \int_{-\infty}^{\infty} \bar{s}(p, t - px) dp$$

mit H als Hilbertransformation.

Bei der VSP-Anordnung mit hoch- und hinunterlaufenden Wellen wird die Energie in verschiedene Quadranten der $\tau-p$ Ebene eingeteilt. Wenn p die inverse Scheingeschwindigkeit ist, kann der Teil der $\tau-p$ Ebene mit dem Vorzeichen von p des ungewünschten Signals auf Null gesetzt werden. Die inverse Transformation hinterläßt das gewünschte Wellenfeld als Ergebnis. Um auch hier Aliasing zu vermeiden, muß das folgende Abtastkriterium nach Maroof und Gravely (1984) erfüllt sein:

$$\Delta p = \frac{1}{2\pi f_{\max} x_{\max}}.$$

Die Art der Ausführung der Radon-Transformation und ihrer Inversen entscheidet, ob Spuren gleichabständig sein müssen. Bestehende Implementierungen bewältigen variierende Spurinkremente genauso gut wie das Durchlassen oder Sperren von Energie innerhalb vorgegebener Grenzen von p .

Die Processing-Technik im τ - p Bereich erlaubt also nicht nur eine Separation von Ereignissen nach dem Einfallswinkel, sondern kann auch in der Tat einen Geschwindigkeitsfilter entlang NMO-Hyperbeln anwenden. Somit können wirkungsvoll NMO-Geschwindigkeitsgrenzen für den Datensatz angewendet werden; d.h. mit bestimmten P- und S-Wellengeschwindigkeiten und bestimmten Einfallswinkelbereichen, wie etwa 0° - 15° für P-Wellenenergie und 15° - 60° für S-Wellenenergie kann eine Wellenseparation erzielt werden (Tatham & Goolsbee, 1984; Tatham et al., 1983).

Während Dankbaars f - k Methode konstante Geschwindigkeiten wünscht, kann sich die Radon-Transformation variablen Geschwindigkeiten anpassen. Dies konnten Foster & Gaiser (1985) durch eine gleichzeitige Mehrkomponenten-Rotation zur Radon-Transformation zeigen. Der Slant Stack Prozeß zerlegt das Wellenfeld in einen Bereich, wo die Polarisierungen der verschiedenen Ereignisse unabhängig von Zeit und Raum sind. Dieser Bereich ist so vorstellbar, daß die Daten in Abhängigkeit vom Winkel der einfallenden Energie vorliegen, so daß jede Spur mit seinem Polarisationswinkel sauber rotiert werden kann. Die Vorwärts-Transformation und Rotation ergeben sich mit der Vertikalkomponente Z und der Radialkomponente R zu:

$$\text{P-Welle: } A_p(\tau, p) = \int_{-\infty}^{\infty} [\cos \theta_p Z(x, \tau + px) + \sin \theta_p R(x, \tau + px)] dx$$

$$\text{S-Welle: } A_s(\tau, p) = \int_{-\infty}^{\infty} [-\sin \theta_s Z(x, \tau + px) + \cos \theta_s R(x, \tau + px)] dx$$

mit $\sin \theta_p = pV_p(x)$, $\sin \theta_s = pV_s(x)$, $\cos \theta_p = [1 - p^2V_p^2(x)]^{1/2}$, $\cos \theta_s = [1 - p^2V_s^2(x)]^{1/2}$.

Wählt man selektiv Strahlparameter aus, so wirkt die Transformation wie ein Neigungsfilter, der Noise und bestimmte seismische Ereignisse unterdrückt. Auf diese Weise können auch sich im t - x Bereich überlappende Ereignisse voneinander getrennt werden. Die einzige a priori Information ist eine Abschätzung der P- und S-Geschwindigkeiten unterhalb der Erdoberfläche, die aufgrund des sehr robusten Algorithmus nicht sehr genau bestimmt sein müssen. Der Vorteil dieser Methode ist, daß das Wellenfeld in wahre P- und SV-Amplituden separiert wird.

Bei der Methode von Foster & Gaiser (1985) bleibt aber immer noch eine residuale Energie in der rotierten Sektion übrig. Die Größe dieses Residuals ist vom Verhältnis von P- zu S-Geschwindigkeit und vom Einfallswinkel abhängig. Mit wachsendem V_p/V_s und wachsendem Einfallswinkel wird die Restenergie kleiner. In der Praxis gibt es immer *einen Bereich* von p -Werten anstelle *einer* Slowness, die zu einer Wellenmode gehören. Auch die

begrenzte seismische Apertur und diskretes, nicht-ideales räumliches Abtasten und ebenso Rauschen tragen dazu bei, daß die Sektion nicht ganz sauber getrennte Wellenmoden aufweist.

Greenhalgh et al. (1990) zeigten, daß die Höhe des Verlustes von P-/S-Wellenenergie in jedem Punkt der τ - p -Durchlaß-Ebenen bestimmt werden kann, wenn die R- und Z-Sektionen derart transformiert werden, daß sogenannte "Auslösch-Ebenen" orthogonal zu den "Durchlaß-Ebenen" erhalten werden. Diese Auslösch-Ebenen liefern für sich einen Meßwert, inwieweit die Filterung nach Foster & Gaiser (1985) ein P- oder S-Ereignis in der Durchlaß-Ebene isolieren kann. Die Auslösch-Ebenen ergeben sich zu:

$$\text{P-Welle: } B_p(\tau, p) = \int_{-\infty}^{\infty} [-\sin \theta_p Z(x, \tau + px) + \cos \theta_p R(x, \tau + px)] dx$$

$$\text{S-Welle: } B_s(\tau, p) = \int_{-\infty}^{\infty} [\cos \theta_s Z(x, \tau + px) + \sin \theta_s R(x, \tau + px)] dx$$

Will man nun versuchen, eine S-Welle aus der Zeitsektion auszulöschen, so arbeitet man mit den Ebenen A_p und B_p oder ihren Fourier-Transformierten $A_p(p, \omega)$ und $B_p(p, \omega)$ und bildet die zweidimensionale Cross-Spectral-Matrix über ein Fenster $[Np, N\omega]$, wobei Np die Anzahl der p -Werte und $N\omega$ die Anzahl der ω -Werte ist:

$$S_{AB}(p, \omega) = \begin{pmatrix} \sum_{Np} \sum_{N\omega} |AA^*| & \sum_{Np} \sum_{N\omega} |AB^*| \\ \sum_{Np} \sum_{N\omega} |BA^*| & \sum_{Np} \sum_{N\omega} |BB^*| \end{pmatrix}$$

Typische Werte sind 5% und 1% für den Slowness-Bereich bzw. den Frequenz-Bereich bei der Festlegung der Fensterlänge.

Mit den Eigenwerten der Cross-Spectral-Matrix kann der Polarisationsgrad der Teilchenbewegung ermittelt werden, so daß eine zusätzliche Gewichtung durchgeführt werden kann, bevor in die Zeitsektion zurücktransformiert wird.

Dieses Verfahren führt unter allen bisher erwähnten Anwendungen den Polarisationszustand als Filterkriterium ein. Dieser Polarisationszustand kann durch eine Reihe von Polarisationsparametern beschrieben und zu weiteren Polarisationsfiltern verwendet werden. Diese Methodik wird im Abschnitt (3.2) unter dem Thema der Polarisationsanalyse beschrieben werden.

3.1.4 Diskussion der Separationsmethoden

Anhand des repräsentativen Überblicks von Separationsmethoden in den Abschnitten (3.1.1) bis (3.1.3) läßt sich eine Diskussion darüber feststellen, ob das elastische Wellenfeld zerlegt werden kann und welches Ziel damit verfolgt werden soll. Einigkeit besteht jedenfalls darüber, daß eine Zerlegung der Wellenfelddaten sinnvoll ist, bevor man Imaging und weitere Analysen betreibt.

Die nach dem Geschwindigkeitskriterium separierenden Methoden verfolgen das Ziel, bestimmte Nutzsignale bezüglich ihrer Geschwindigkeit hervorzuheben und störende interferierende Ereignisse von ihnen zu trennen. Im Ergebnis soll eine bessere Korrelierbarkeit erreicht werden, ohne Wert auf weitere Untersuchungen von relativen Amplituden zu legen. Zu dieser Filterungsart bedarf es nur einer Komponente, da nur skalare Betrachtungen angestellt werden. Jede Empfängerkomponente, sofern überhaupt weitere im Einsatz waren, wird für sich verarbeitet.

Diese Art der Mehrspurfilter lassen sich grundsätzlich auf jede beliebige seismische Sektion anwenden. Hierbei genießen Weitwinkeldaten den Vorteil, daß ihre Laufzeitäste scheinbaren Geschwindigkeiten entsprechen und so direkt das Filterkriterium abgelesen werden kann. Die in der Regel gute Anwendbarkeit des linearen Moveout ist ein weiterer Vorteil gegenüber Steilwinkeldaten. Dadurch können im $f-k$ Bereich die Energien nahezu zentriert entlang einer gegebenen Linie angeordnet sein und es kann ein enger Sperrbereich festgelegt werden. Bei nicht-linearem Moveout dürfen nur wenige Eingabespuren verwendet werden, um eine möglichst geringe Zerstörung der Wellenform zu erhalten und ein Verschmieren der Energie zu vermeiden. Im Steilwinkelbereich könnten resultierend geologische Schichten überdeckt werden. Im Weitwinkelbereich ist die Vermeidung von räumlichen Aliasing zu beachten. Spurabstände sollten annähernd gleich sein und nicht zu weitabständig.

Mit dem Verlassen der skalaren Geschwindigkeitsgröße als einziges Filterkriterium wird der Einsatz eines Mehrkomponentensystems erforderlich, da mit der Einführung eines Richtungskriteriums die Filterung vektorieLL wird. Viele Verfahren gehen dabei von einer linearen Polarisation aus. So z.B. die hier erwähnten Methoden des Bewegungsproduktes und des generalisierten Optimum Filters, die zwar eine Mehrkomponentenverarbeitung durchführen, jedoch linear polarisierte Wellen voraussetzen, die selten der Fall sind.

Da man es bei der gleichzeitigen Aufnahme von P- und SV-Wellen mit kombinierten Beobachtungen zu tun hat, d.h beide Wellentypen werden grundsätzlich auf beiden Aufnehmerkomponenten registriert, zeigt Dankbaars Methode zur Beseitigung der Geophon-Empfangscharakteristiken den Erhalt der wahren Amplitudenverhältnisse. Es können jetzt auch weitere Verarbeitungsschritte sinnvoll sein, die etwa zu Aussagen über lithologische

Parameter beitragen können. Das Verfahren arbeitet mit konstanten Oberflächengeschwindigkeiten und es kann im Weitwinkelbereich mit großen Beobachtungsentfernungen und variablen Geschwindigkeiten zu Fehlbearbeitungen kommen. Man könnte die Weitwinkelsektion in unterschiedlichen Oberflächenverhältnissen entsprechende Teilstücke gliedern, was natürlich eine Kenntnis der jeweiligen P- und S-Geschwindigkeiten unterhalb der Oberfläche voraussetzt.

Vorteilhaft in der Weitwinkelakquisition war bislang der vorwiegende Einsatz von Einzelgeophonen. Aber auch der immer häufigere Einsatz von Geophonketten ist grundsätzlich in der seismischen Weitwinkelanordnung nicht bezüglich Frequenz- und Wellenzahlabhängigkeit problematisch, weil fast immer feste Aufnahmelokationen verwendet werden; d.h. es werden sogenannte "Common Receiver Gather" anstelle von "Common Shot Gather" registriert.

Die Behandlung ebener Wellen ist im Weitwinkelbereich mit großen Beobachtungsentfernungen sinnvoll. Eine damit verbundene Transformation in den $f-k$ oder $\tau-p$ Bereich setzt aber eine gewisse gleichabständige Datenakquisition aus Aliasing-Gründen voraus.

Inwieweit gleichabständige Spuren prozessiv hergestellt werden können, ohne den Charakter der relativen Amplitudenverhältnisse zu stören, wird in Kapitel 4 behandelt.

Die im $\tau-p$ Bereich vorgestellten Verfahren haben den Vorteil, die Polarisierungen der verschiedenen Ereignisse unabhängig von Raum und Zeit darzustellen. Dieser zweidimensionale Filteroperator macht ein gleitendes Operatorfenster überflüssig.

Die Methode von Tatham et al. (1983) kann auch bei nur einer vorhandenen Komponente angewendet werden, d.h. es sind keine wahren Amplituden erforderlich. Es können aber auch keine weiteren Verarbeitungsschritte bezüglich einer Amplitudenbetrachtung durchgeführt werden.

Diesen Vorzug des wahren Amplitudenerhalt besitzt jedoch die Methode von Foster und Gaiser (1985). Sie paßt sich aufgrund des variablen Rotationsoperators auch den Oberflächengeschwindigkeiten an. Ansonsten ist im $\tau-p$ Bereich die Voraussetzung dieser Geschwindigkeiten notwendig und es gilt ähnliches wie im $f-k$ Bereich. Der Vorteil im Weitwinkelbereich ist, daß Refraktionseinsätze sich entlang von Geraden fortpflanzen. Aber auch Weitwinkelreflektionen zeigen bei der stückweisen Verwendung der Datensktion relativ gerade Laufzeiten. Es kann hier auf den Einsatz einer zusätzlichen hyperbolischen Filterfunktion (Tatham & Goolsbee, 1984) verzichtet werden.

Nachteilig ist, daß Ereignisse mit gleicher horizontaler Slowness oder gleichem Strahlparameter p , wie z.B. bei konvertierten PS- und SP-Wellen bei horizontaler Schichtung, nicht separiert werden können. Dies wäre jedoch möglich unter Hinzunahme eines weiteren Polarisationsparameters. Greenhalgh et al. (1990) zeigt einen ersten Schritt in diese Richtung. Er setzt zusätzlich zum kontrollierten Empfang der Polarisationsrichtung - eine Methode zur

Wellenfeldseparation wie sie auch Dankbaar (1985) und Foster & Gaiser (1985) vertreten - den Grad der Polarisation als Filterkriterium ein.

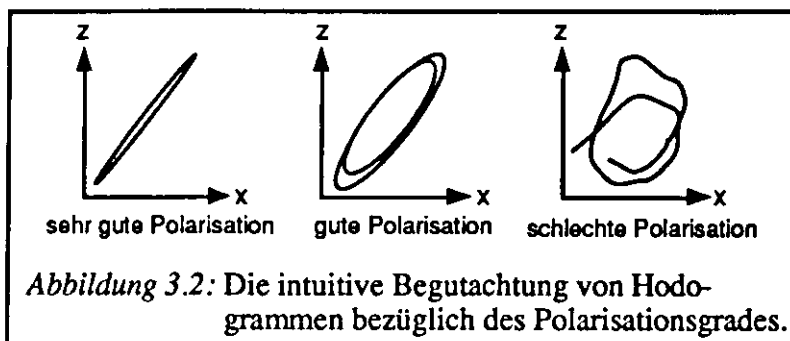
Zusammenfassend existieren eine Reihe von Abhandlungen, die illustrieren, wie sich die Technik der Wellenfeldseparation von der einfachen Behandlung einer Komponente zur Zeit bis zur tatsächlichen Vektorverarbeitung wandelt. Dabei muß auch klar werden, daß die Verarbeitung von seismischen n -Komponenten nicht als eine n -fache Analogie zur P-Wellen Verarbeitung verstanden werden sollte, sondern sich einer neuen und eigenen Richtung zuwendet.

Dieser Weg soll auch in der vorliegenden Arbeit weiter verfolgt werden. Dazu wurden weiter entwickelte Implementierungen vorgenommen, die auf 3-Komponenten-Weitwinkeldaten angewendet wurden. In diesem Zusammenhang beschäftigt sich Abschnitt (3.2) mit der Beschreibung von zusätzlichen Polarisationsparametern, die schließlich als Filterkriterien von Polarisationsfiltern verwendet werden.

3.2 Methoden der Polarisationsanalyse

Die Polarisationsanalyse ist eine Technik, die das Extrahieren von Parametern vereinfachen soll, die den Polarisationszustand der Teilchenbewegung beschreiben.

Die einfachste Technik ist die Hodogramm-Analyse, bei der die Teilchenbewegungsbahn graphisch in einer Ebene oder im Raum über eine bestimmte Zeitdauer dargestellt wird. Es findet eine visuelle Betrachtung der Teilchenbewegungsbahn statt, bei der der Betrachter eine intuitive Aussage über die Qualität der Polarisation und eventuell über deren Richtung treffen kann.



Stellt man beispielsweise ein sehr verrauschtes Signal dar, zeigt das Hodogramm eine sehr komplexe Erscheinungsform, so daß allenfalls die Wellenformcharakteristik angezeigt werden kann.

Eine quantitative Bestimmung der Polarisationsparameter kann nicht erlaubt werden. Vernünftiger und präziser ist es, einen automatischen Algorithmus einzuführen, der die Bestimmung der Polarisationsrichtung und -güte in eine numerische Form überträgt.

Die Polarisation von seismischen Raumwellen ist fast immer elliptisch und in Kapitel 2 wurde dieser Zustand durch die Ellipsengleichung (2.3) beschrieben. Sind Wellen nicht monochromatisch und nicht zeitvariant, wie es in Gleichung (2.3) angenommen wurde, sondern besitzen sie zeitvariierende Amplituden und Phasen, so ist es nicht einfach, sie mit ihrem Schwingungsvektor zu analysieren.

Dieser Vektor setzt sich dann aus verschiedenen stochastischen Prozessen zusammen, die in der Polarisationsanalyse miteinander verglichen werden. Solche n-varianten stochastischen Prozesse lassen sich folgendermaßen beschreiben:

$$\mathbf{x}(t) = [x_1(t), \dots, x_n(t)]^T$$

wobei $x_j(t)$ die Komponenten des Vektors $\mathbf{x}(t)$ - hier dargestellt in transponierter Form - im n-dimensionalen Raum sind. Das durch den Vektor beschriebene Wellenfeld hat ungeachtet seiner Form eine spektrale Bandbreite ungleich Null. Dieses Wellenfeld kann gemäß dem Fourier-Theorem durch eine Summe von unendlich vielen streng monochromatischen Wellenzügen repräsentiert werden. Ein quasi-monochromatischer Wellenzug soll definiert werden als:

$$\Delta\nu / \bar{\nu} \ll 1,$$

wobei $\Delta\nu$ die Bandbreite und $\bar{\nu}$ die mittlere Signalfrequenz ist.

Das bedeutet, daß in realen Wellenfeldern die komplexe Amplitude des Powerspektrums und die Phase im wesentlichen nur während eines kleinen Zeitintervalls Δt , der sogenannten Kohärenzzeit, konstant sind. Diese wenn auch kleine Konstanz ist zur Beobachtung von Polarisations-eigenschaften erforderlich. Ein quasi-monochromatisches Signal kann also wie das streng monochromatische Signal total polarisiert gesehen werden (Fowler et al., 1967).

Mit Hilfe der Kreuz-Spektral-Analyse kann man die Kohärenz, die die Korrelation zweier Prozesse bei jeder Frequenz mißt, und die Phasendifferenz bei jeder Frequenz erhalten. Die Spektralmatrix einer n-varianten Zeitreihe $\mathbf{x}(t)$ ist gegeben durch:

$$S_{jk}(\nu, \Delta\nu) = \int_{\nu - \Delta\nu - \infty}^{\nu + \Delta\nu - \infty} \int \langle x_j(t) x_k^T(t + \tau) \rangle \exp(-2\pi i g \tau) d\tau dg$$

mit der Zeitdifferenz τ . Die Elemente der Spektralmatrix sind kontinuierliche Funktionen der Frequenz ν und der Bandbreite $\Delta\nu$.

Im allgemeinen sind Wellenfelder aber nur teilweise polarisiert, da sie sich aus polarisierten und unpolarisierten Feldern zusammensetzen. Wenn sich verschiedene unabhängige Signale simultan in dieselbe Richtung ausbreiten, kann jedoch gezeigt werden, daß die Spektralmatrix des resultierenden Signals gerade die Summe der Spektralmatrizen der individuellen Signale ist. Fowler et al. (1967) analysierte diese Situation für den zweidimensionalen Fall und Samson (1973) erweiterte den Formalismus auf den n-dimensionalen Fall. Es kann demnach jede hermitesche nicht-negative Matrix als eine Linearkombination von voneinander abgetrennten identischen Matrizen aufgefaßt werden. Im n-dimensionalen Fall folgt für die Spektralmatrix

$$S = \sum_{l=1}^n a_l D_l,$$

wobei jede n-quadratische Matrix D_l den Rang l hat und es gilt für $k \leq l$ $D_l D_k = D_k$. Wenn die Koeffizienten a_l nicht-negativ sind, ist diese Erweiterung eindeutig. Aufgrund ihrer Eigenschaften haben die Matrizen D_l einen Satz gemeinsamer Eigenvektoren. Wird die unitäre Matrix U durch diese Eigenvektoren gebildet, so muß die Abbildung $U^{-1} S U$ diagonal sein

$$U^{-1} S U = \begin{bmatrix} \sum_{l=1}^n a_l & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \sum_{l=2}^n a_l & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & 0 \\ 0 & \dots & 0 & \sum_{l=n}^n a_l \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \lambda_1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \lambda_2 & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & 0 \\ 0 & \dots & 0 & \lambda_n \end{bmatrix} = \text{diag}[\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n]$$

Im dreidimensionalen Fall erhält man mit den Eigenwerten $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$ die nicht-negativen Koeffizienten a_l , $l=1,3$ und die Matrizen D_l , $l=1,3$.

Der stochastische Prozeß wurde so zu einem Satz von 3 unkorrelierten stochastischen Prozessen $'x(l=1,3)$ erweitert. Die Energie in jedem einzelnen stochastischen Prozeß $'x$ ist $tr(a_l D_l) = l(\lambda_l - \lambda_{l+1})$ und die Gesamtenergie ergibt sich zu $tr(S) = \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3$.

Es wurde nach Fowler et al. (1967) und Samson (1973) gezeigt, daß unter Anwendung der Eigenwertanalyse eine Matrix U gefunden werden kann, die die Spektralmatrix S in Diagonalgestalt transformiert. Dies ist für eine symmetrische Matrix S stets möglich. Die in den Spalten von U stehenden Eigenvektoren nennt man die Hauptachsen. Sie bilden die Achsen der Ellipse im Raum. Mit Hilfe der Eigenvektoren und Eigenwerte lassen sich eine Reihe von Polarisationsparametern bestimmen. Dies soll etwas später erläutert werden.

Die unkomplizierte Formulierung zur Polarisationsparameterbestimmung, die soeben im Frequenzbereich angesprochen wurde, läßt sich auch im Zeitbereich durchführen, da für Raumwellen der Polarisationsvektor frequenzunabhängig ist. Auch wenn der Frequenzbereich flexibler ist, weil nur bestimmte Frequenzbänder benutzt werden können, so ist eine Anwendung im Zeitbereich einfacher und schneller, da sich die Polarisationscharakteristiken ohnehin mit der Zeit ändern und man sie dementsprechend als Funktion der Zeit darstellen möchte.

Betrachtet man ein Zeitfenster von N Samples, wobei jedes Sample durch seine drei Koordinaten x , y und z definiert ist. Mit den Mittelwerten m_x, m_y, m_z jeder Koordinate in einem Zeitfenster $[T_1, T_2]$ ergibt sich für die Kovarianzmatrix (Cllet & Dubesset, 1988):

$$K = \frac{1}{N} \begin{pmatrix} \sum (x - m_x)^2 & \sum (x - m_x)(y - m_y) & \sum (x - m_x)(z - m_z) \\ \sum (y - m_y)(x - m_x) & \sum (y - m_y)^2 & \sum (y - m_y)(z - m_z) \\ \sum (z - m_z)(x - m_x) & \sum (z - m_z)(y - m_y) & \sum (z - m_z)^2 \end{pmatrix}$$

mit $\sum = \sum_{i=N_1}^{N_2}$, $(N_2 - N_1)\tau = T_2 - T_1$, wobei τ die Samplerate und $N = N_2 - N_1 + 1$ ist.

Manchmal ist es praktischer und weniger rechenzeitintensiv eine einfachere Form der Kovarianzmatrix zu wählen. Da in Zeitfenstern gearbeitet wird, die an die lokalen Frequenzen angepaßt sind, werden die Mittelwerte nahe Null sein und können so vernachlässigt werden.

Mit der Eigenwertanalyse lassen sich auch hier wieder Eigenvektoren und Eigenwerte bestimmen, aus denen man Polarisationsparameter bestimmen kann (Benhama et al., 1988).

3.2.1 Formparameter

Die drei Eigenwerte $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3 (\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3)$ und die drei Eigenvektoren v_1, v_2, v_3 definieren ein Ellipsoid, das äquivalent mit dem zu untersuchenden Teil der Bewegungsbahn ist.

Die Eigenvektoren v_1, v_2, v_3 geben, vom größten bis zum kleinsten, die drei Achsen des Ellipsoids an. Folgende die Form des Ellipsoids beschreibende Parameter können definiert werden:

1. die Haupt- und Nebenelliptizitäten $\epsilon_{21} = \sqrt{\lambda_2/\lambda_1}, \epsilon_{31} = \sqrt{\lambda_3/\lambda_1}, \epsilon_{32} = \sqrt{\lambda_3/\lambda_2}$
2. der globale Polarisationskoeffizient (Samson, 1973) als Funktion der Eigenwerte:

$$\tau^2 = \frac{(\lambda_1 - \lambda_2)^2 + (\lambda_1 - \lambda_3)^2 + (\lambda_2 - \lambda_3)^2}{2(\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3)^2}$$

Dieser Koeffizient liegt zwischen Null (für eine Kugel im Raum) und Eins (für eine geradlinige Polarisation).

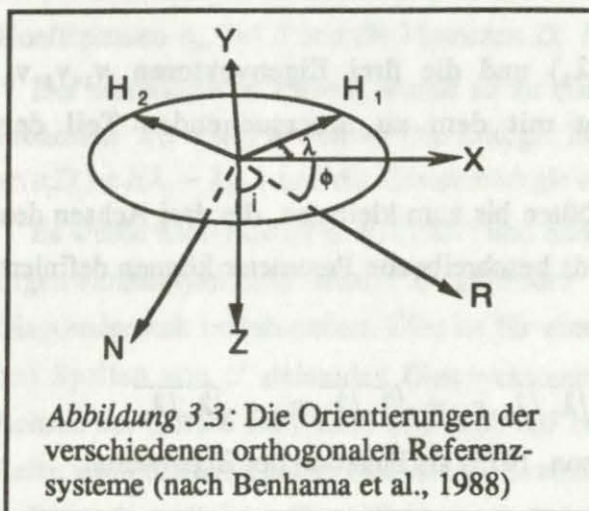
3. der Ebenheitskoeffizient (Cliet & Dubesset, 1988) liegt ebenso zwischen Null (für eine Kugel im Raum) und Eins (für jede ebene Bewegungsbahn: $\lambda_3 = 0$):

$$p = \frac{\sqrt{\lambda_1} + \sqrt{\lambda_2} - 2\sqrt{\lambda_3}}{\sqrt{\lambda_1} + \sqrt{\lambda_2} + \sqrt{\lambda_3}}$$

3.2.2 Winkelparameter

Die Winkelparameter charakterisieren die Lage der Teilchenbewegung im Raum bezüglich eines Referenzsystems. Die verschiedenen orthogonalen Referenzsysteme der Aufnahmeapparatur lassen sich wie folgt beschreiben:

1. das H_1H_2Z -System, das der Orientierung entspricht, mit dem das Geophon im Feld plazierte worden ist. Mit dem Winkel λ zwischen den Vertikalebene, die einerseits die Welle und andererseits die H_1 -Komponente enthalten, läßt sich das H_1H_2Z -System in das XYZ -System transformieren.
2. das XYZ -System, bei dem die XY -Ebene die Ebene der Wellenausbreitung zwischen Quelle und Empfänger ist und Y die Normale zu dieser Ebene ist. Mit dem Winkel ϕ in der Vertikalebene zwischen dem Wellenvektor und der Horizontalebene läßt sich das XYZ -System in das NYR -System transformieren.



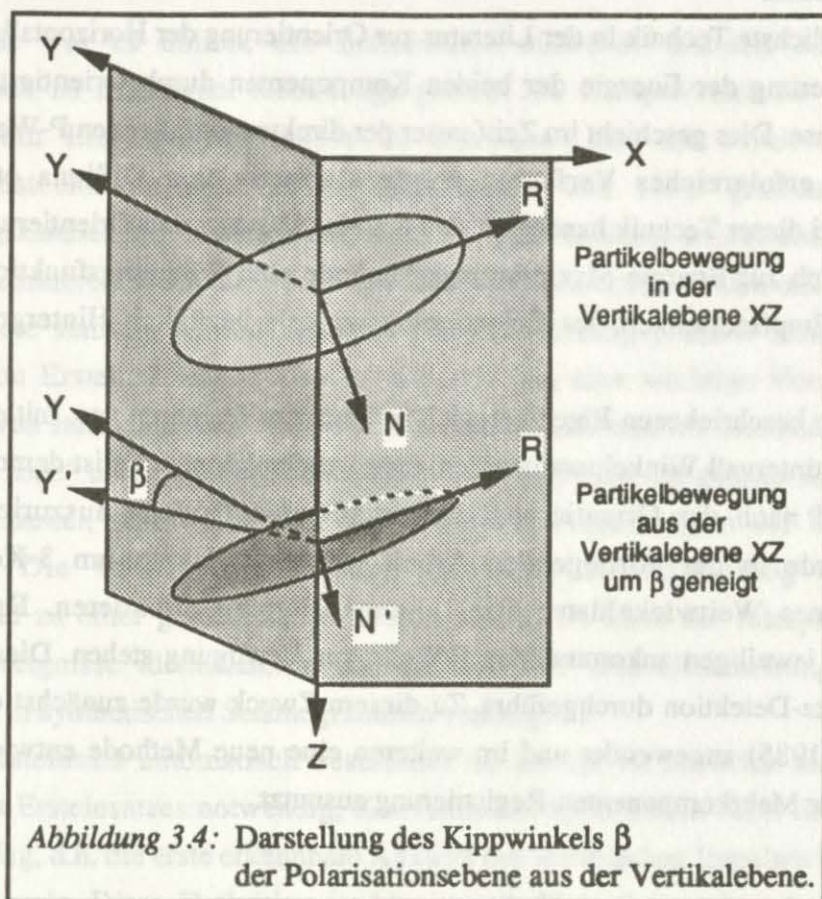
3. das *NYR*-System, bei dem die Radialkomponente *R* in Richtung der Wellenpolarisation in der Vertikalebene zeigt und die Komponente *N* die Normale zu *R* in der Vertikalebene ist. Dieses System ist in dem Sinne mobil, daß es davon abhängt, zu welchem Wellentyp es orientiert werden soll. Bei einer ankommenden P-Welle bildet hypothetisch die *RN*-Ebene die Vertikalebene, die Quelle und Empfänger enthält. Der Winkel ϕ und der Einfallswinkel i sind in dem Falle komplementär.

Der Eigenvektor, der mit dem größten Eigenwert verbunden ist, definiert die Hauptachse der Teilchenbewegung. Diese Hauptachse ist nicht eindeutig, da der Eigenvektor positiv oder negativ sein kann. Er hat also eine Unsicherheit von 180° . Zur Bestimmung der richtigen Orientierung muß eine a priori Information angegeben werden. Es wird angenommen, daß alle Wellen zum Empfänger hochlaufen, sodaß beispielsweise der Polarisationsvektor einer P-Welle eine negative vertikale Komponente haben muß. Ist $\mathbf{v}_1 = [v_1^x, v_1^y, v_1^z]$ der dominante Eigenvektor, so muß er für P-Wellen so skaliert werden, daß $v_1^z \leq 0$. Nun können die Winkelparameter erhalten werden:

$$\lambda = \arctan \left[\frac{v_1^y}{v_1^x} \right] \quad i = \arctan \left[\frac{v_1^x / \cos \lambda}{v_1^z} \right]$$

Im allgemeinen läßt sich mit den oben beschriebenen zwei Winkeln die Lage der Bewegungsbahn im Raum charakterisieren. Es zeigt sich aber an realen Beispielen, daß die Haupt-Polarisationsebene nach allen Reorientierungen nicht immer vertikal ist, sondern zur Seite geneigt sein kann (Cllet & Dubesset, 1988). Demnach ist ein dritter Winkel - der Kippwinkel der Polarisationsebene aus der Vertikalen - nötig, um eine genaue Lagebeschreibung der Teilchenflugbahn zu erhalten. Diese laterale Neigung wird definiert als der Winkel zwischen der Normalen *Y* zur Hauptpolarisationsebene und der Horizontalebene. Dieser Winkel sollte theoretisch im Falle einer einfallenden P-Welle Null sein und läßt sich mittels Eigenvektoren folgendermaßen bestimmen:

$$\beta = \arctan \left[\frac{v_2^x}{v_2^y} \right]$$



Es lassen sich noch eine Reihe anderer Ellipsoid-unabhängiger Parameter definieren, auf die jedoch hier nicht eingegangen werden soll (s. Meyer, 1989).

Es kann gezeigt werden, daß der Effekt der lateralen Neigung nicht durch eine Wirkung der Quelle oder des Empfängers hervorgerufen wird, sondern mit lokalen Schichtunterschieden in Verbindung gebracht werden muß. Wahrscheinlich ist es möglich, Variationen dieser Neigung Interferenzen oder Anisotropie oder aber plötzlichen lateralen Änderungen der Abschwächung zuzuordnen (Cliet & Dubesset, 1988).

Bei der Analyse des seismischen Signals als eine Funktion der Tiefe im Bohrloch oder als Funktion der Entfernung an der Erdoberfläche ist es wichtig, insbesondere bei Weitwinkelakquisitionen, wo oft die Schußlokationen verschiedene Orientierungen zum Empfänger haben, die oben beschriebenen Reorientierungen durchzuführen. Dabei muß in der Regel jeder Schuß individuell reorientiert werden, damit der gesamte Datensatz einen festen Referenzrahmen erhält. Diese Forderung resultiert ursprünglich aus der VSP-Technik, wo das Geophon oft im Bohrloch willkürlich rotieren kann. Aber auch in der Oberflächenseismik ist nicht immer die genaue Orientierung des Geophons bekannt.

Ein weiterer wichtiger Effekt ist zu berücksichtigen. In einem horizontal geschichteten und isotropen Medium ist die Richtung der ankommenden Welle identisch mit der Richtung der

Quelle. Generell ist jedoch die Richtung der ankommenden Energie nicht unbedingt auch die Richtung der Quelle.

Die gebräuchlichste Technik in der Literatur zur Orientierung der Horizontalkomponenten ist die Maximierung der Energie der beiden Komponenten durch Orientierung zu einer bestimmten Achse. Dies geschieht im Zeitfenster der direkten einfallenden P-Welle.

Ein ebenso erfolgreiches Verfahren wurde alternativ von DiSiena et al. (1984) angewendet. Bei dieser Technik handelt es sich um eine Histogramm-Orientierungs-Analyse, bei der zusätzlich zur Energie-Maximierungs-Methode eine Wichtungsfunktion eingeführt wird, die die Empfindlichkeit des Orientierungswinkels bezüglich Hintergrundrauschen verringern soll.

Mit der oben beschriebenen Eigenwertanalyse liegt ein Verfahren vor, mit dem in einem bestimmten Zeitintervall Winkelparameter erhalten werden können. Es ist demnach möglich, das Wellenfeld nach der Orientierung der einfallenden P-Welle auszurichten. Dieses Verfahren wurde in der vorliegenden Arbeit weiterentwickelt, um 3-Komponenten-Aufnahmen eines Weitwinkeldatensatzes automatisiert zu orientieren. Dazu muß das Zeitfenster der jeweiligen ankommenden P-Welle zur Verfügung stehen. Dies wird mittels einer Ersteinsatz-Detektion durchgeführt. Zu diesem Zweck wurde zunächst eine Methode von Coppens (1985) angewendet und im weiteren eine neue Methode entwickelt, die den Ersteinsatz einer Mehrkomponenten-Registrierung ausnutzt.

3.3 Ersteinsatz-Detektion

Lange Zeit war es üblich, die Ersteinsätze entweder manuell oder auf einem Digitalisiertisch zu markieren. Heutzutage genießt die Computertechnik weitverbreitete Akzeptanz, um Ersteinsatzereignisse zu erkennen. Mit der Forderung moderner Interpretationstechniken nach hoher Schußdichte und einer großen Anzahl von Aufzeichnungskanälen wird es mehr und mehr unwirtschaftlicher seismische Ereignisse mit der Hand zu markieren. Doch die Nachfrage nach hochauflösenden Daten erfordert auch eine immer genauere statische Grundkorrektur. Die Entwicklung präziser Automatismen zur Erkennung von Ersteinsätzen ist also im wesentlichen eine wichtige Voraussetzung zur Bestimmung von statischen Korrekturen und der damit verbundenen besseren Auflösung der "low velocity zone" unterhalb der Erdoberfläche. Weiterhin ist die genaue Bestimmung von VSP-Ankunftszeiten sehr wichtig für das detaillierte Processing in der Umgebung von Bohrlöchern. Die VSP-Ersteinsätze verbinden das Akustiklog und das VSP Reflektionsbild zu einer gemeinsamen Zeitskalierung. So kann der Interpret signifikante seismische Ereignisse identifizieren und sie mit VSP und Geschwindigkeitslog oder Eigenschaften in synthetischen Seismogrammen verknüpfen.

Um den Ersteinsatz automatisch bestimmen zu lassen, ist zunächst eine vernünftige Definition des Ersteinsatzes notwendig. Konventionell spricht man beim Erstereignis vom ersten Ausschlag, d.h. die erste erkennbare Ankunft des seismischen Impulses bezüglich eines Hintergrundsignals. Diese Definition ist klar verständlich aber nicht sehr brauchbar aus folgenden Gründen:

1. " Es gibt keinen plötzlichen Ausschlag auf der Spur, wenn der Impuls ankommt. Die Bewegung beginnt geradlinig und wann die Laufzeit des ersten Ausschlages erreicht wird hängt sehr von der Verstärkung des Seismographen ab." (Rickker, 1953).
2. Hintergrundrauschen kann den ersten Teil des seismischen Signals überlagern und sein Auftreten verzögern.
3. Da die Amplituden von Nutz- und Störsignal von Spur zu Spur variieren, muß die gepickte Phase auf einer Spur nicht identisch sein mit der gepickten Phase auf einer anderen Spur.
4. Es gibt praktische Beschränkungen z.B. im Dynamikbereich eines seismischen Recorders, wie schwach ein Signal aufgezeichnet werden kann. Der frühe Teil eines ankommenden Signals kann dadurch nicht registriert werden.

Werden Ereignisse mit der Hand gepickt, so versucht das Auge Unregelmäßigkeiten, die oben beschrieben werden, durch das Korellieren einer konstanten Phase auszugleichen. Dabei werden bestimmte Phasen wie Flexurpunkte oder Spitzenamplituden genommen. Dieser Prozeß ist extrem subjektiv.

Ricker (1953) erkannte dieses Problem und definierte das Erstereignis als den "Intercept-first-kick", die Extrapolation der Tangente durch den ersten Krümmungspunkt auf die Zeitachse. Diese objektive Definition berücksichtigt die Probleme, die mit Variationen der Signalamplituden und unterschiedlichen Signal-Rausch-Verhältnissen verbunden sind. Trotzdem ist diese Definition unzulänglich, da die Ankunftszeit des Intercept-first-kick immer später ist als der wahre Erstausschlag. Ein weiteres Problem ist, daß die Tangentenkonstruktion sehr zeitaufwendig ist.

Es soll noch einmal daran erinnert werden, daß hier das Anliegen der Ersteinsatz-Detektion das Aufspüren der ersten Periode der P-Welle sein soll, um innerhalb dieses Zeitintervalls die Polarisationswinkel zu bestimmen. Auf Grund dessen muß gefordert werden, einen einfachen Algorithmus zu verwenden, der das registrierte Signal in keiner Weise konditioniert, d.h. die Signalform muß original erhalten bleiben.

Zunächst wird eine Methode von Coppens (1985) vorgestellt und angewendet und für das oben vorgebrachte Anliegen analysiert.

3.3.1 Ersteinsatzerkennung nach der Energie-Funktion

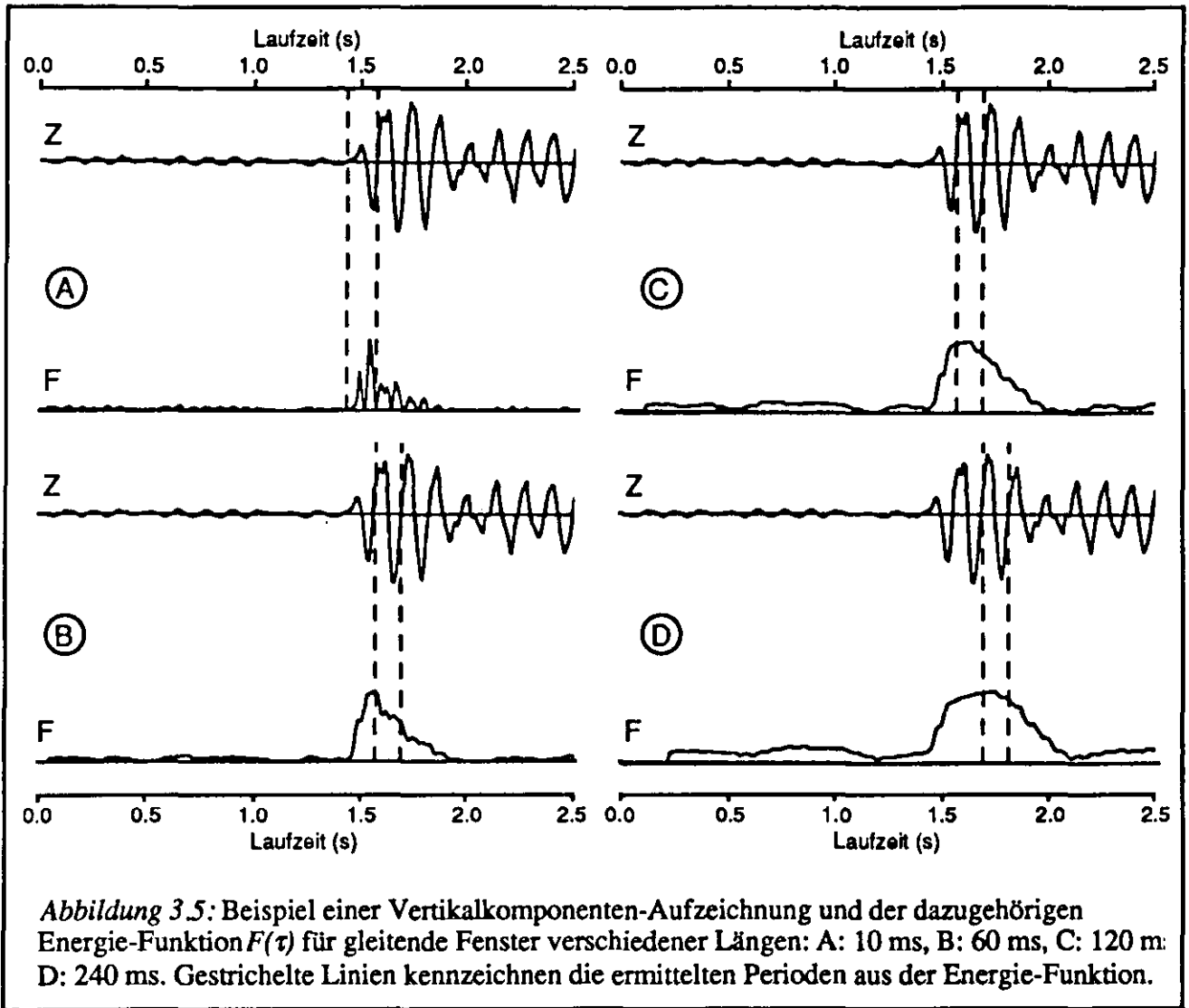
Das Prinzip dieser Routine von Coppens (1985) ist folgendes:

Im ersten Schritt wird von jeder Spur $S(t)$ eine Energie-Funktion $F(\tau)$ definiert als

$$F(\tau) = \int_{\tau-L}^{\tau} S^2(t) dt / \int_0^{\tau} S^2(t) dt$$

Der Energieinhalt aus einem kleinen gleitenden Fenster der Länge L wird mit dem Energieinhalt eines Fensters verglichen, das von der Nullzeit bis zum Ende des kleinen gleitenden Fensters reicht. Die Abzisse t_0 des Maximums von $F(\tau)$ gibt die ungefähre Ersteinsatzzeit an, die vor t_0 liegen muß. Abhängig von der Polarität des Ersteinsatzes wird dann die Zeit des ersten positiven oder negativen Ausschlages in der Umgebung vor t_0 bestimmt. Als einziger Parameter muß die Fensterlänge L entsprechend der scheinbaren Periode des Ersteinsatzes gewählt werden.

Ist das Rauschen stark aber stationär, so zeichnet sich dennoch ein bedeutender Anstieg in der Energie-Funktion bei der Ersteinsatzzeit ab. Mit nicht-stationärem Rauschen (z.B. Regentropfen) ist es kaum möglich den Ersteinsatz zu identifizieren. Jedoch ist diese Rauschart anders als bei Ersteinsätzen unkorrelierbar zwischen benachbarten Spuren. Ein Kohärenzfilter kann diese Art des Rauschen reduzieren. Da der Kohärenzfilter nur die Amplituden der Spur beeinflußt, wird es nicht die Laufzeiten des Ersteinsatzes verändern. Abbildung (3.5) veranschaulicht für die Vertikalkomponente einer 3-Komponenten-Registrierung den Verlauf der Energiefunktion $F(\tau)$ mit gleitenden Fenstern verschiedener Länge L . Die Hauptsignalfrequenz liegt bei etwa 8 Hz. Bestimmt werden soll die Periode des



Ersteinsatzes (Zeitdauer zwischen drei Nulldurchgängen). Es wurden die folgenden vier Fensterlängen zur Darstellung der Energiefunktion gewählt und der Zeitpunkt des jeweiligen Maximums der Energiekurve und die entsprechende Periode bestimmt:

<i>Fensterlänge L</i>	<i>Zeit t_0</i>	<i>ermittelte Periode</i>	<i>Abbildung</i>
10 ms	1.54 sec.	1.43-1.57 sec.	A
60 ms	1.58 sec.	1.58-1.70 sec.	B
120 ms	1.64 sec.	1.58-1.70 sec.	C
240 ms	1.76 sec.	1.71-1.83 sec.	D

Tabelle 3.1

Die richtige Periode des Ersteinsatzes liegt zwischen 1.43 und 1.57 Sekunden. Abbildung (3.5) zeigt, daß die Methode nach der Energie-Funktion nur bei einer Fensterlänge von 10 ms

(1 Samplewert) ein Maximum innerhalb der richtigen Periode hat. Es können also hier die richtigen Nulldurchgänge und somit auch das richtige Zeitintervall gefunden werden (gestrichelte Linien). Alle anderen Fensterlängen treffen ein Maximum außerhalb der richtigen Periode. Je größer die Fensterlänge, desto weiter entfernt sich das Energiemaximum vom Ersteinsatz weg.

Es fällt jedoch auf, daß bei allen Fensterlängen der abrupte Anstieg der Energiefunktion innerhalb der Periodendauer des Ersteinsatzes fällt. Es wäre demnach denkbar, nicht das Maximum der Funktion, sondern einen Schwellwert als Kriterium der Ersteinsatz-Detektion zu wählen. Dies bedeutet eine Beschränkung und ist sicherlich nicht im Sinne der Methode, die bislang den Vorteil besaß, ohne einen empirisch zu bestimmenden Schwellwert auszukommen.

Trotz der sicherlich breiten Anwendbarkeit dieser Methode von Coppens (1985), wird hier eine neue Methode vorgestellt, die besonders für 3-Komponenten-Registrierungen geeignet ist.

3.3.2 Ersteinsatzerkennung nach der RMS-Amplitude

Obwohl dieses Verfahren nicht auf eine Schwellwertuntersuchung verzichten kann, besitzt es jedoch den Vorteil, anstelle einer einzelnen Komponente die gesamte 3-Komponenten-Registrierung zu untersuchen. Auf diese Weise kann ungeachtet einer ungünstigen Aufnahmeorientierung eine Ersteinsatz-Detektion erfolgreich sein. Das Prinzip dieser Routine ist folgendes:

Im ersten Schritt wird von jedem 3-K-Datensatz $(X(t), Y(t), Z(t))$ eine RMS-Amplitudenfunktion $R(i)$ definiert als:

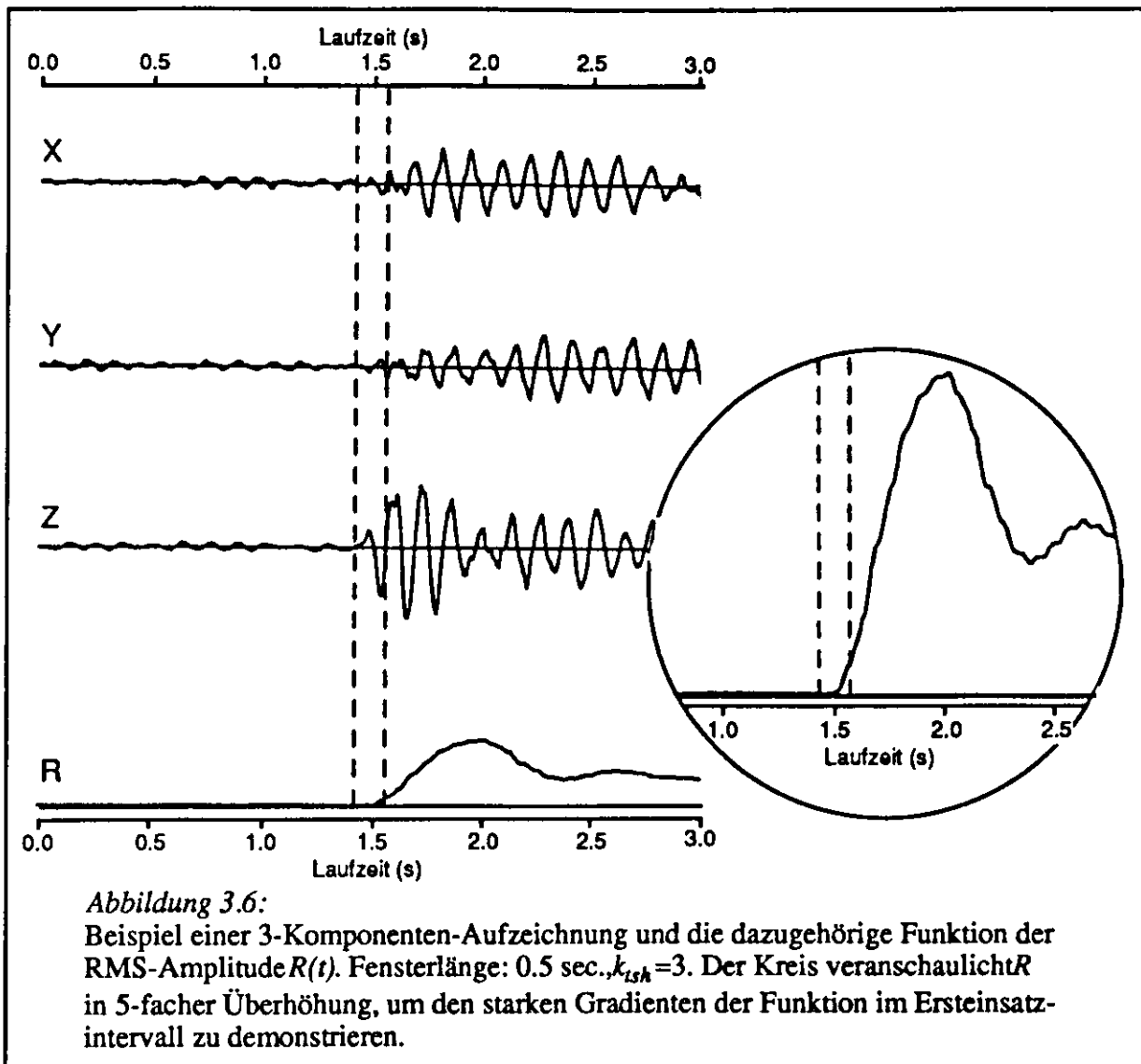
$$R(i) = \frac{1}{N} \sum_{j=i-N+1}^i (X_j^2 + Y_j^2 + Z_j^2)$$

wobei N die Anzahl der Datenpunkte in einem gleitenden Fenster sind.

Im zweiten Schritt wird die RMS-Amplitude des gleitenden Fensters mit der dem Fenster folgenden resultierenden quadratischen Amplitude der 3-Komponenten-Registrierung verglichen. Ist das Verhältnis größer als ein vorgegebener Schwellwert k_{sch} , so ist die Zeit t_0 gefunden, die in der Periode des Ersteinsatzes liegt.

$$\frac{(X_i^2 + Y_i^2 + Z_i^2)}{\frac{1}{N} \sum_{j=i-N}^i (X_j^2 + Y_j^2 + Z_j^2)} > k_{\text{sch}} \Rightarrow t_0 = i \cdot \Delta t,$$

mit dem Sampleintervall Δt .



Nun werden die Nulldurchgänge vor und nach der Zeit t_0 entsprechend eines positiven oder negativen Erstausschlages auf der Komponente gesucht, auf der die Periode des Ersteinsatzes ermittelt werden soll, d.h. auf der Vertikalkomponente zur Detektion des Ersteinsatzes der P-Welle und auf einer der beiden Horizontalkomponenten zur Detektion des Ersteinsatzes der S-Welle.

Abbildung (3.6) zeigt das Beispiel aus Abb. (3.5) als 3-K-Registrierung mit dem Funktionsverlauf von R für eine Fensterlänge von 0.5 Sekunden. Deutlich ist im 5-fach überhöhten Ausschnitt der steile Anstieg im Ersteinsatz-Intervall zu sehen. Es ist hier sehr leicht, einen Schwellwert zu wählen. In diesem Beispiel wurde er mit 3 angegeben, und bereits bei 1.48 Sekunden überschritten.

Dieser Prozeß wird nun auf die Spuren einer Sektion angewendet. Das gleitende Zeitfenster zur Berechnung der mittleren quadratischen Amplitude kann dabei über die Sektion variieren. Es ist möglich über eine Eingabe-Tabelle Stützstellen anzugeben, nach

denen durch Interpolation das entsprechende Zeitfenster berechnet wird. Beispielsweise ist in einer refraktionsseismischen Sektion im offsetnahen Bereich die Laufzeit zum Ersteinsatz in der Regel kürzer als im offsetfernen Bereich, sodaß offsetnah ein kleines Zeitfenster gewählt werden muß, während es mit der Entfernung in der Länge zunehmen kann. Ein langes Zeitfenster hat den Vorteil einer besseren Mittelung der Rauschamplitude vor dem Ersteinsatz. Etwaige Noisepeaks können damit geglättet werden.

Kommt es dennoch zu einem Fehlpick, weil das Signal-Rausch-Verhältnis zu schlecht ist oder starkes instationäres Rauschen vorhanden ist, soll dieser Fehlpick aufgespürt werden durch einen Vergleich mit der echten Ankunftszeit der vorigen Spur. Dabei werden die ermittelten Intervalle miteinander verglichen. Findet keine wesentliche Überlappung statt, so wird das Intervall des Ersteinsatzes der zu untersuchenden Spur mit dem der vorigen Spur korreliert.

In der Tiefenseismik mit großen Laufentfernungen ist noch ein weiterer Effekt von großer Bedeutung. Es ist das Phänomen des "Shingling" (Abschneiden).

Shingling bedeutet ein Verlust der Visualität von frühen Phasen mit anwachsendem Entfernungsbereich (Sheriff, 1973). Es resultiert entweder aus einer normalen Amplitudenabnahme oder aus Effekten an dünnen Schichten. Das Überspringen von Ankunftszeiten verursacht durch Geschwindigkeitsinversionen ist ähnlich dem Shingling-Effekt. Geht augenscheinlich eine Phase verloren, so kann der Computer keine weiteren Picks mehr vornehmen. Der Computer verhält sich wie die manuelle Methode und pickt einfach die nächste Phase in der Spur. Diese Effekte verursachen Probleme, die visuell kontrolliert werden müssen.

3.4 Gesteuerte Orientierung

Nachdem der in dieser Arbeit entwickelte Erkennungsalgorithmus die "erste Periode" aufgespürt hat, kann wahlweise zunächst das Zeitintervall zwecks visueller Kontrolle in eine Datei geschrieben werden, oder es wird sofort für dieses Zeitintervall eine Eigenwertanalyse durchgeführt. Sind die Winkelparameter erfolgreich bestimmt worden, kann der 3-Komponentensatz entsprechend reorientiert werden. Dieses Vorgehen erfolgt sukzessive für jede 3-Komponenten-Registrierung und wird hier mit "Gesteuerte Orientierung" benannt.

In Abbildung (3.7) wird für eine 3-K-Aufzeichnung aus etwa 52 km Entfernung demonstriert, wie die gesteuerte Orientierung durchgeführt wird. Das Ersteinsatz-Intervall (gestrichelte Linien) wird zwischen 2.22 und 2.34 Sekunden nach der Methode der RMS-Amplitude erkannt. Für dieses Zeitfenster ermittelt die Eigenwertanalyse einen Azimut von 0.7° und einen Einfallswinkel von 12.1° . Entsprechend dieser Winkel werden die 3-K-Spuren rotiert. Die Projektionen der Teilchenbewegungen im Ersteinsatz-Intervall zeigen eine lineare Polarisierung und nach vollendeter Rotierung soll eine Konzentration der Teilchenbewegungsrichtung in der Vertikalen vorliegen.

Dieses Datenbeispiel zeigt eine Eigenheit einer refraktierten P-Welle. Die Projektionen der Partikelbewegungsbahn der Originalaufzeichnung in Abbildung (3.7, linksunten) präsentieren bereits eine fast in die Vertikale orientierte Bewegung, da die ankommende P-Welle nahezu senkrecht einfällt. Obwohl zwischen Aufnehmerlokation und Quelle der geographische Azimut dieser Registrierung 155° beträgt (vergl. Profilorientierung in Abb. (4.1)), kann die Eigenwertanalyse aufgrund der Einfallrichtung aus den Formparametern nur einen Azimut von fast Null ermitteln. Hier wird deutlich, daß die Richtung der ankommenden Energie nicht unbedingt auch die Richtung der Quelle ist bzw. die Richtung der Quelle aus der ankommenden Energie nicht korrekt bestimmbar ist. Nach vollendeter Orientierung bleibt immer noch eine residuale Bewegung auf der Y-Hauptachse vorhanden, die aus der nicht richtig durchgeführten horizontalen Rotation resultiert.

Bei der gesteuerten Orientierung von 3-Komponenten-Registrierungen im Weitwinkelbereich muß schließlich beachtet werden, daß je nach Einfallrichtung trotz hoher linearer Polarisierung keine korrekten Winkelparameter bestimmbar sein können. Verläßt man sich ausschließlich auf die Orientierung des geographischen Azimuts, so kann dies ebenso zu falschen Resultaten führen, wie in Abschnitt (3.2) bereits erwähnt wurde. Eine Orientierung allein aus der Kenntnis des geographischen Azimuts läßt nur eine horizontale Rotation zu, da kein individueller Einfallswinkel vorliegt.

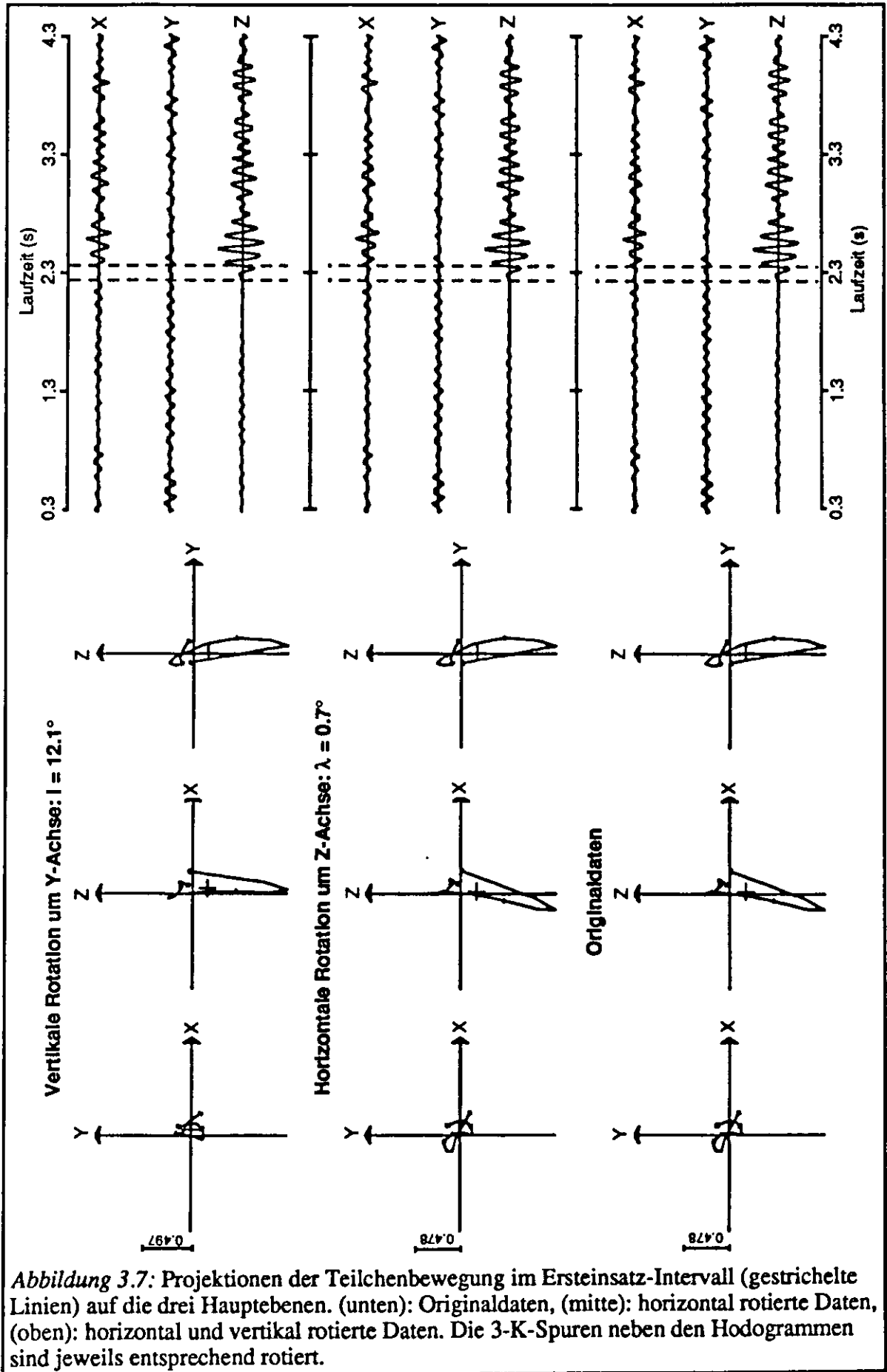
Um die Unsicherheit in der Bestimmung der Winkelparameter bei einem Einzelschuß zu reduzieren, wird sukzessiv das Verfahren der gesteuerten Orientierung über einen größeren Entfernungsbereich durchgeführt. Auf diese Weise können Korrelationen helfen, unkorrekte Parameterwerte aufzuspüren und eventuell zu glätten. Ergebnisse dieses Verfahrens werden für zwei unterschiedliche Entfernungsbereiche in den Abbildungen (3.8) und (3.9) graphisch dargestellt. In beiden Abbildungen werden in den seismischen Datensektionen wahre Amplituden gezeigt und der Skalierungsfaktor ist auf allen 6 Komponenten identisch.

Abbildung (3.8) zeigt die registrierten Komponenten im Ausschnitt der refraktierten P-Welle für einen Entfernungsbereich von 32 bis 51 km. Die automatisch ermittelten Ersteinsatz-Intervalle der Vertikalkomponente, deren Größen durch die Strichlängen präsentiert werden, liegen in den meisten Fällen konsistent zwischen 100 und 150 ms. Jede individuelle Ersteinsatz-Periode diente als Operatorfenster zur Berechnung der Polarisationsparameter nach der Eigenwertmethode. Wie im Beispiel der Abbildung (3.7) zeigen die meisten Registrierungen einen relativ hohen globalen Polarisationskoeffizienten (s. Abschnitt 3.2.1)) und einen sehr steilen Einfall der Welle. Der berechnete Azimut λ schwankt um die Nulllinie. In einer Entfernung von 34 km befinden sich die Aufnehmerlokation und der entsprechende Schußpunkt genau in Nord-Süd-Richtung. Der geographische Azimut wechselt sprunghaft von -180° auf $+180^\circ$. Eine Übereinstimmung mit dem berechneten Azimut λ von etwa 0° ist an dieser Stelle gegeben. Vom Wechsel des geographischen Azimuts an beginnt eine stetige Abnahme der geographischen Nord-Süd-Orientierung zwischen Station und Schußprofil. Im Verlauf der berechneten Azimutwerte sind jedoch keine richtungsweisenden

Änderungen festzustellen. Diese Aussage bestätigt sich in den geglätteten Parameterwerten. Es wurden die berechneten Parameterwerte über ein gleitendes Fenster von 2 km Länge gemittelt. Der jeweilige Mittelwert eines Fensters wurde dem mittleren Fensterwert zugeordnet. In der geglätteten Präsentation stellt sich ein mittlerer Einfallswinkel von 15° und ein mittlerer Azimut von unter 5° heraus. Durch den nahezu vertikalen Einfall der P-Wellen-Signale ist eigenwerttheoretisch keine eindeutige Bestimmung des korrekten Azimuts möglich. Im Entfernungsbereich zwischen 43 und 44 km nimmt der Polarisationskoeffizient ab und die Winkelparameter lassen sich nicht mehr mit den übrigen Einsätzen korrelieren. Diese Stelle zeichnet sich in den seismischen Aufnahmen dadurch aus, daß auf allen drei Komponenten das seismische Signal sehr schwach ist und ein Signal/Rausch-Verhältnis von nahe Eins vorherrscht. Es wird deutlich, welche große Wirkung das Signal/Rausch-Verhältnis auf die Resultate der Polarisationsparameter hat.

Diese Wirkung wird besonders in Abbildung (3.9) veranschaulicht. Hier liegen die Registrierungen in einem Entfernungsbereich zwischen 84 und 102 km vor. In den seismischen Aufnahmen lassen sich nur auf der Vertikalkomponente streckenweise P-Welleneinsätze erkennen. Trotzdem ermittelte die hier entwickelte automatische Ersteinsatz-Erkennung im mittleren Teil der Sektion, in dem keine Einsätze korrelierbar sind, durch Interpolation Ersteinsatz-Intervalle, die jedoch teilweise durch fehlende Signalphasen sehr klein ausfallen. Die Berechnung der Winkelparameter zeigt ein sehr gestreutes Bild. Nur bei höheren Polarisationskoeffizienten lassen sich kurzweilig Parameterwerte korrelieren. Eine Reorientierung der seismischen Daten gemäß dieser Winkelparameter kann nicht korrekt durchgeführt werden.

Das Verfahren der gesteuerten Orientierung, wie es hier präsentiert worden ist, ist grundsätzlich in der Lage das Wellenfeld nach der Orientierung der einfallenden P-Welle auszurichten. Die Güte einer korrekten Durchführung dieser Methode ist, wie bei anderen Verfahren auch, von der Güte der Polarisation bzw. vom Signal/Rausch-Verhältnis abhängig. Bei der Anwendung auf refraktionsseismische Daten muß beachtet werden, daß ankommende Signale einer refraktierten P-Welle sehr steil einfallen können und eine Azimutbestimmung erschweren. In großen Beobachtungsentfernungen tritt das Problem des Signal/Rausch-Verhältnisses schon bei der Ersteinsatz-Detektion auf. Abschnitt (3.3) erwähnte bereits das Shingling, d.h. den Verlust von Signalphasen. Dieses Phänomen kann trotz Interpolation des Erkennungsalgorithmus zu falschen bzw. sehr kurzen Ersteinsatz-Intervallen führen, sodaß die berechneten Winkelparameter dieser Intervalle nicht die wahre Orientierung der einfallenden P-Welle anzeigen. Die Resultate der durchgeführten Untersuchung zeigen, daß die Technik zur Orientierung der Aufnehmerkomponenten von refraktionsseismischen Daten nicht geeignet ist, jeden individuellen Schuß entsprechend zu behandeln. Andererseits kann unter Berücksichtigung der Polarisationsgüte bereichsweise ein Trend der Winkelparameter beobachtet werden, nach dem die seismischen Registrierungen durch Interpolation orientiert werden können.



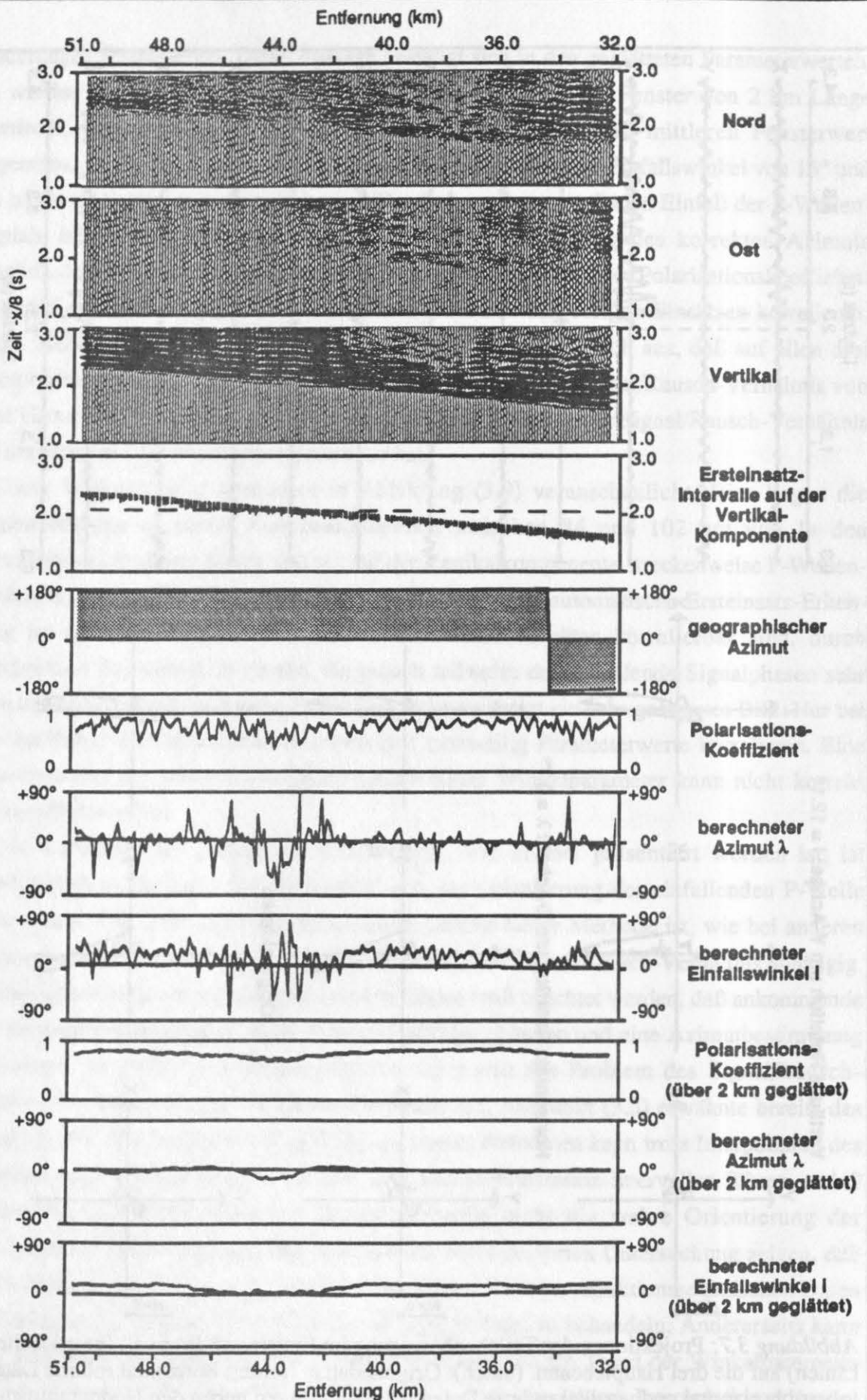


Abbildung 3.8: Mittels Ersteinsatz-Intervall-Detektion auf der Vertikal-Komponente werden die Operatorfenster bestimmt zur Berechnung der Polarisationsparameter nach der Eigenwertmethode. Refraktionsseismisches Datenbeispiel zwischen 32 und 51 km Entfernung.

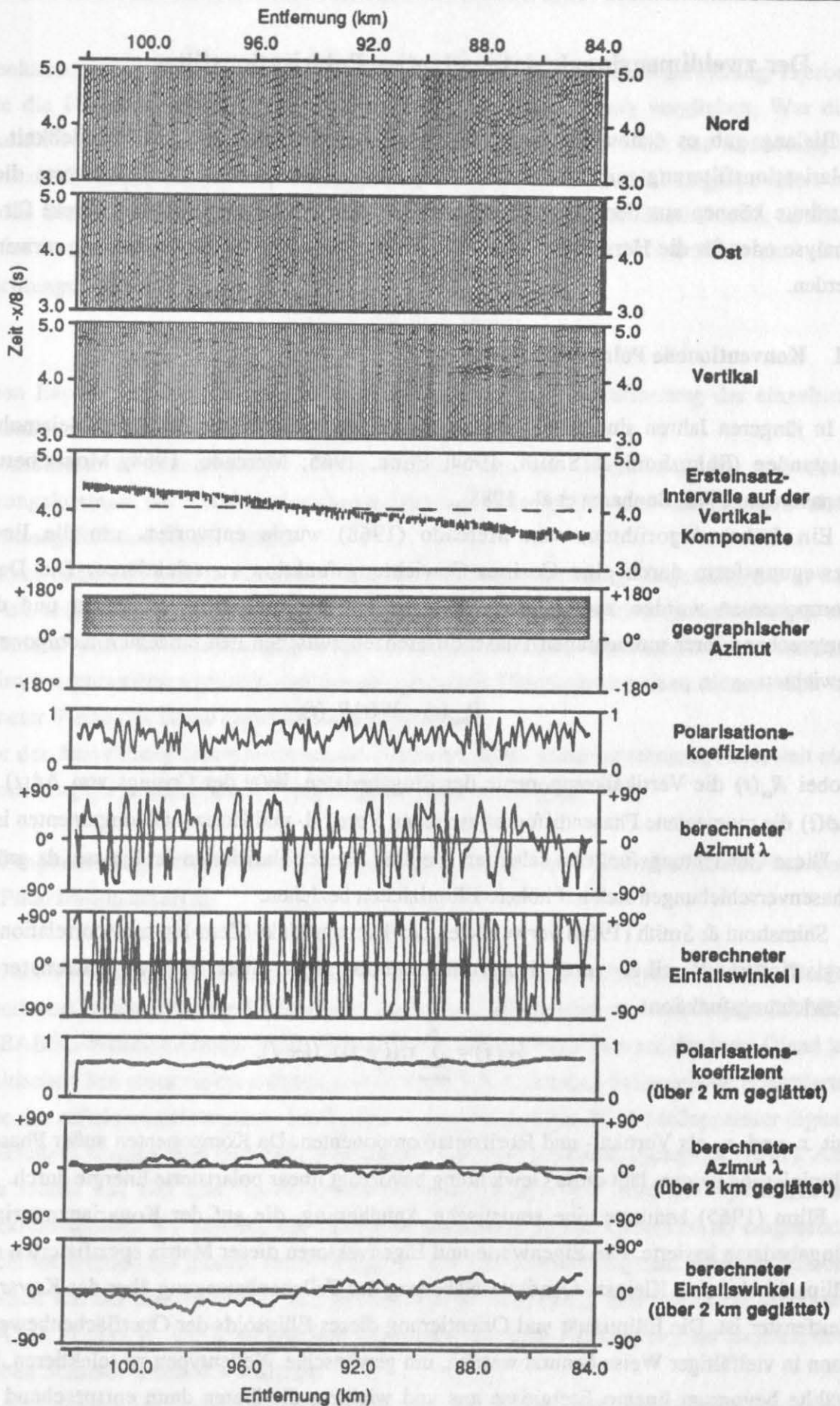


Abbildung 3.9: Mittels Ersteinsatz-Intervall-Detektion auf der Vertikalkomponente werden die Operatorfenster bestimmt zur Berechnung der Polarisationsparameter nach der Eigenwertmethode. Refraktionsseismisches Datenbeispiel zwischen 84 und 102 km Entfernung.

4 Der zweidimensionale datenadaptive Polarisationsfilter

Bislang gab es schon einige Hinweise in dieser Arbeit, die die Möglichkeit der Polarisationsfilterung mittels Polarisationsparameter andeuteten. Die Meßwerte dieser Attribute können aus den Daten-Kovarianzmatrizen erhalten werden und direkt für die Analyse oder für die Herstellung einer Gewichtungsfunktion zur Datenfilterung verwendet werden.

4.1 Konventionelle Polarisationsfilter

In jüngeren Jahren sind eine Vielzahl von Algorithmen dieser Art in der Seismologie entstanden (Shimshoni & Smith, 1964; Flinn, 1965; Mercado, 1968; Montalbetti & Kanasewich, 1970, Benhama et al., 1988).

Ein früher Algorithmus von Mercado (1968) wurde entworfen, um die lineare Bewegungsform durch eine Cosinus-Gewichtungsfunktion zu selektieren. Die Daten-Komponenten wurden zuerst durch einen engen Bandpaß-Filter geschickt und dann entsprechend ihrer momentanen Phasendifferenzen zwischen den einzelnen Komponenten gewichtet:

$$R_{out}(t) = W(t)R_{in}(t),$$

wobei $R_{in}(t)$ die Vertikalkomponente der Eingabedaten, $W(t)$ der Cosinus von $\Delta\phi(t)$ und $\Delta\phi(t)$ die momentane Phasendifferenz zwischen Vertikal- und Horizontalkomponenten ist.

Diese Gewichtungsfunktion selektiert die eher linear polarisierten Ereignisse, da größere Phasenverschiebungen sich auf höhere Elliptizitäten beziehen.

Shimshoni & Smith (1964) verwendeten das Kreuzprodukt (Zero-lag crosscorrelation) der registrierten Vertikal- und Horizontalkomponenten über einige Zeitfenster als Gewichtungsfunktion:

$$W(j) = \sum_{i=-n}^n x_1(i+j)x_2(i+j),$$

mit x_1 und x_2 als Vertikal- und Horizontalkomponenten. Da Komponenten außer Phase zur Eliminierung neigen, läßt diese Gewichtung bevorzugt linear polarisierte Energie durch.

Flinn (1965) benutzte eine statistische Annäherung, die auf der Kovarianzmatrix der Eingabedaten basierte. Die Eigenwerte und Eigenvektoren dieser Matrix spezifizierten einen Ellipsoid, der eine Kleinste-Quadrate-Näherung der Teilchenbewegung über das Kovarianz-Zeitfenster ist. Die Elliptizität und Orientierung dieses Ellipsoids der Oberflächenbewegung kann in vielfältiger Weise benutzt werden, um gewünschte Wellentypen zu selektieren. Flinn wählte bevorzugt lineare Ereignisse aus und wichtete die Daten dann entsprechend ihrer Abweichung von einem gewünschten Einfallswinkel.

Benhama et al. (1988) beschrieben ihre Methode als räumliche Richtungsfilterung. Hierbei wurde die Polarisationsrichtung mit einer gewählten Filterrichtung verglichen. War die Winkeldifferenz kleiner als ein gewisser Schwellwertwinkel, so blieb das Datensample unverändert, andernfalls wurde es eliminiert. Um diese rauhe Gewichtungsoption zu dämpfen und eine bessere Modulation der Schwingungen zu erzielen, führten sie als zweiten Polarisationsparameter die Polarisationsgüte $\tau(t)$ ein. So definierten sie eine Gewichtungsfunktion:

$$f(t) = \tau^p(t) \cos^q \theta(t)$$

mit den Exponenten p und q zur besseren Abstimmung der Beeinflussung der einzelnen Polarisationsparameter.

Montalbetti & Kanasevich (1970) bildeten aus der Rektilinearität und dem Richtungskosinus der Polarisationshaupttrichtung eines gleitenden Zeitfensters eine Gewichtungsfunktion für die Daten.

Darauf basierend wird in Abschnitt (4.3) eine Weiterentwicklung vorgestellt, die in der Lage ist, seismische 3-Komponenten-Sektionen aus großen Beobachtungsentfernungen zu verarbeiten. Mit der Einführung eines zweidimensionalen Operatorfensters werden Polarisationsparameter ermittelt, die einem speziellen Filteroperator dazu dienen, sich in geeigneter Weise den Daten automatisch anzupassen.

Vor der Anwendung dieses verbesserten Filterverfahrens wurde untersucht, inwieweit ein Preprozessing der seismischen 3-Komponenten-Daten zulässig ist.

4.2 Preprozessing seismischer 3-Komponenten-Daten im Weitwinkelbereich vor der Polarisationsanalyse

Die zur Verfügung stehenden 3-K-Daten wurden im Rahmen des Projektes BABEL (Baltic and Bothnian Echoes from the Lithosphere) im Herbst 1989 gewonnen (zum Projekt BABEL siehe BABEL-Working-Group, 1990, 1991a, 1991b, 1992, 1993). Das auf der Insel Öland in der baltischen See unter vielen anderen positionierte 3-K-Lippmann-Seismometer registrierte Signale des reflektionsseismischen See-Profiles A, die mittels einer PCM-Meßapparatur digital aufgezeichnet worden sind (BABEL Working-Group, 1993; Flüh & Dickmann, 1991). Als Quelle wurde ein 120 Liter Luftkanonen-(Airgun-) Array von Bord des operierenden Prospektionsschiffes RV Mintrop der Prakla-Seismos AG (heute: Geco-Prakla) eingesetzt. Die Schüsse wurden auf diesem Profil in einem 75 Meter-Abstand abgetan. Von der Station Öland-Süd war der nächste Offset 31.5 km entfernt (s. Abb. (4.1)). Das besondere Merkmal der BABEL-Daten ist die hohe Qualität, die durch die gute Ankopplung im Bereich des baltischen Schildes erreicht worden ist.

Da die Lokation auf Öland-Süd nicht inline liegt, d.h. Station und Schußprofil liegen nicht auf einer Linie, sind die registrierten Schüsse nicht gleichabständig. Dies wurde durch ein

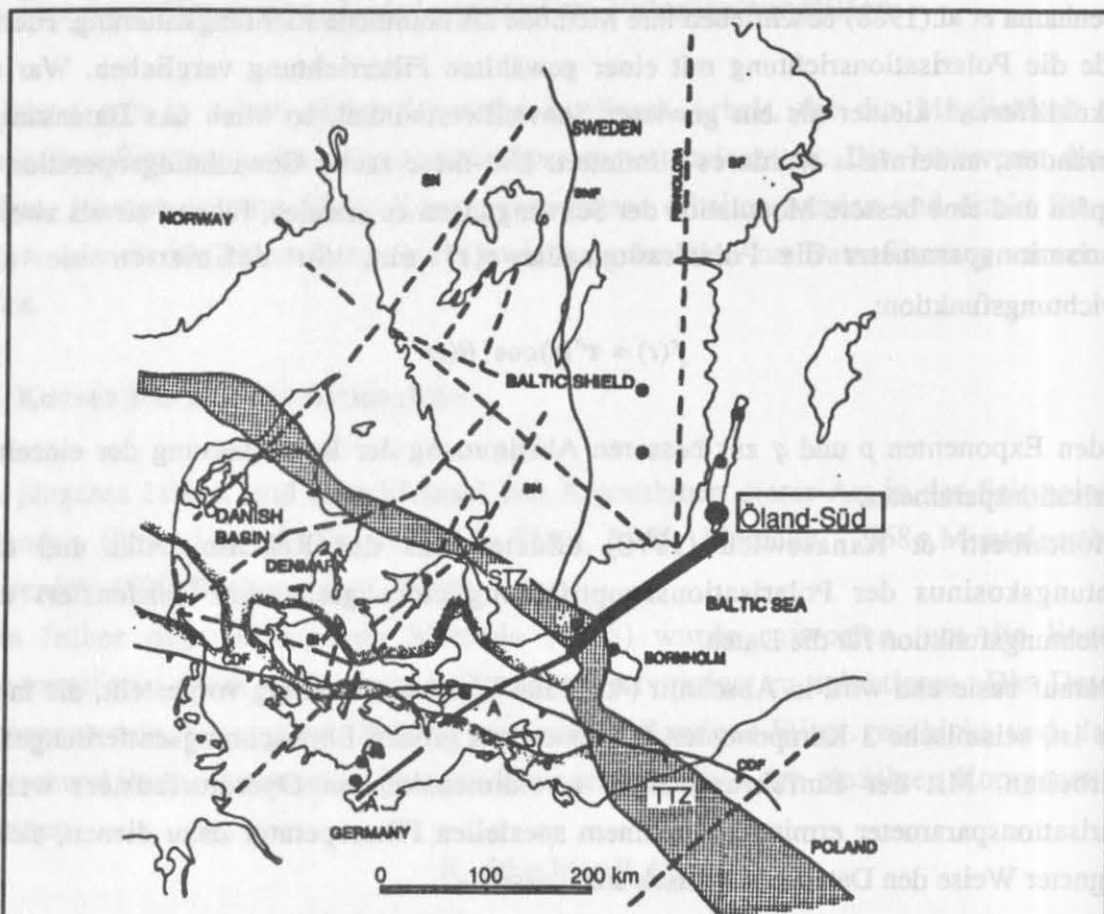


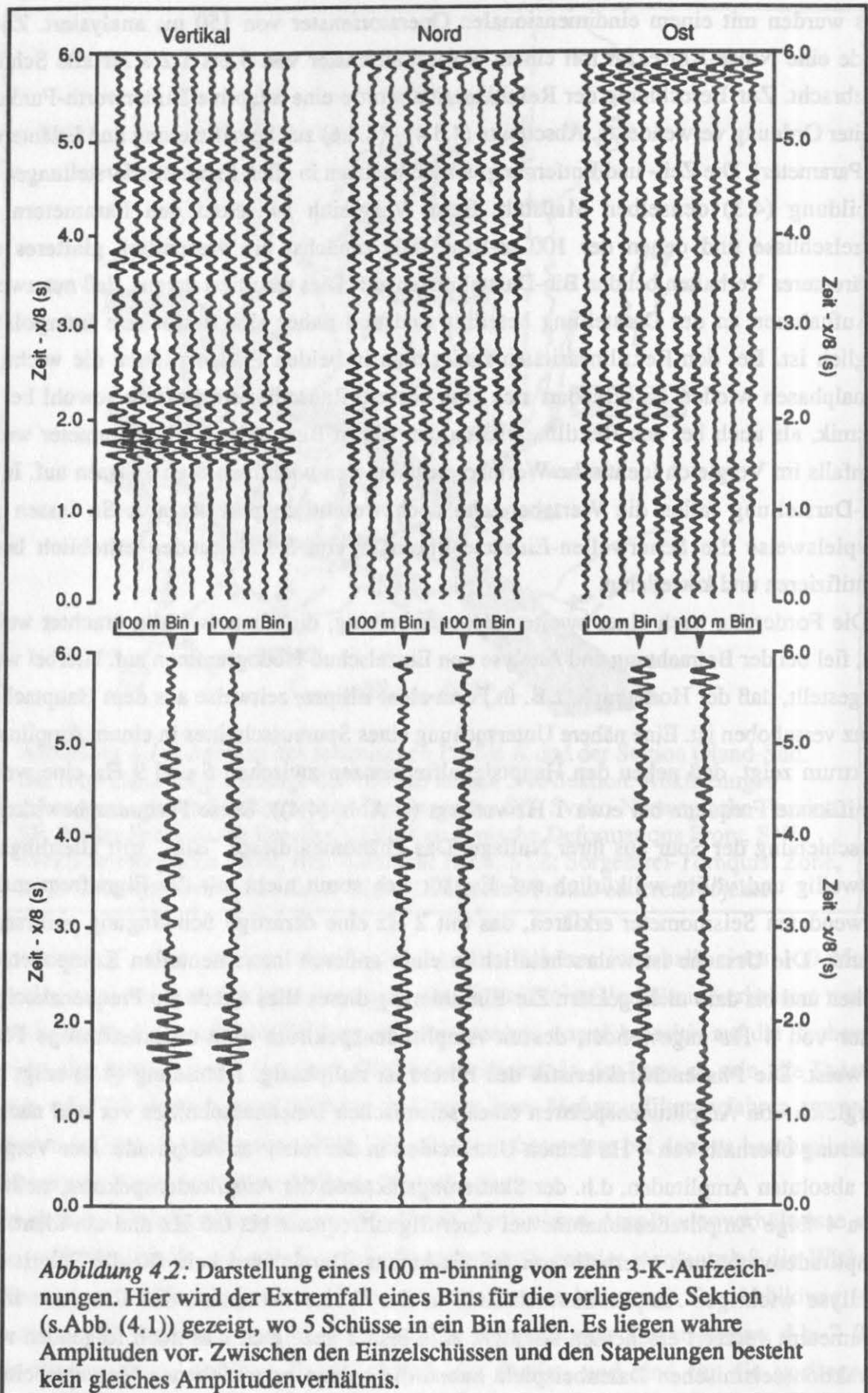
Abbildung 4.1: Lageplan des seismischen Profils A und der Station Öland-Süd. Die fette Linie zeigt die Lage der 160 km langen 3-K-Sektion. Abkürzungen geben geologische Strukturen und Provinzen an: SN: Sveko-Norwegische Provinz, SF: Sveko-Fennidische Provinz, CDF: Kaledonische Deformations Front, SNF: Sveko-Norwegische Front, BH: Basement Hoch, STZ: Sorgenfrei-Tornquist Zone, TTZ: Teisseyre-Tornquist-Zone. Gestr. Linien sind Profile anderer Projekte.

100m-"binning", einer horizontalen Stapelung aller Schüsse innerhalb eines 100 Meter-Intervalls, erreicht. Dadurch kann einerseits das Signal/Noise-Verhältnis verbessert werden und andererseits die Anzahl der Schüsse reduziert werden, was sich positiv auf die Rechenzeit auswirkt. Ein dritter Vorteil ist, durch Gleichabständigkeit in der Lage zu sein, die Daten in den τ - p - oder f - k -Bereich transformieren zu können bzw. Mehrspurfilterverfahren anwenden zu können (s. Flüh & Dickmann, 1992). Dies findet insbesondere bei dem zu beschreibenden Verfahren eine Rolle, wie später festgestellt werden kann.

Da aber bei Polarisationsanalysen der Erhalt der wahren Amplitudenverhältnisse eine wichtige Forderung ist, soll anhand eines Datenbeispiels gezeigt werden, daß die Wirkung des binnings keine Verfälschung der Polarisationsparameter hervorruft. Die Abbildung (4.2) zeigt einen 3-K-Datensatz von 10 Schüssen, die innerhalb von 200 m liegen, d.h. 2 Bins repräsentieren. Diese Schüsse liegen südlich der Station und sind für die vorliegende Datensektion der Extremfall eines Bins, denn mit zunehmender Entfernung wird die Schußanzahl eines Bins kleiner (vergl. Abb. (4.1)). Sowohl die Einzelschüsse, als auch die

Bins wurden mit einem eindimensionalen Operatorfenster von 150 ms analysiert. Zuvor wurde eine Noise-Korrektur mit einem Noise-Zeitfenster von 0 bis 1.2 s für alle Schüsse angebracht. Zur Berechnung der Rektilinearität wurde eine adaptive Butterworth-Funktion zweiter Ordnung verwendet (s. Abschnitte (4.3.4) - (4.3.6) zur Spezifizierung und Erläuterung der Parameter). Die Zeit- und Entfernungsachsen besitzen in allen Parameterdarstellungen der Abbildung (4.3) denselben Maßstab. Beim Vergleich zwischen den Parametern der Einzelschüsse und denen der 100 m-Bins fällt zunächst ein wesentlich glatteres und kohärenteres Verhalten bei den Bin-Darstellungen auf. Dies resultiert daraus, daß nur zwei 3-K-Aufnahmen an der Darstellung beteiligt sind und daher eine einfachere Interpolation möglich ist. Bei den Rektilinearitäten findet man in beiden Präsentationen die wichtigen Signalphasen wieder. Es offenbart sich eine bessere Rauschunterdrückung sowohl bei der Seismik, als auch bei den Rektilinearitäten der 100 m-Bins. Die Winkelparameter weisen ebenfalls im Vergleich identische Wertebereiche bei den wichtigen Signalphasen auf. In der Bin-Darstellung fallen die Wertebereiche noch wesentlich präziser aus. So lassen sich beispielsweise die Scherwellen-Einsätze oberhalb von 5.5 Sekunden erheblich besser identifizieren und korrelieren.

Die Forderung nach einer zweiten Vorverarbeitung, die als notwendig erachtet werden soll, fiel bei der Betrachtung und Analyse von Einzelschuß-Hodogrammen auf. Hierbei wurde festgestellt, daß der Hodograph, z.B. in Form einer Ellipse, zeitweise aus dem Hauptachsenkreuz verschoben ist. Eine nähere Untersuchung eines Spurausschnittes in einem Amplitudenspektrum zeigt, daß neben den Hauptsignalfrequenzen zwischen 6 und 9 Hz eine weitere signifikante Frequenz bei etwa 1 Hz vorliegt (s. Abb. (4.4)). Diese Frequenz bewirkt eine Verschiebung der Spur aus ihrer Nullage. Das Phänomen dieses "Bias" tritt allerdings nur zeitweilig und völlig willkürlich auf. Es läßt sich somit nicht mit der Eigenfrequenz des verwendeten Seismometer erklären, das mit 2 Hz eine derartige Schwingung verursachen könnte. Die Ursache ist wahrscheinlich in einer anderen instrumentellen Komponente zu suchen und bis dato nicht geklärt. Zur Eliminierung dieses Bias wurde ein Frequenzhochpaß-Filter von 4 Hz angewendet, dessen Amplitudenspektrum eine cosinusförmige Flanke aufweist. Die Phasencharakteristik des Filters ist nullphasig. Abbildung (4.4) zeigt beim Vergleich von Amplitudenspektren eines seismischen Datenausschnittes vor und nach der Filterung oberhalb von 4 Hz keinen Unterschied in der relativen Amplitude. Der Vergleich der absoluten Amplituden, d.h. der Skalierungsfaktoren der Amplitudenspektren, stellt eine etwa 4 %ige Amplitudenabnahme bei einer Signalfrequenz bis 6.5 Hz und ein identisches Amplitudenverhältnis oberhalb von 6.5 Hz heraus. Damit wird kein für die Polarisationsanalyse wichtiges Amplitudenverhältnis in der Weise verändert, daß Resultate in den Parametern verzerrt erscheinen könnten. Alle bisher gezeigten und noch folgenden realen refraktionsseismischen Datenbeispiele haben die beiden beschriebenen Vorverarbeitungsphasen durchlaufen (binning, Hochpaßfilter).



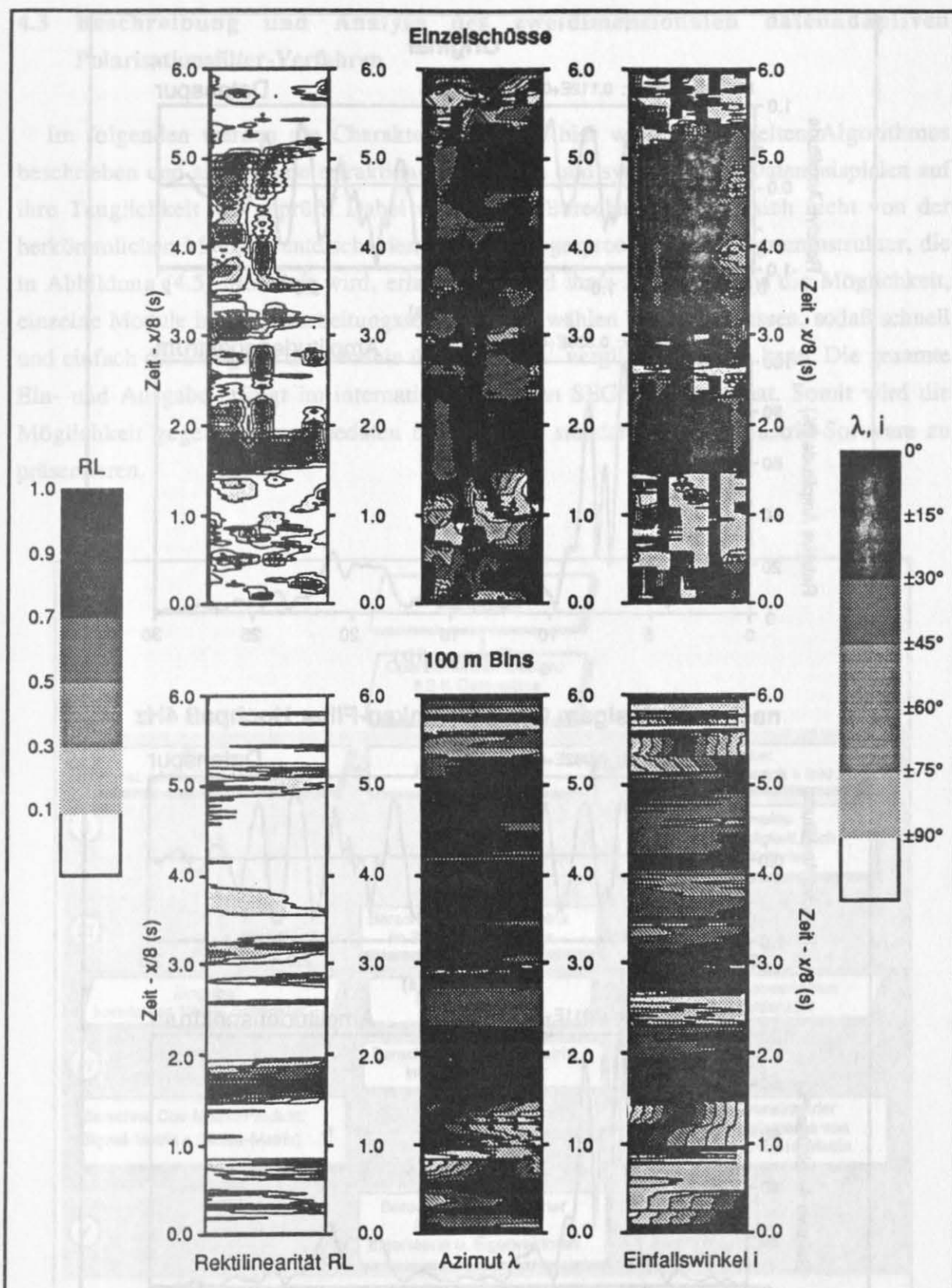
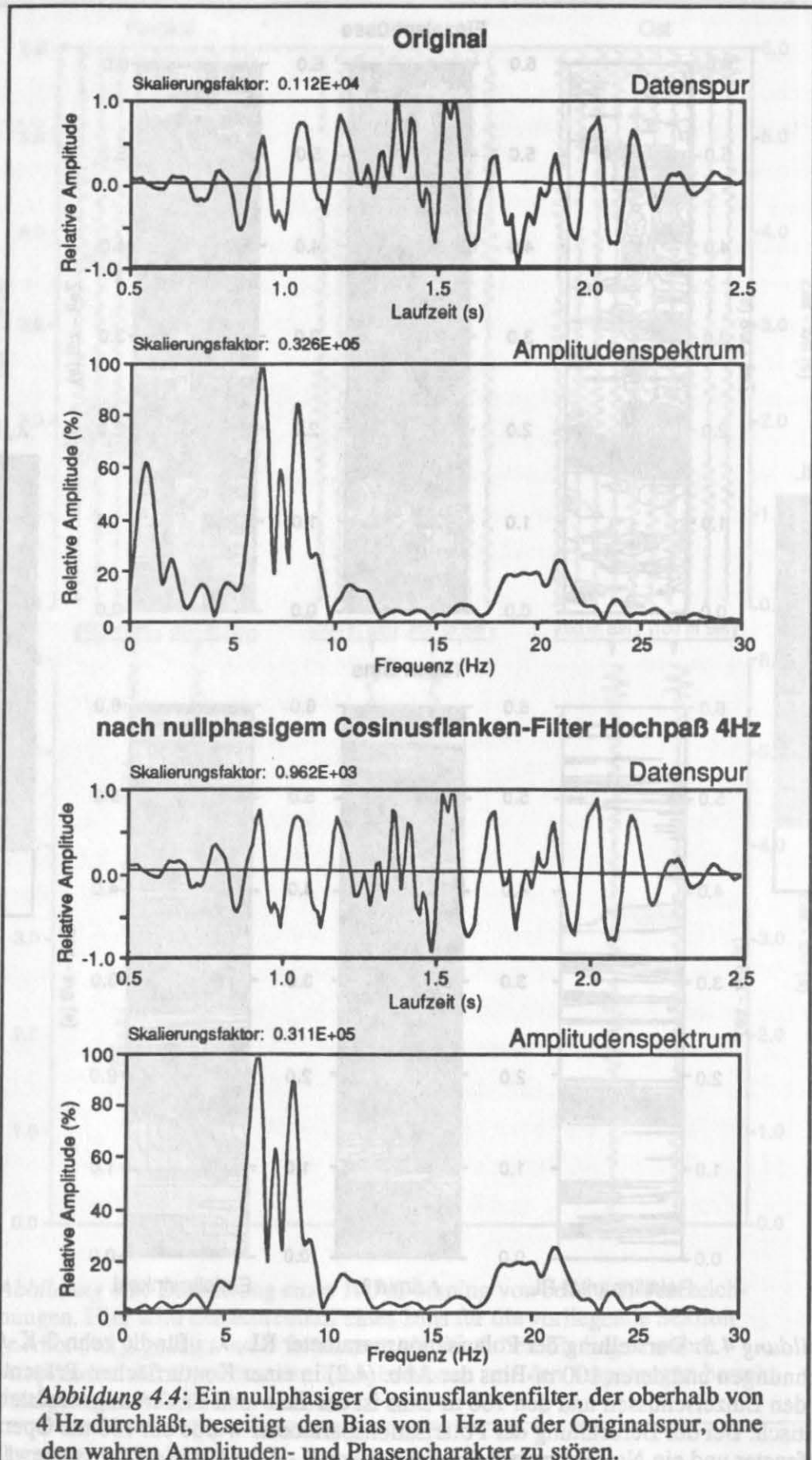


Abbildung 4.3: Darstellung der Polarisationsparameter RL , λ , i für die zehn 3-K-Aufzeichnungen und deren 100 m-Bins der Abb. (4.2) in einer Konturflächen-Präsentation. Bei den Einzelschüssen und den 100 m-Bins ist der Zeit- und Entfernungsmaßstab identisch. Bei der Berechnung der Polarisationsparameter wurde ein 150 ms Operator-Zeitfenster und ein Noisekorrektur-Zeitfenster von 0 - 1.2 s für alle Schüsse gewählt. Die Rektilinearitäts-Funktion ist eine adaptive Butterworth-Funktion der Ordnung 2.



4.3 Beschreibung und Analyse des zweidimensionalen datenadaptiven Polarisationsfilter-Verfahren

Im folgenden werden die Charakteristiken des hier weiterentwickelten Algorithmus beschrieben und anhand von refraktionsseismischen und synthetischen Datenbeispielen auf ihre Tauglichkeit hin geprüft. Dabei werden die Berechnungen, die sich nicht von der herkömmlichen Methode unterscheiden, nur kurz angesprochen. Die Programmstruktur, die in Abbildung (4.5) illustriert wird, erlaubt aufgrund ihres Modulaufbaus die Möglichkeit, einzelne Module in der Verarbeitungssequenz auszuwählen bzw. auszulassen, sodaß schnell und einfach die Fähigkeit der Module überprüft bzw. verglichen werden kann. Die gesamte Ein- und Ausgabe erfolgt im international üblichen SEG-Y-Datenformat. Somit wird die Möglichkeit gegeben, Ausgabedaten mittels jeder standartisierten Industrie-Software zu präsentieren.

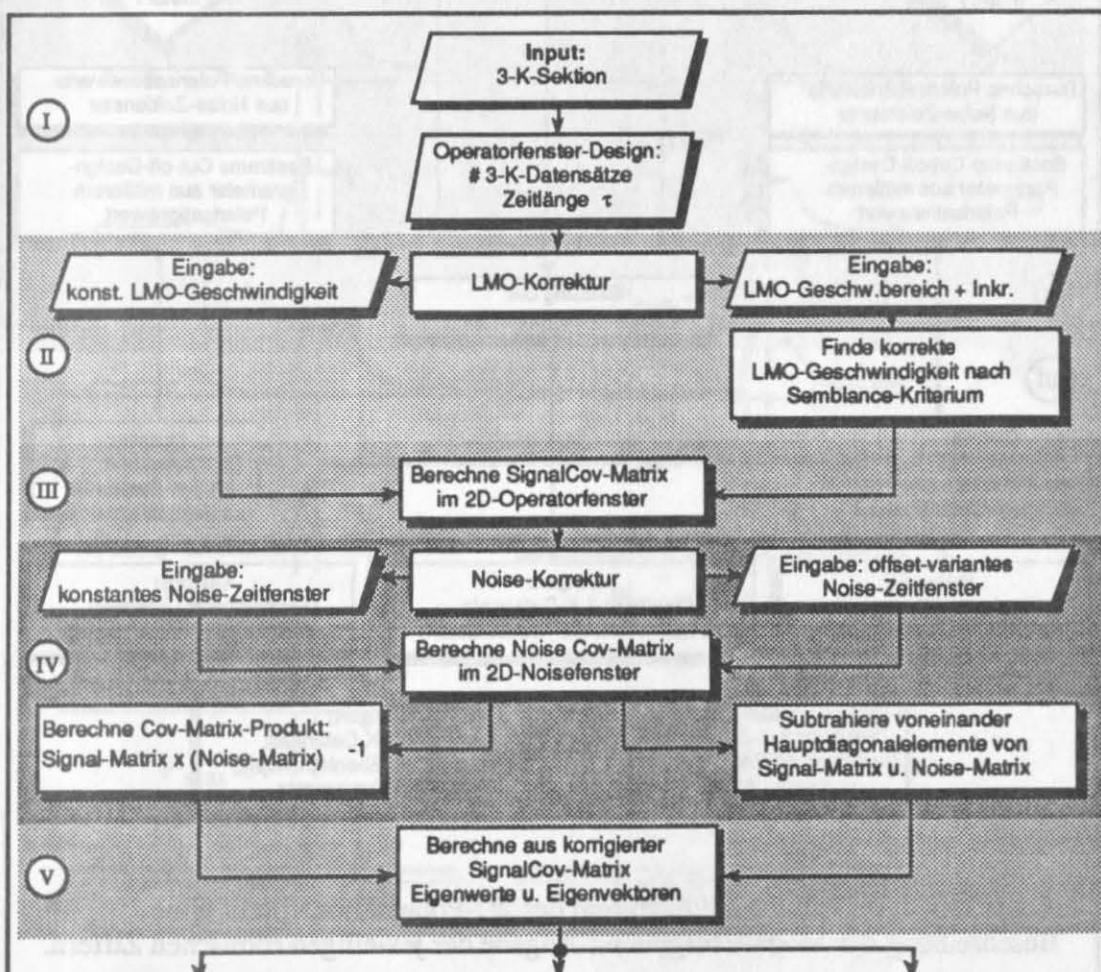


Abbildung 4.5a: 1. Teil Flußdiagramm des 2D-Polarisationsfilters. Eine Beschreibung der Module folgt unter Angabe der jeweiligen römischen Ziffern.

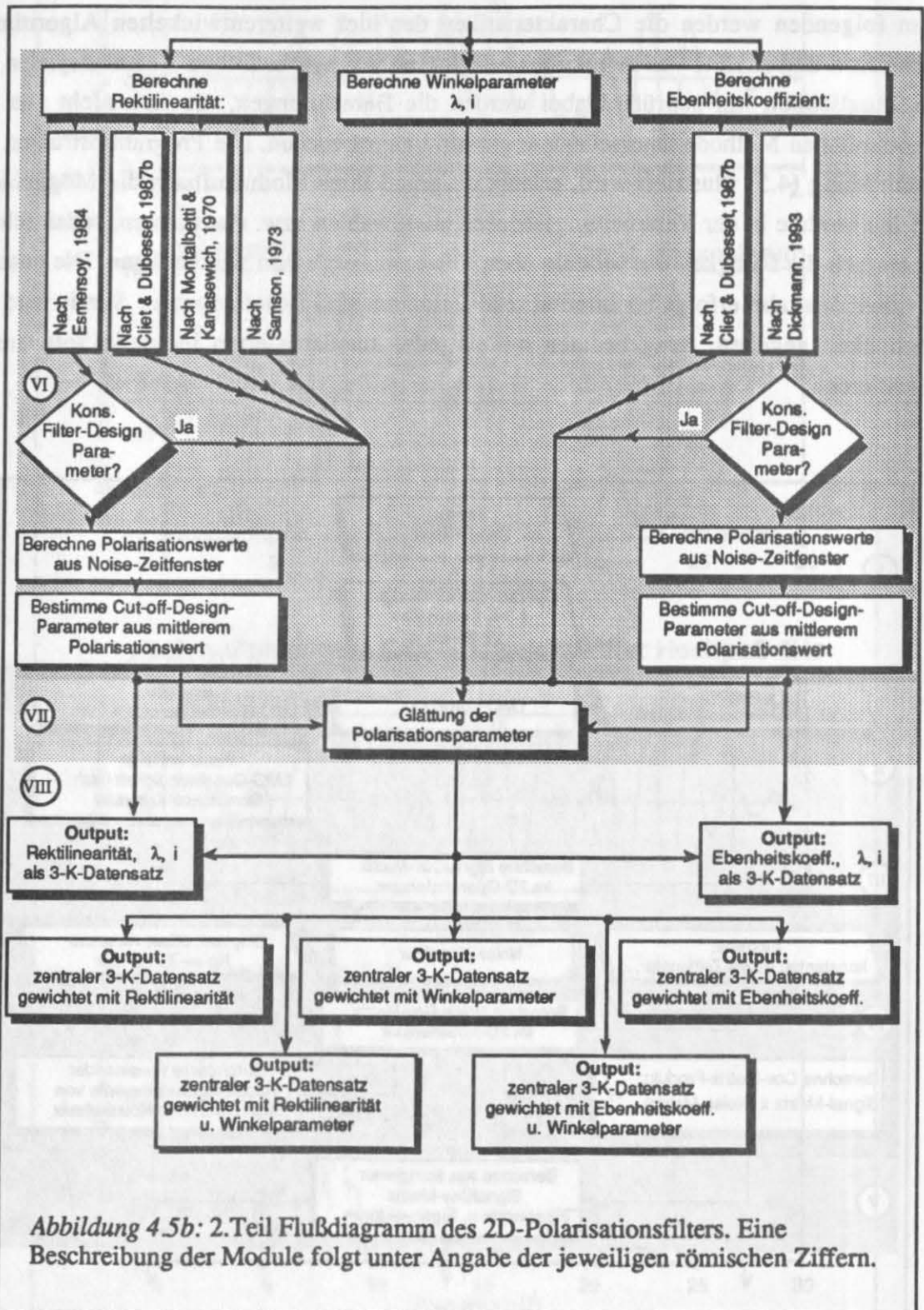


Abbildung 4.5b: 2. Teil Flußdiagramm des 2D-Polarisationsfilters. Eine Beschreibung der Module folgt unter Angabe der jeweiligen römischen Ziffern.

4.3.1 Input (I)

Es können beliebig viele 3-K-Datensätze einer Sektion eingegeben werden. Dabei kann ein bestimmter Schußbereich und auch ein bestimmter Zeitausschnitt zur Analyse selektiert werden. Wichtig ist die richtige Kennung der Komponentenreihenfolge. Zur Größenbestimmung des gleitenden neu eingeführten 2D-Operatorfensters werden die Anzahl der Schüsse in x-Richtung und die Länge des Fensters in der Zeit angegeben. Vorzugsweise sollte die Anzahl der Schüsse im Fenster ungerade sein, um einen zentralen 3-K-Datensatz vorliegen zu haben.

Die Wahl der Fensterlänge in der Zeit ist generell abhängig von der dominanten Signalfrequenz. Bei der Untersuchung des Einzelschusses 8 der Abbildung (4.12) fällt beim

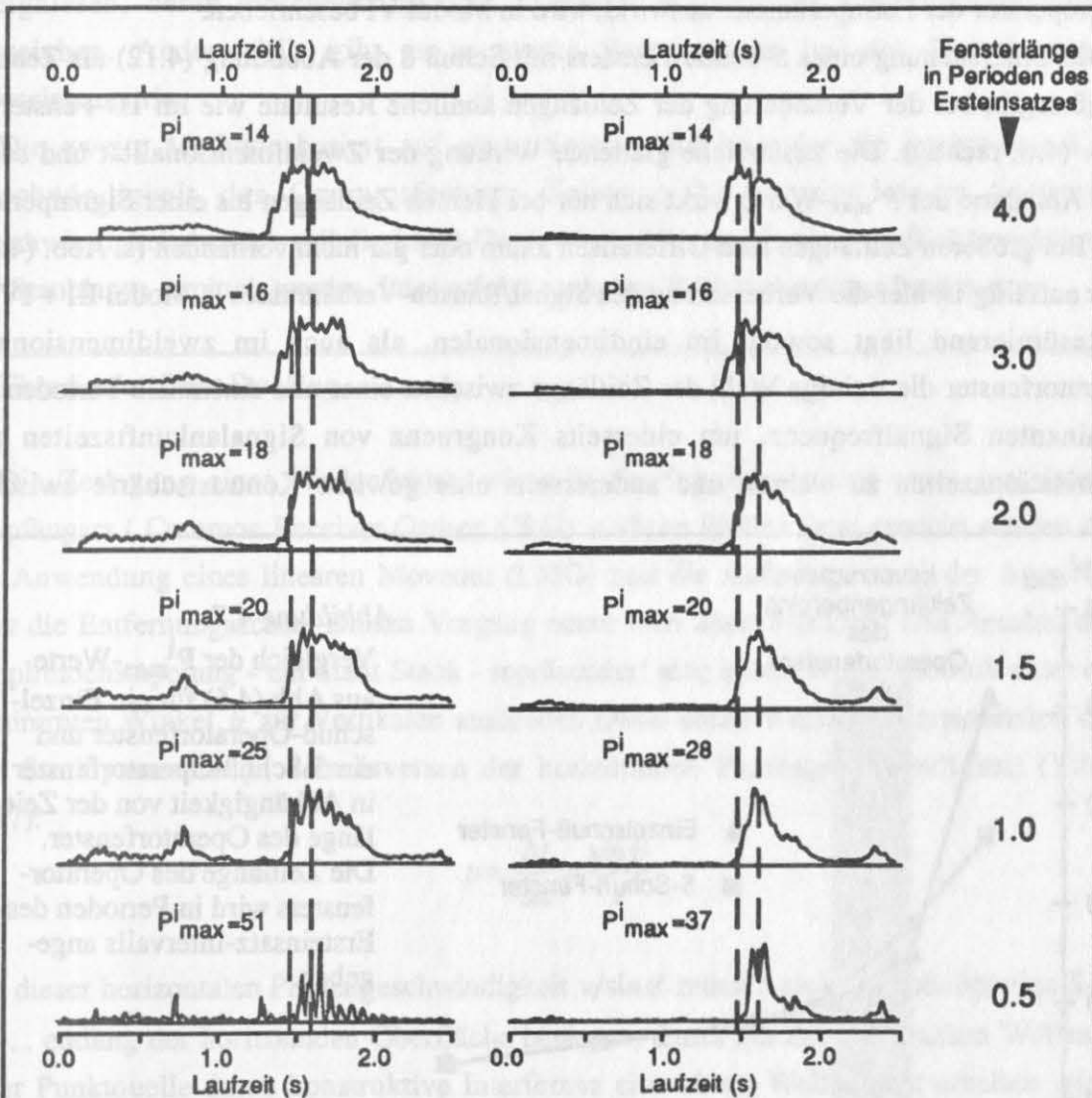
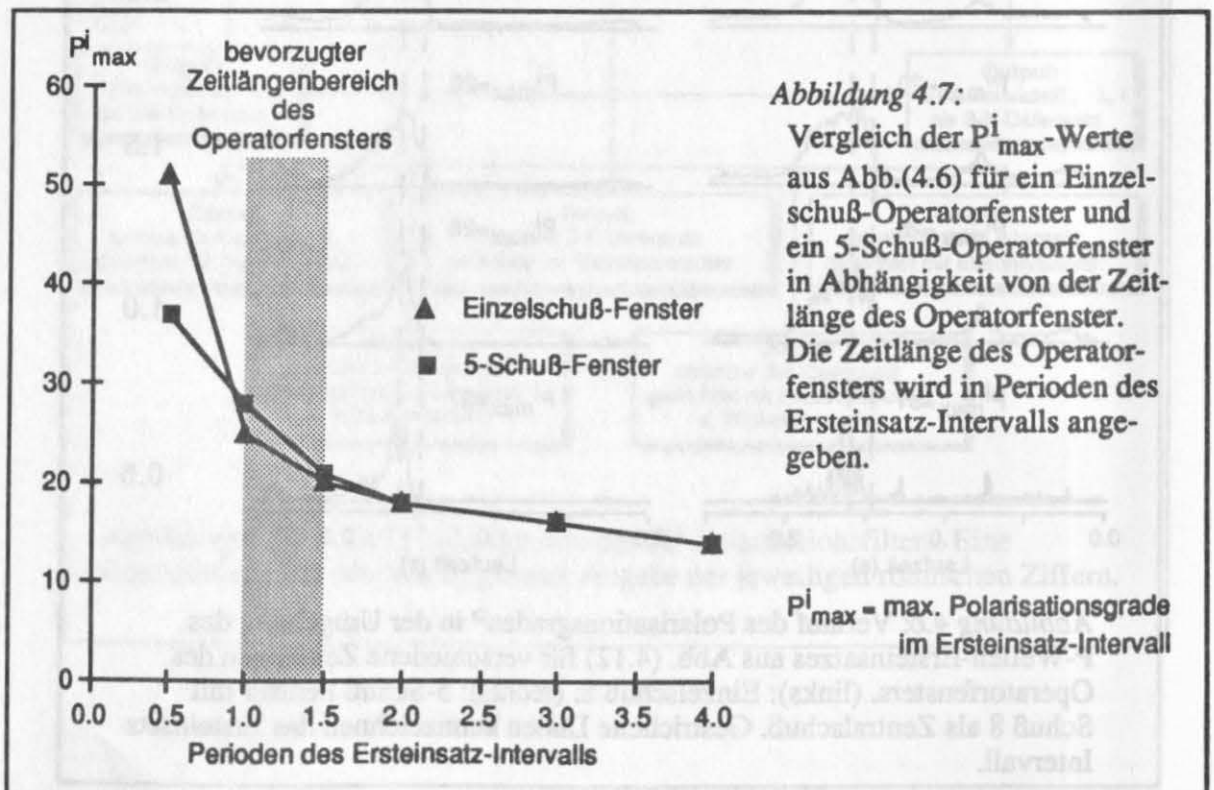


Abbildung 4.6: Verlauf des Polarisationsgrades P in der Umgebung des P-Wellen-Ersteinsatzes aus Abb. (4.12) für verschiedene Zeitlängen des Operatorfensters. (links): Einzelschuß 8. (rechts): 5-Schuß Fenster mit Schuß 8 als Zentralschuß. Gestrichelte Linien kennzeichnen das Ersteinsatz-Intervall.

Vergleich der Polarisationsgrade P (Erläuterung siehe Modul III) zunächst auf, daß sich das Signal/Rausch-Verhältnis der P nicht wesentlich ändert. Grundsätzlich verbessert es sich mit wachsender Fensterlänge durch die glättende Wirkung, besonders wenn mehrere Signalperioden präsent sind. In der weiteren Betrachtung ist ersichtlich, daß sich mit zunehmender Fensterlänge in der Zeit die P -Werte im Signalebereich nach vorne verschieben. Somit bleiben die Signalankunftszeiten und die Polarisationszeiten nicht mehr deckungsgleich und verzerren die Situation. Ein zweiter Unterschied fällt erst beim Vergleich der P_{\max}^i -Werte auf, die die maximalen P -Werte im Ersteinsatz-Intervall repräsentieren. Hier tritt eine stetige Abnahme der absoluten P -Werte mit zunehmender Fensterlänge auf. Das bedeutet, trotz annähernd gleicher Signal/Rausch-Verhältnisse, einen Kontrastverlust der P -Werte zwischen Signal- und Noisebereich (s. Abb. (4.6)). Wie sich dieser Umstand auf den Filteroperator der Formparameter auswirkt, wird in Modul VI beschrieben.

Die Untersuchung eines 5-Schuß-Fensters mit Schuß 8 der Abbildung (4.12) als Zentralschuß ergibt bei der Veränderung der Zeitlängen ähnliche Resultate wie im 1D-Fenster (s. Abb. (4.6, rechts)). Die zusätzliche glättende Wirkung der Zweidimensionalität und somit eine Abnahme der P_{\max}^i -Werte wirkt sich nur bei kleinen Zeitlängen bis einer Signalperiode aus. Bei größeren Zeitlängen sind Differenzen kaum oder gar nicht vorhanden (s. Abb. (4.7)). Sehr auffällig ist hier die Verbesserung des Signal/Rausch-Verhältnisses (s. Modul III + IV).

Resümierend liegt sowohl im eindimensionalen, als auch im zweidimensionalen Operatorfenster die richtige Wahl der Zeitlänge zwischen einer und eineinhalb Perioden der dominanten Signalfrequenz, um einerseits Kongruenz von Signalankunftszeiten und Polarisationszeiten zu wahren und andererseits eine gewisse Kontrastschärfe zwischen



Signal- und Noisebereich zu erhalten. Dies wird besonders durch die Noiseunterdrückung des 2D-Fensters erzielt.

4.3.2 LMO-Korrektur (II)

Die Korrektur des linearen Moveout (LMO) ist eine wichtige Voraussetzung zur erfolgreichen Bestimmung der Polarisationsparameter im zu analysierenden zweidimensionalen Operatorfenster. Zwei Methoden werden hier eingesetzt:

Die erste Methode ist eine sehr einfache Technik. Unter Angabe einer über die Sektion konstanten LMO-Geschwindigkeit werden die Spuren des Operatorfensters entsprechend komponentenweise ausgerichtet. Diese Anwendung ist erfolgreich bei der Untersuchung von Ereignissen, deren Geschwindigkeiten unwesentlich von der LMO-Geschwindigkeit abweichen. Anderenfalls gibt es zu starke Verzerrungen bei der Berechnung der Kovarianzmatrix.

Die zweite Methode basiert auf einem Suchalgorithmus, der die geeignetste LMO-Geschwindigkeit des Operatorfensters finden soll, d.h. aus einem bestimmten Geschwindigkeitsbereich soll die LMO-Geschwindigkeit adaptiv mit dem Kohärenzkriterium der Semblance ermittelt werden. Dies erfolgt nach dem Prinzip des Slant Stacking:

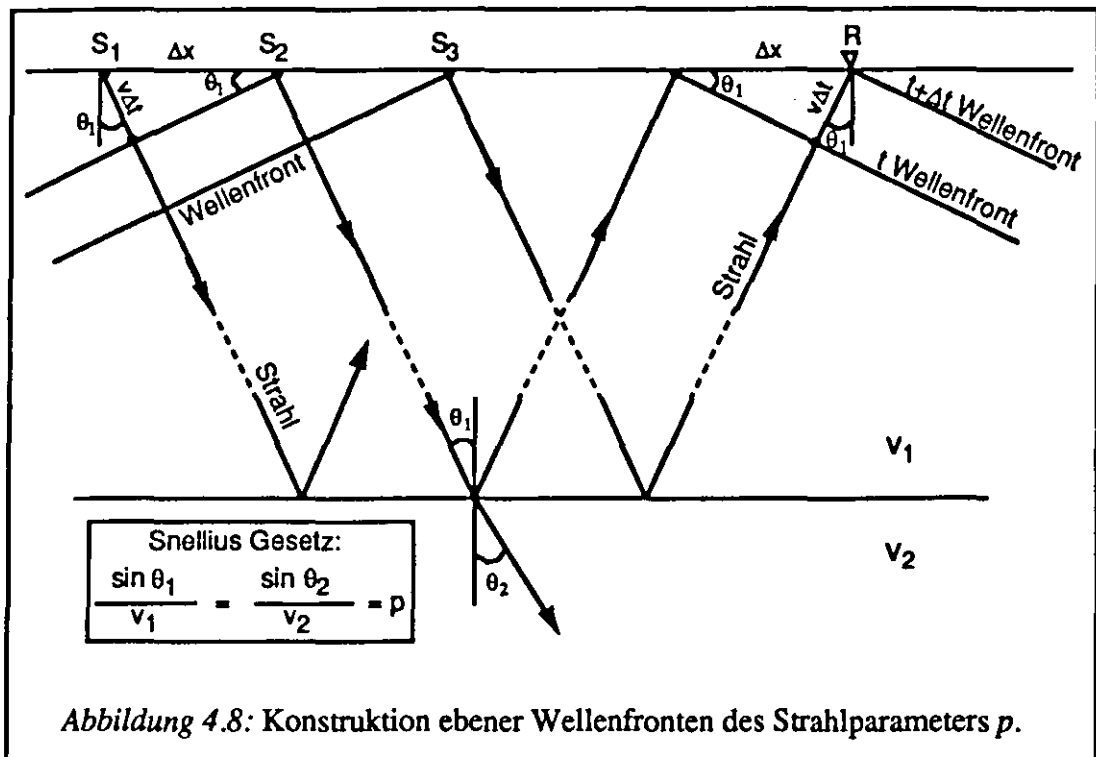
Theorie des Slant Stacking

Die Zerlegung eines Wellenfeldes, wie z.B. die Schußsammlung eines gemeinsamen Empfängers (Common Receiver Gather: CRG) in ebene Wellen kann erreicht werden durch die Anwendung eines linearen Moveout (LMO) und die Aufsummierung der Amplituden über die Entfernungsachse. Diesen Vorgang nennt man Slant Stacking. Das Resultat dieser Amplitudenstapelung - ein Slant Stack - repräsentiert eine ebene Welle, die sich unter einem bestimmten Winkel θ zur Vertikalen ausbreitet. Diese ebene Welle ist charakterisiert durch den Strahlparameter p , dem Inversen der horizontalen Phasengeschwindigkeit (Yilmaz, 1987):

$$p = \frac{\Delta t}{\Delta x} = \frac{\sin \theta}{v}$$

Mit dieser horizontalen Phasengeschwindigkeit $v/\sin \theta$ müssen sich die Schußpunkte S_1, S_2, S_3, \dots entlang der horizontalen Oberfläche bewegen, damit aus der sphärischen Wellenfront einer Punktquelle durch konstruktive Interferenz eine ebene Wellenfront erhalten wird (s. Abb. (4.8)).

Die zu einem Strahlparameter p gehörenden Wellenfronten kommen mit einer Zeitverzögerung $\Delta t = p\Delta x$ am Empfänger R an. Ein Slant Stack läßt sich in zwei Schritten konstruieren:



1. Durchführung der LMO-Korrektur, d.h. Koordinaten-Transformation gemäß $\tau = t - px$, wobei τ der Achsenabschnitt und p die Steigung ist.
2. Nach dem ersten Schritt liegen die Ereignisse der Eingabedaten entlang der Steigung p auf einer horizontalen Geraden und können nun entlang der Entfernungssachse aufsummiert werden

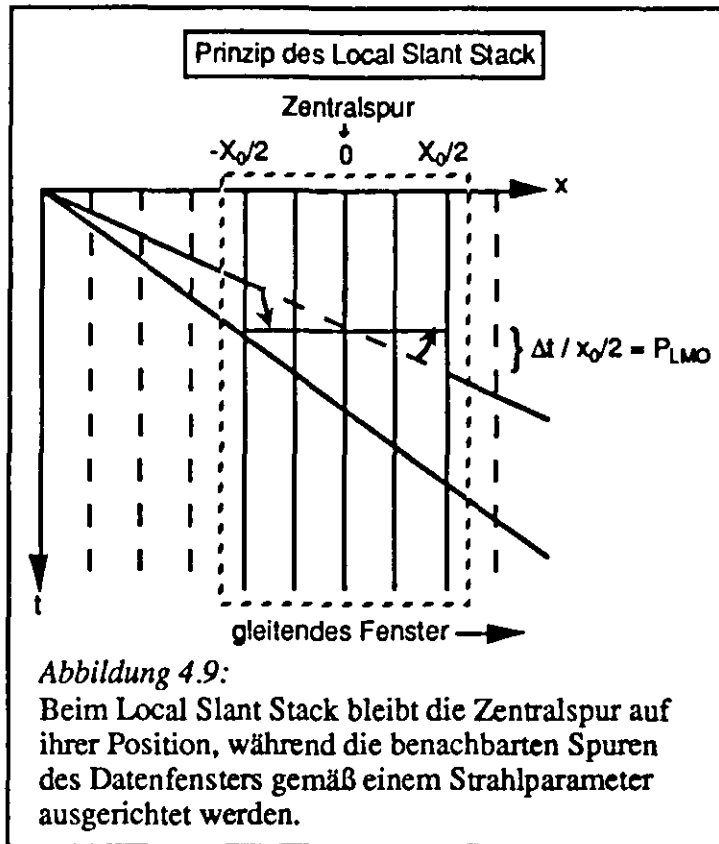
$$F(\tau, p) = \sum_x s(\tau + px, x).$$

$F(\tau, p)$ stellt eine ebene Welle dar, die durch p charakterisiert wird.

Wiederholt man den gesamten Vorgang für verschiedene Werte von p , so erhält man eine τ - p Sektion, die verschiedene Neigungskomponenten der Originaldaten enthält.

Abweichend von der Konstruktion des Slant Stack wird hier ein Local Slant Stack durchgeführt. Innerhalb des Operatorfensters mit der lokalen Zentralspur und deren Nachbarspuren werden über eine entsprechende Bandbreite von Strahlparametern die Amplituden aufaddiert. Dies geschieht über den gesamten Analyse-Zeitbereich. (s. Abb. (4.9)).

Abbildung (4.10) zeigt ein synthetisches Datenbeispiel mit 13 Spuren und einer Sekunde Laufzeit. Ein gleitendes Fenster wird über den Datensatz mit den Phasengeschwindigkeiten von 4 km/s und 2,5 km/s geschoben. Innerhalb jedes Fensters wird über den Strahlparameterbereich von 0,15 bis 0,5 und einem Inkrement von 0,05 - entspricht einem



horizontalen Phasengeschwindigkeitsbereich von 2,0 km/s bis 6,67 km/s - ein Local Slant Stack konstruiert bzw. die resultierende Semblance als Kohärenzkriterium ermittelt.

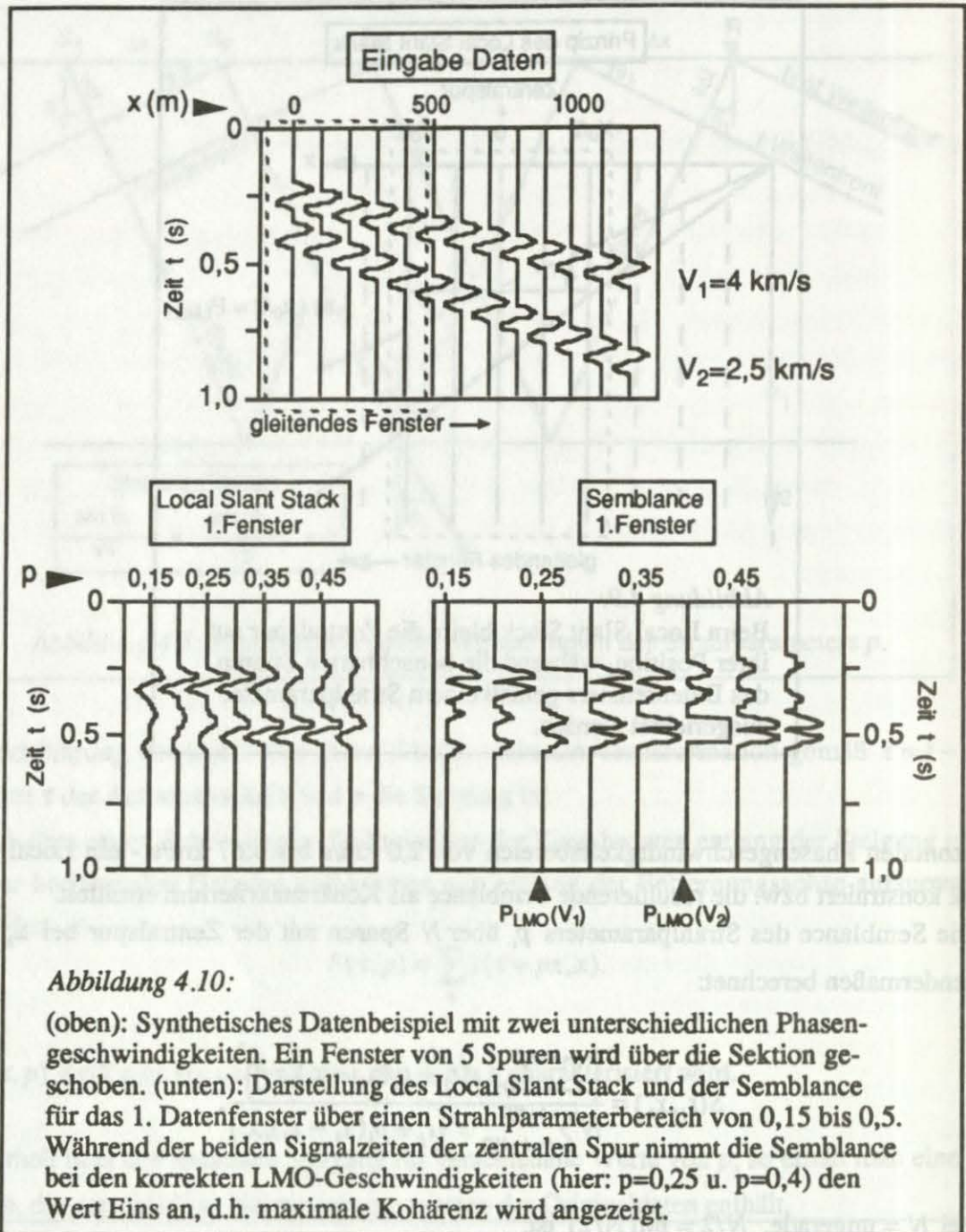
Die Semblance des Strahlparameters p_i über N Spuren mit der Zentralspur bei x_k wird folgendermaßen berechnet:

$$S(t_j, x_k) = \frac{\left[\sum_{l=k-N/2}^{k+N/2} s(t_j + p_i(x_k - x_l), x_l) \right]^2}{N \sum_{l=k-N/2}^{k+N/2} s^2(t_j + p_i(x_k - x_l), x_l)}$$

wobei $N = \text{ungerade}$, $N/2 = \text{Int}(N/2)$ ist.

Abbildung (4.10) illustriert das Ergebnis für das erste Datenfenster. Deutlich erkennbar ist, daß die korrekten LMO-Strahlparameter $p_{LMO}(V_1)$ und $p_{LMO}(V_2)$ sich in ihrer Semblancespur durch einen Maximalwert während der Ereigniszeiten der Zentralspur auszeichnen. In diesem Datenbeispiel haben die beiden Maxima den Wert Eins, d.h. 100%ige Kohärenz, da rauschfreie und somit identische Signale verwendet wurden.

Für eine automatische Erkennung der entsprechenden LMO-Geschwindigkeit für jedes Ereignis, muß nun eine Semblance-Statistik durchgeführt werden. Dabei wird zu jedem Zeitsample das Maximum aller Semblancespuren des gewählten Strahlparameterbereiches gesucht und in eine Spur der maximalen Semblance gefügt. Mit den zu den Semblance-



Maxima gehörenden Strahlparameterwerten kann äquivalent eine Strahlparameterspur der maximalen Semblance gebildet werden. Abbildung (4.11) veranschaulicht dieses Verfahren, mit dem nun zu jedem Zeitsample eine LMO-Geschwindigkeit vorliegt.

Werden reale Daten verwendet, so drücken sich Signalereignisse nicht in so glatten Semblancewerten und entsprechenden Strahlparameterwerten aus, wie in Abbildung (4.11) demonstriert. Aus diesem Grunde werden diese Werte über die Zeitlänge des Operatorfensters, das etwa der Größe eines Signalereignisses entsprechen soll, geglättet; d.h.

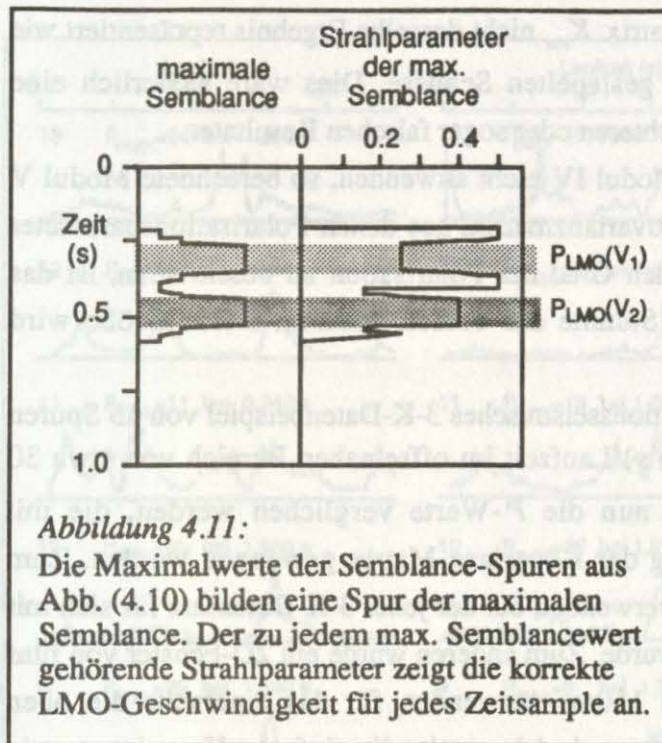


Abbildung 4.11:

Die Maximalwerte der Semblance-Spuren aus Abb. (4.10) bilden eine Spur der maximalen Semblance. Der zu jedem max. Semblancewert gehörende Strahlparameter zeigt die korrekte LMO-Geschwindigkeit für jedes Zeitsample an.

innerhalb des Operatorfensters wird ein Mittelwert gebildet, der dem mittleren Sample des Operatorfensters zugeordnet wird.

Die Bestimmung der LMO-Geschwindigkeiten wird auf einer Komponente durchgeführt. Die Wahl der geeigneten Komponente ist davon abhängig, auf welcher Komponente die zu untersuchenden Ereignisse die stärksten Amplituden aufweisen.

Die LMO-Korrektur selber, d.h. das Ausrichten der Daten entsprechend der LMO-Geschwindigkeit, wird natürlich auf den gesamten 3-K-Datensätzen des Operatorfensters durchgeführt.

4.3.3 Berechnung der Kovarianz-Matrix (III)

Mit der LMO-Korrektur wurden jeweils Signale berücksichtigt, die zwar verschieden und unabhängig sind, sich jedoch in dieselbe Richtung ausbreiten. So wie es Fowler et al. (1967) und Samson (1973) für die Spektralmatrix gezeigt haben, wird die Kovarianz-Matrix des resultierenden Signals aus der Summe der Kovarianz-Matrizen der individuellen Signale gebildet. Im Unterschied zu den beiden früheren Autoren wird hier das gesamte Wellenfeld, nämlich in Form des 3-K-Datensatzes, über mehrere Schüsse beobachtet. Fowler et al. (1967) und Samson (1973) betrachteten entweder mehrere Schüsse einer Komponente oder einen Mehrkomponentensatz. Auf Grund dessen wird hier die Kovarianzmatrix erweitert und mit N_t Zeitsamples mal N_s 3-K-Datensätzen im folgenden resultierende Kovarianzmatrix genannt:

$$K_{\text{res}} = \begin{pmatrix} \sum_{N_t} \text{Var}(x) & \sum_{N_t} \text{Cov}(x,y) & \sum_{N_t} \text{Cov}(x,z) \\ \sum_{N_t} \text{Cov}(x,y) & \sum_{N_t} \text{Var}(y) & \sum_{N_t} \text{Cov}(y,z) \\ \sum_{N_t} \text{Cov}(x,z) & \sum_{N_t} \text{Cov}(y,z) & \sum_{N_t} \text{Var}(z) \end{pmatrix},$$

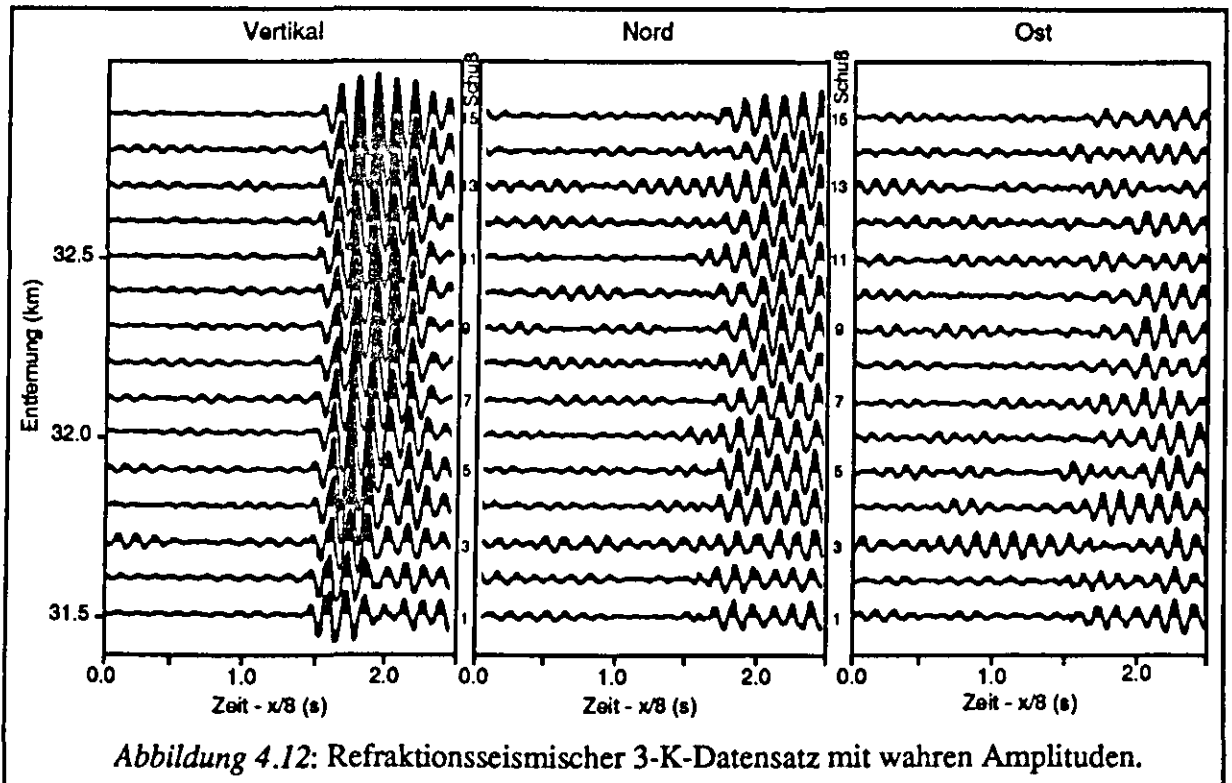
$$\text{mit } \text{Var}(x) = \frac{1}{N_t} \sum_{N_t} x^2 - \left(\frac{1}{N_t} \sum_{N_t} x \right)^2 \text{ und } \text{Cov}(x,y) = \frac{1}{N_t} \sum_{N_t} xy - \frac{1}{N_t} \sum_{N_t} x \sum_{N_t} y.$$

Es ist zu beachten, daß die Kovarianzmatrix K_{red} nicht dasselbe Ergebnis repräsentiert wie etwa die einfache Kovarianzmatrix der gestapelten Schüsse. Dies wäre sicherlich eine einfachere Methode, führt jedoch zu schlechteren oder sogar falschen Resultaten.

Würde man die Noise-Korrektur aus Modul IV nicht anwenden, so berechnete Modul V die Eigenwerte und Eigenvektoren der Kovarianzmatrix, aus denen Polarisationsparameter bestimmt werden. Die einfachste Form den Grad der Polarisation zu beschreiben, ist das Verhältnis vom größten Eigenwert zur Summe der beiden anderen. Diese Größe wird bezeichnet mit $P = \lambda_{max}/(\lambda_2 + \lambda_3)$.

Abbildung (4.12) zeigt ein reales refraktionsseismisches 3-K-Datenbeispiel von 15 Spuren und 3 Sekunden reduzierter ($V_{red} = 8 \text{ km/s}$) Laufzeit im offsetnahen Bereich von etwa 30 km. Von diesem Datenbeispiel sollen nun die P -Werte verglichen werden, die mit verschiedenen Methoden der Berechnung der Kovarianz-Matrix gewonnen wurden. Zum einen wurde die herkömmliche Methode verwendet, bei der jeder 3-K-Datensatz für sich mit einem Zeitfenster von 150 ms behandelt wurde. Zum anderen wurde ein 2D-Fenster von fünf LMO-korrigierten 3-K-Datensätzen mal 150ms verwendet, für das einerseits die oben beschriebene resultierende Kovarianzmatrix und andererseits die einfache Kovarianzmatrix der gestapelten 3-K-Datensätze berechnet worden ist.

Die Spuren der P -Werte für die inneren 11 Schüsse des Datenbeispiels nach der herkömmlichen Methode zeigt die linke Seite der Abbildung (4.13). Ein Anstieg der P -Werte bei etwa 1,5 Sekunden deutet bei den meisten Spuren den Ersteinsatz der P-Welle an. Einige Spuren zeigen ähnlich hohe oder sogar höhere Werte im Noisebereich vor dem Ersteinsatz an.



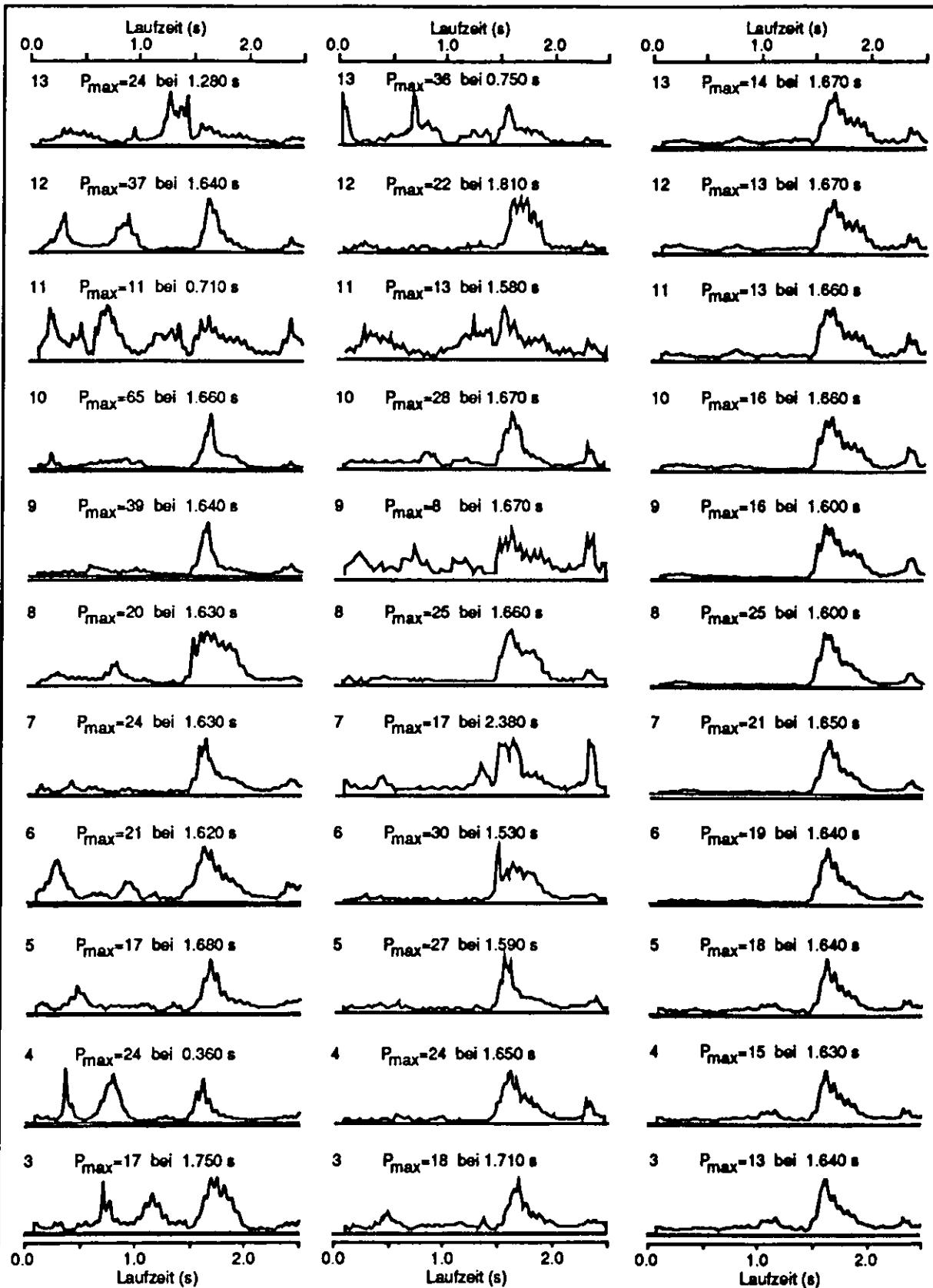


Abbildung 4.13: Verlauf des Polarisationsgrades P in der Umgebung des P-Wellen-Ersteinsatzes aus Abb. (4.12). Berechnung der Kov-Matrix (links): für jeden einzelnen Schuß (mitte): für die Stapelung eines 5-Schuß-Fensters. (rechts): Berechnung der resultierenden Kov Matrix eines 5-Schuß-Fensters. In allen Fällen ist das Operatorfenster in der Zeit 150 ms lang.

Der Noise ist hier relativ hoch linear polarisiert. Die Resultate unter Anwendung der fensterweise gestapelten Schüsse zeigen im mittleren Teil der Abbildung (4.13) Verbesserungen in der Unterdrückung der P -Werte im Noisebereich. Auf einigen Spuren wird das Ergebnis aber auch schlechter, wo im Noisebereich hohe P -Werte auftauchen. Mit der Verwendung der resultierenden Kovarianzmatrix, dargestellt im rechten Teil der Abbildung (4.13), wird eine starke Eliminierung der Polarisation im Noisebereich erzielt. In der Umgebung des Ersteinsatzes wird ein sehr kontinuierlicher und kohärenter Kurvenverlauf auf allen Spuren angezeigt. Die Polarisationswerte sind vergleichsweise unter den Spuren relativ gleich hoch. Alle P -Spuren sind spurnormiert. Ein Vergleich der P_{\max} -Werte zeigt kaum Schwankungen an entgegen der Berechnung nach der herkömmlichen Methode, wo der Polarisationsgrad beim P -Wellen-Einsatz trotz gutem Signal/Noise-Verhältnis bis zu 400% voneinander abweicht (vergl. Abb. (4.13, linke Spalte, Schuß 5 und 10)).

4.3.4 Noise-Korrektur (IV)

Im allgemeinen setzt sich das seismische Wellenfeld aus polarisierten und unpolarisierten Feldern zusammen. Eine Einschränkung in der Bestimmung der Polarisationsparameter bezieht sich also auf die Wirkung des Rauschens auf die Kovarianz-Matrix. Tatsächlich ist es so, daß unkorreliertes Rauschen auf den registrierten Komponenten im allgemeinen elliptisch polarisiert erscheint. Wenn dieses Rauschen zu einem linearen Ereignis addiert wird, kann es eine scheinbare Elliptizität vermitteln. Sind kohärente Störsignale auf den registrierten Komponenten vorhanden, so erscheinen sie eher linear polarisiert. Beide Fälle manifestieren sich in der Kovarianz-Matrix als eine Beeinflußung in der Behandlung des eigentlichen Nutzsignals.

Zwei Methoden können angewendet werden, um eine Kompensierung dieser Beeinflußung anzustrengen. Um die statistischen Eigenschaften der Störenergie abzuschätzen, wird zunächst bei beiden Methoden ein repräsentatives Noise-Zeitfenster ausgewählt. Da die richtige Wahl des Noise-Zeitfensters nicht unerheblich ist, kann sowohl ein konstantes, als auch ein offsetvariantes Fenster bestimmt werden. Bei der zweiten Variante geschieht dies über tabellengesteuerte x,t -Stützstellen, die der Laufzeitkurve angepaßt sein können (s. Abb.

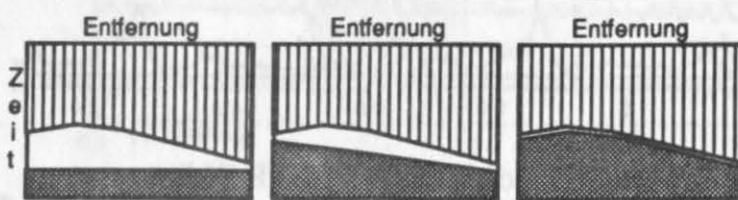


Abbildung 4.14: (links): Konst. Noisefenster über eine ganze refraktionsseismische Sektion. (mitte u. rechts): Stützstellen-gesteuerte Noisefenster-Bestimmung. Im rechten Fall der Laufzeitkurve total angepaßt.

(4.14)). Welchen Vorteil diese individuelle Festlegung des Noise-Zeitfensters besitzt, wird in nachfolgenden Datenbeispielen gezeigt werden. Für das jeweilige Noise-Zeitfenster wird dann die Kovarianz-Matrix berechnet.

Die erste Methode nach Perelberg & Hornbostel (1990) bezeichnet die Beeinflussung der Störenergie als einen Bias auf der Hauptdiagonalen der Signal-Kovarianzmatrix. Die Energie der Rauschportion einer Spur ist durch die Hauptdiagonalelemente der Noise-Kovarianzmatrix gegeben. Eine Subtraktion der entsprechenden Hauptdiagonalelemente von Signal- und Noise-Kovarianzmatrix soll eine Kompensierung des Rauschens erzielen.

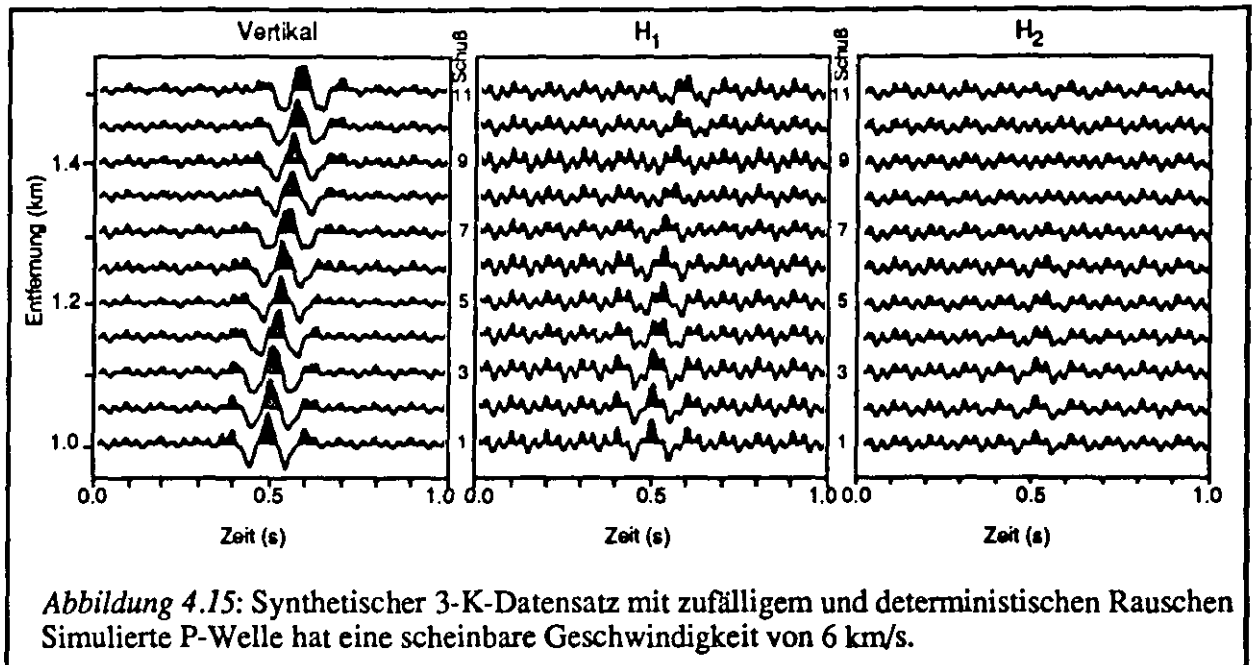
$$K_{kor} = \begin{pmatrix} s_{xx} & s_{xy} & s_{xz} \\ s_{xy} & s_{yy} & s_{yz} \\ s_{xz} & s_{yz} & s_{zz} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} n_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & n_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & n_{zz} \end{pmatrix} \quad \text{Methode 1}$$

Die zweite Methode von Samson (1983) soll die Störenergie verringern, indem die Inverse der Noise-Kovarianzmatrix mit der Signal-Kovarianzmatrix multipliziert wird.

$$K_{kor} = \begin{pmatrix} s_{xx} & s_{xy} & s_{xz} \\ s_{xy} & s_{yy} & s_{yz} \\ s_{xz} & s_{yz} & s_{zz} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} n_{xx} & n_{xy} & n_{xz} \\ n_{xy} & n_{yy} & n_{yz} \\ n_{xz} & n_{yz} & n_{zz} \end{pmatrix}^{-1} \quad \text{Methode 2}$$

Es folgen jetzt eine Reihe von Datenbeispielen, mit denen die unterschiedlichen Wirkungsweisen der Methoden der Noisekorrektur und die Wahl des Noise-Zeitfensters veranschaulicht werden sollen. Dies geschieht wieder anhand von Vergleichen des direkt aus korrigierter und unkorrigierter Kovarianzmatrix ermittelten Polarisationsgrades P .

Abbildung (4.15) beinhaltet 11 synthetische 3-K-Datensätze, die refraktierte P-Wellen-Einsätze mit einer scheinbaren Geschwindigkeit von 6 km/s simulieren. Die P-Welle hat eine dominante Wellenlänge von 120 ms mit identischen Amplituden auf allen Spuren einer Komponente. Die Spuren wurden mit einem deterministischen und zufälligen Rauschen überlagert. Das deterministische Rauschen besteht aus zwei monofrequenten Sinusschwingungen der Frequenzen 10 Hz und 30 Hz und bis zu 100% unterschiedlicher Amplituden zwischen der Vertikal- und H_1 -Komponente. Die Schwankungsbreite des zufälligen Rauschen beträgt etwa 15% der Signalamplitude auf der H_2 -Komponente. Insgesamt wird auf der H_2 -Komponente ein Signal/Noise-Verhältnis von nahezu Eins erreicht und auf allen Komponenten erscheint das Rauschen sehr kohärent mit unendlicher Scheingeschwindigkeit. Abbildung (4.16) stellt zunächst den Verlauf des Polarisationsgrades für den eindimensionalen Fall dar. Das Operatorfenster ist dementsprechend nur in der Zeitdimension 120 ms groß und zeigt eine Analyse für alle 15 Spuren. Im nicht-noisekorrigierten Fall (s. Abb. (4.16, links)) sieht man erwartungsgemäß hoch polarisierte



Störenergie, die zum Teil gleiche Polarisationsgrade aufweist wie die P-Welle. Bei beiden Methoden der Noise-Korrektur wurde ein Noise-Zeitfenster von 0.1 bis 0.3 Sekunden gewählt. Das Resultat der Methode 1 (s. Abb. (4.16, mitte)) zeigt eine deutliche Reduzierung der Störenergie, während im Bereich der Ankunftszeiten der P-Welle kaum Beeinflussungen erkennbar sind. Die Noise-Korrektur nach Methode 1 kann hier sehr erfolgreich angewendet werden. Methode 2 (s. Abb. (4.16, rechts)) erweist sich hingegen als sehr erfolgloses Verfahren. Es läßt sich sogar eine deutliche Verschlechterung der Polarisationsgrade im Bereich der Ankunftszeiten der P-Welle feststellen. Dieses Verhalten muß darauf zurückzuführen sein, daß Methode 2 nicht wie Methode 1 nur die Energie der einzelnen Komponenten berücksichtigt, sondern auch die Nicht-Diagonalelemente der Noise-Kovarianzmatrix. Auf diese Weise wird die Kohärenz zwischen den Komponenten mit in Betracht gezogen. Da das Datenbeispiel aus Abbildung (4.15) ein sehr kohärentes Noiseverhalten aufweist, kann Methode 2 entsprechend keine Noise-Korrektur erzielen. Da die Rauschkohärenz nicht nur zwischen den Komponenten, sondern auch zwischen den Schüssen vorhanden ist, und dies noch mit etwa gleich hohem Rauschpegel, kann auch unter zusätzlicher Anwendung der resultierenden Kovarianzmatrix keine wesentliche Verbesserung zu erwarten sein. Der Vorteil der resultierenden Kovarianzmatrix liegt gerade in der Berücksichtigung der Kohärenz über mehrere 3-K-Datensätze. Der Vergleich der Abbildung (4.16) wurde entsprechend in Abbildung (4.17) auf ein zweidimensionales Operatorfenster von 120 ms mal fünf 3-K-Datensätze erweitert und illustriert das Verhalten der beiden Methoden unter Anwendung der resultierenden Kovarianzmatrix.

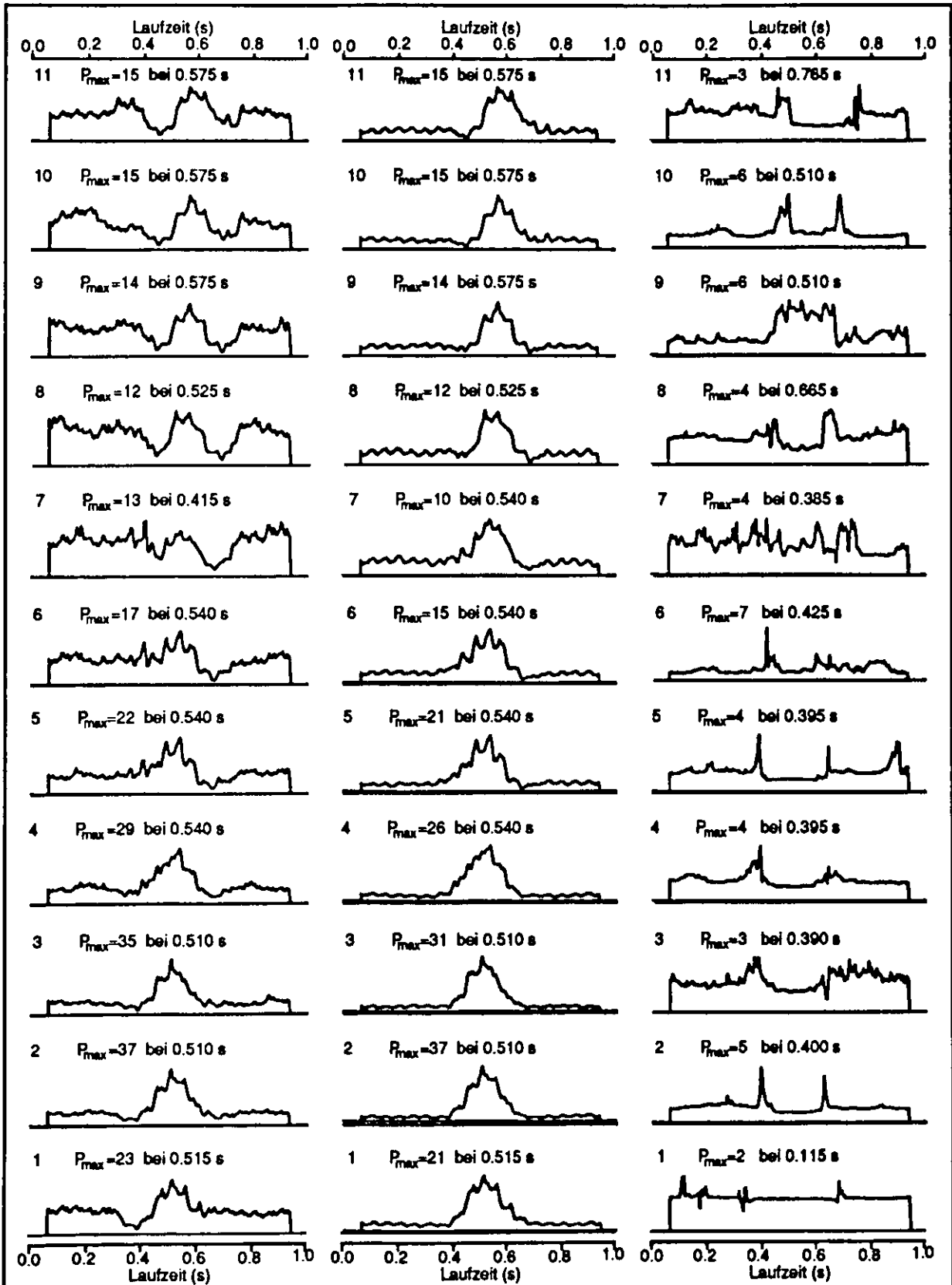


Abbildung 4.16: Noise-Korrektur für die Daten aus Abb. (4.15).
 Eindimensionales Operatorfenster von 120 ms. (links): nicht-korrigiert,
 (mitte): Noise-Korrektur nach Methode 1. (rechts): Noise-Korrektur nach Methode 2.
 Noise-Zeitfenster von 0.1 - 0.3 s.

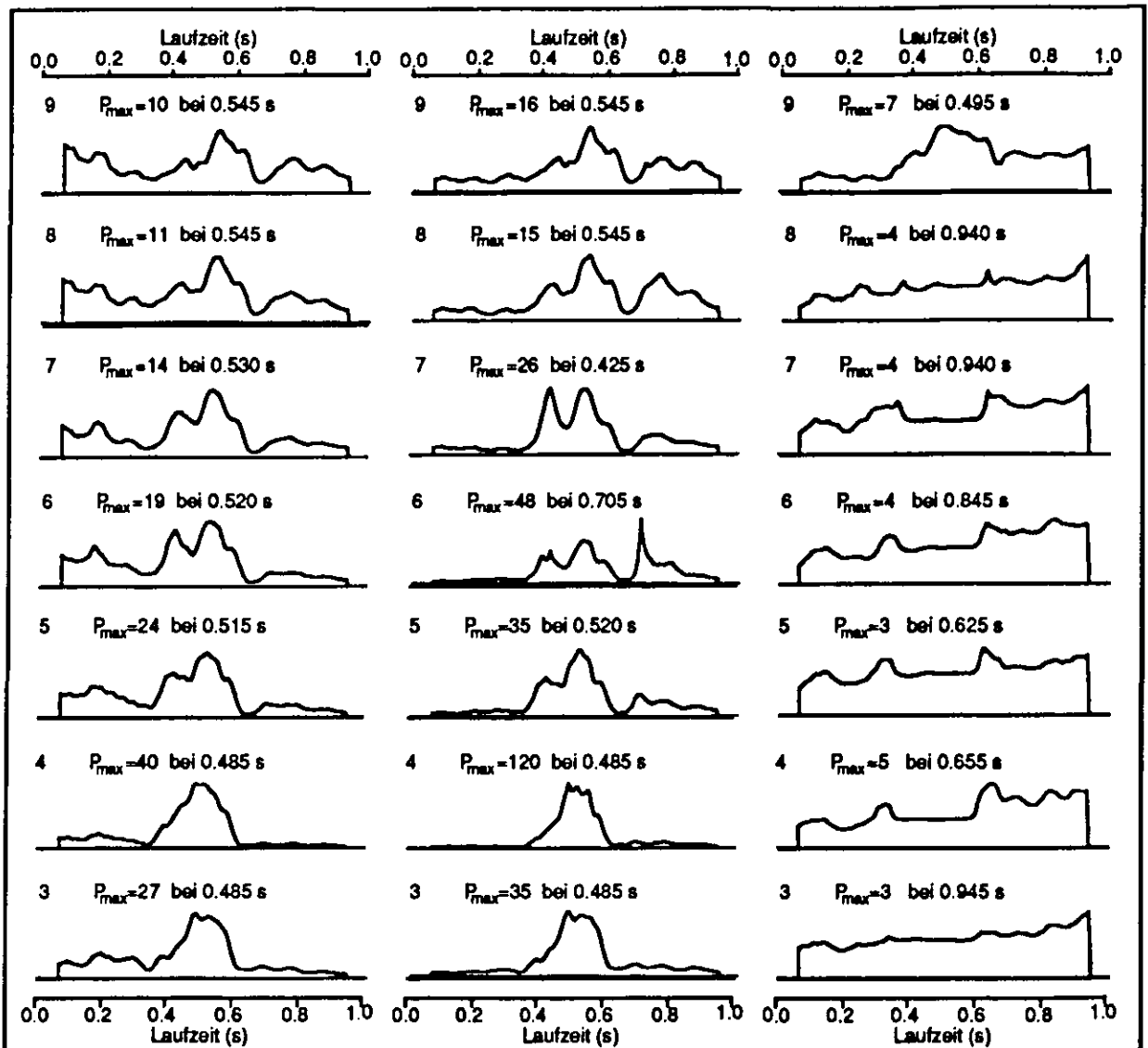


Abbildung 4.17: Noise-Korrektur für die Daten aus Abb. (4.15).

Zweidimensionales Operatorfenster von 120 ms mal fünf 3-K-Sätze. (links): nicht-korrigiert (mitte): Noise-Korrektur nach Methode 1. (rechts): Noise-Korrektur nach Methode 2. Noise-Zeitfenster von 0.1 - 0.3 s.

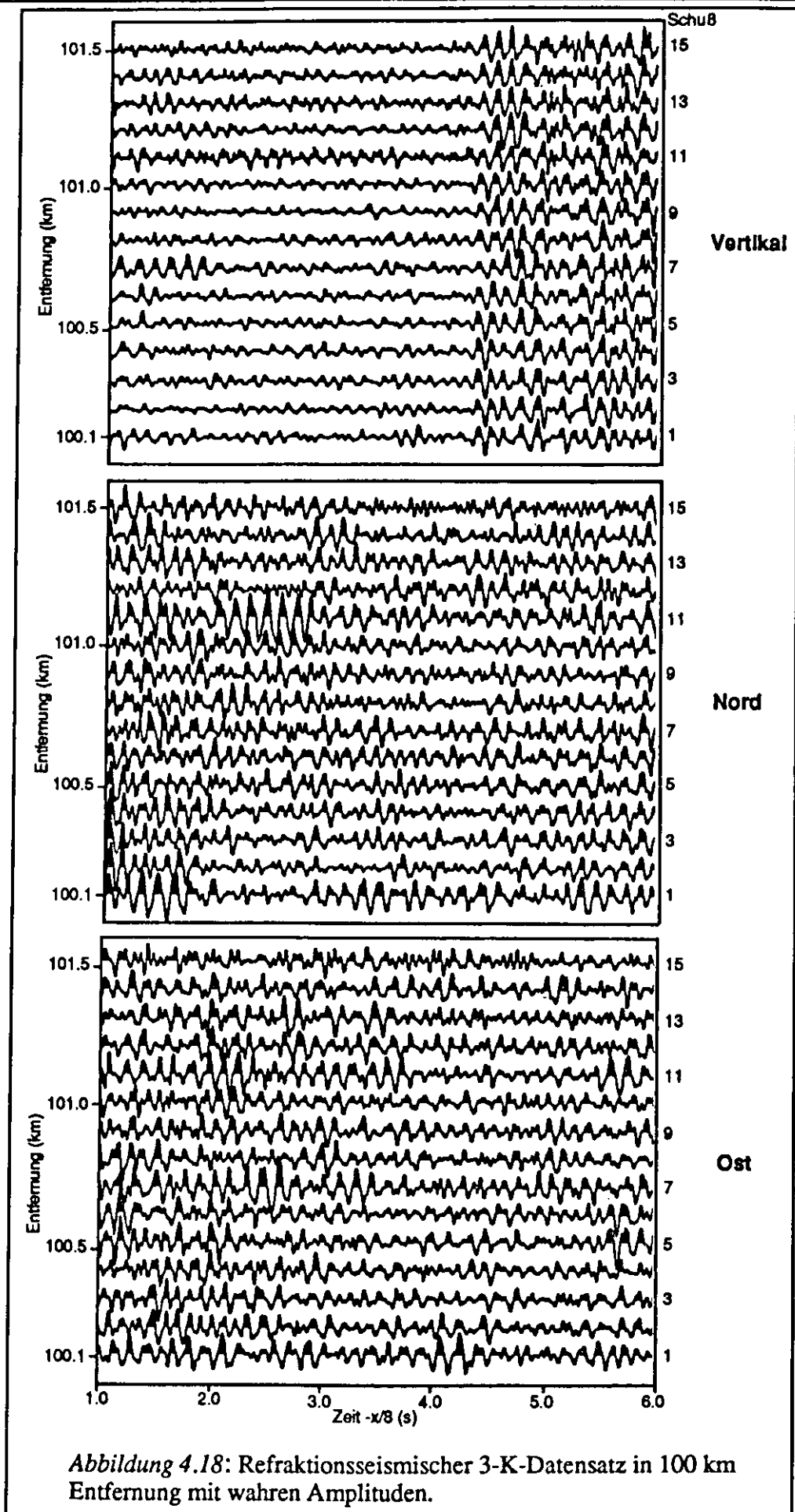
Das beschriebene synthetische Datenbeispiel zeigt zwar ein untypisches und eher unrealistisches Noiseverhalten, trägt jedoch zur Charakterisierung der Arbeitsweise der verschiedenen Noisekorrektur-Methoden bei.

Im nächsten Datenbeispiel handelt es sich um reale refraktionsseismische 3-K-Daten registriert in einer Entfernung von etwa 100 km. Bei der Betrachtung der Horizontalkomponenten ist die Korrelation irgendeines seismischen Ereignisses nicht möglich; d.h. Rausch- und Signalpegel sind gleich groß. Lediglich auf der Vertikalkomponente läßt sich bei etwa 4.3 Sekunden Laufzeit eine refraktierte P-Welle mit einer dominanten Signalfrequenz von ca. 7 Hz korrelieren (s. Abb. (4.18)). Dieser Datensatz

wird in den Abbildungen (4.19) bis (4.24) nach der gleichen Methodik wie beim synthetischen Beispiel verglichen. Dabei wurden für die Zeitlänge des Operatorfensters 150 ms gewählt.

Bei der Berechnung der Polarisationsgrade mittels eindimensionaler Kovarianzmatrix deutet sich überhaupt keine Korrelation an. Es herrscht eine willkürliche Verteilung von hohen und niedrigen Polarisationsgraden (Abb. (4.19)). Mit der Verwendung der resultierenden Kovarianzmatrix aus 5 Schüssen sind die Resultate geglättet und geringfügige Korrelationen deuten sich an (Abb. (4.20)). Nun wurde zusätzlich eine Noise-Korrektur nach Methode 2 mit einem Noise-Zeitfenster von 1.0 bis 1.15 Sekunden angewendet (Abb. (4.21)). Jetzt sind nicht nur deutliche Korrelationen sichtbar, sondern es treten auch diese Korrelationen im Bereich der Ankunftszeiten der P-Welle besonders hervor. Verwendet man das Noise-Zeitfenster von 2.0 bis 2.15 Sekunden, so findet eine noch stärkere Eliminierung im Noisebereich statt (Abb. (4.22)). Es zeigt sich demnach, wie die Wahl des Noise-Zeitfensters das Ergebnis beeinflussen kann. Da es jedoch unmöglich ist, über eine Sektion mit weiten Entfernungsbereichen immer das richtige Noise-Zeitfenster zu treffen, wird hier erstmals vorgeschlagen, ein großes Noise-Zeitfenster zu wählen. Auf diese Weise wird eine sinnvolle Noisestatistik erzielt, die über einen großen Bereich repräsentativ ist. Abbildung (4.23) zeigt das Ergebnis mit der Wahl des Noise-Zeitfensters von 1.0 bis 4.0 Sekunden. Das Verhältnis der Polarisationsgrade vom Noisebereich zum Signalbereich ist im Vergleich zu Abbildung (4.22) sehr ähnlich. Lediglich die absoluten Größen haben sich geändert. An dieser Stelle muß noch einmal in Erinnerung gerufen werden, daß bei der Verwendung der Noise-Korrektur in diesem Beispiel die Methode 2 bislang angewendet wurde. Die Methode also, die im synthetischen Datenbeispiel keine Erfolge erzielen konnte. Es zeigt sich in diesen realen Daten mit unkorreliertem und nicht-kohärentem Noiseverhalten ein komplementäres Verhalten der beiden Noisekorrektur-Methoden. Jetzt ist es die Methode 1, die zu völlig indiskutablen Ergebnissen führt (Abb. (4.24)).

Resümierend läßt sich feststellen, daß bei der Behandlung realer Daten die Methode 2 zur Noise-Korrektur vorzuziehen ist und mit der gemeinsamen Anwendung der resultierenden Kovarianzmatrix hervorragende Resultate auch in großen Beobachtungsentfernungen mit starken Rauschverhältnissen erzielt werden können. Mit der hier vorgeschlagenen Verwendung eines langen Noise-Zeitfensters wird das Problem minimiert, ein kleines repräsentatives Noise-Zeitfenster zu finden, das sich für jede 3-Komponenten-Aufzeichnung ändern kann.



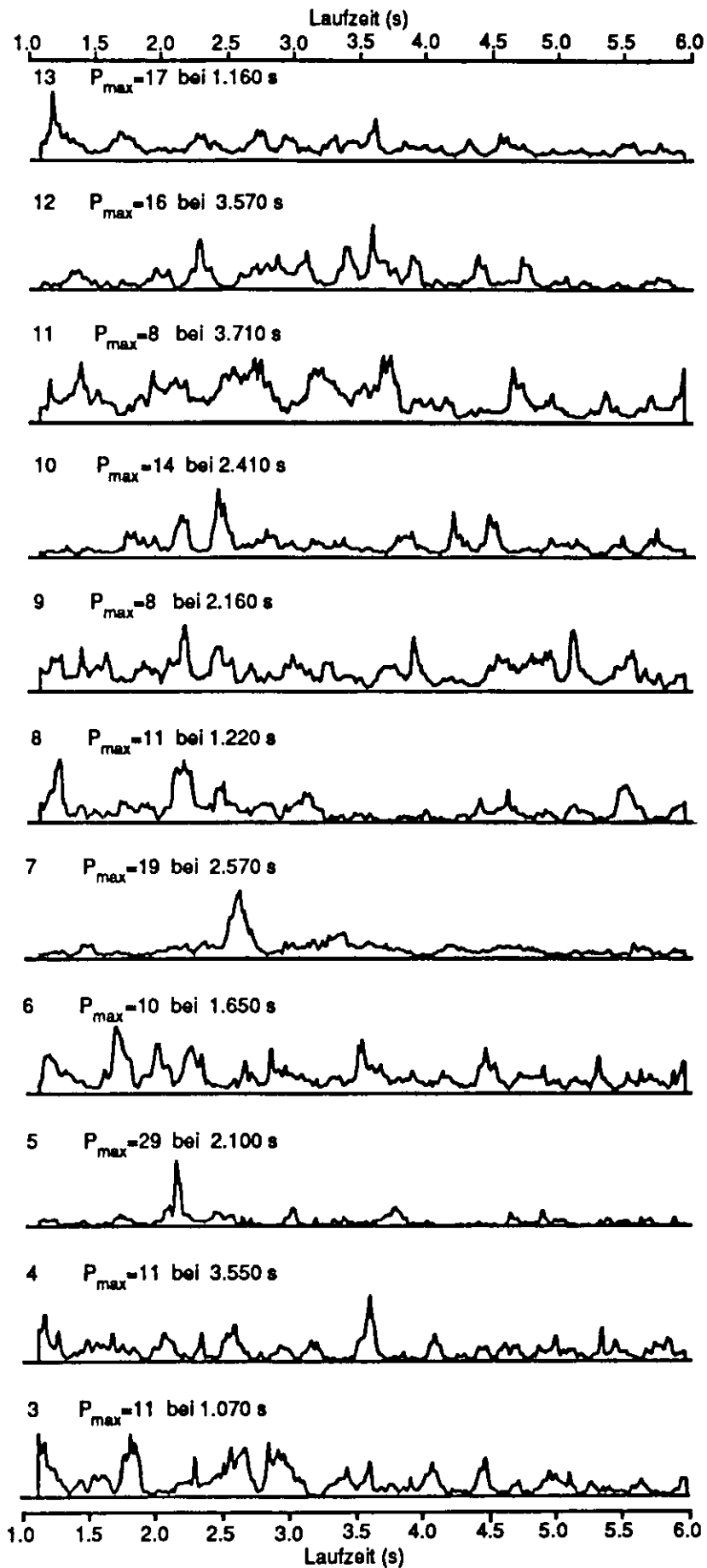


Abbildung 4.19: Polarisationsgrade der Daten aus Abb. (4.18) berechnet mit einem eindimensionalen Operatorfenster von 150 ms.

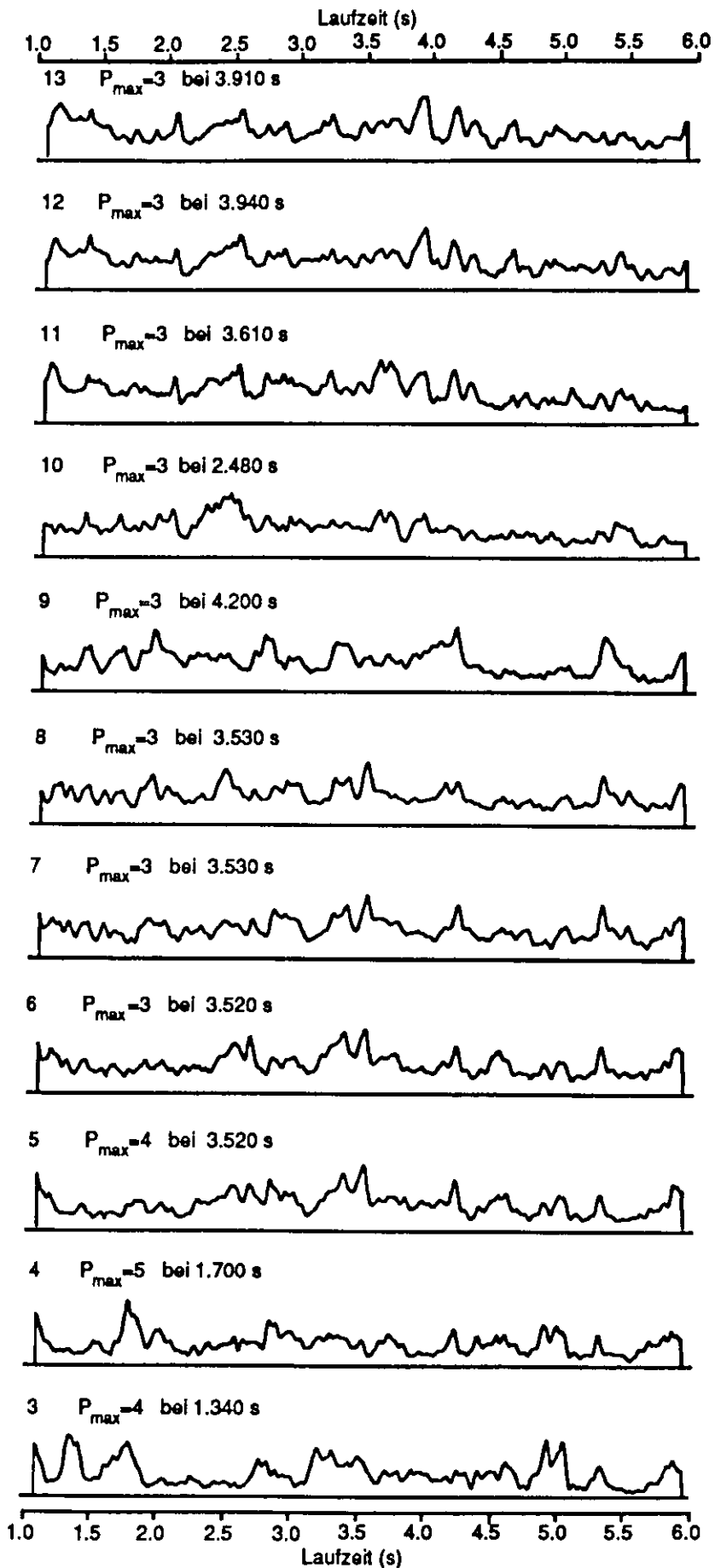


Abbildung 4.20: Polarisationsgrade der Daten aus Abb.(4.18) berechnet mit einem zweidimensionalen Operatorfenster von 150 ms mal fünf 3-K-Sätze.

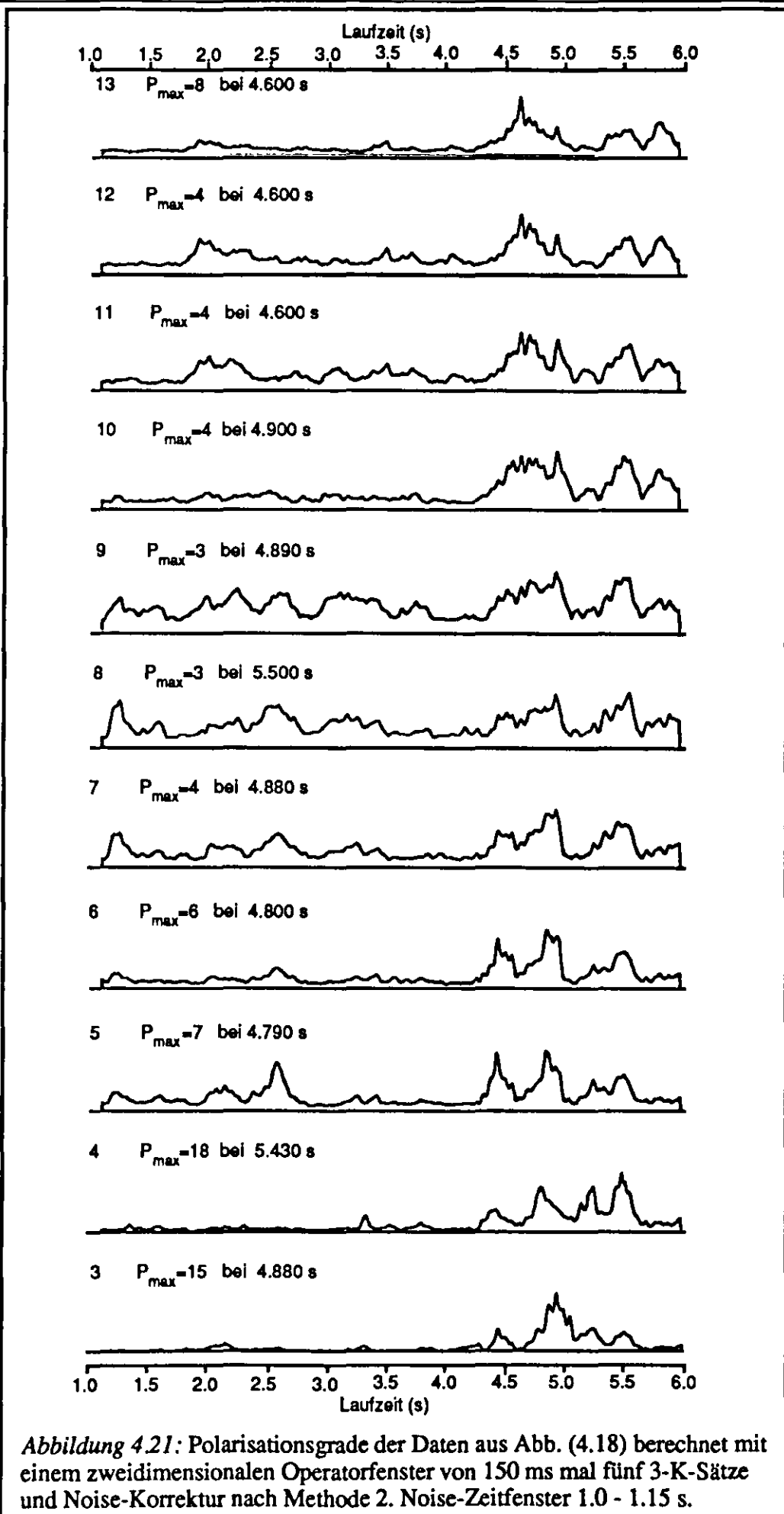


Abbildung 4.21: Polarisationsgrade der Daten aus Abb. (4.18) berechnet mit einem zweidimensionalen Operatorfenster von 150 ms mal fünf 3-K-Sätze und Noise-Korrektur nach Methode 2. Noise-Zeitfenster 1.0 - 1.15 s.

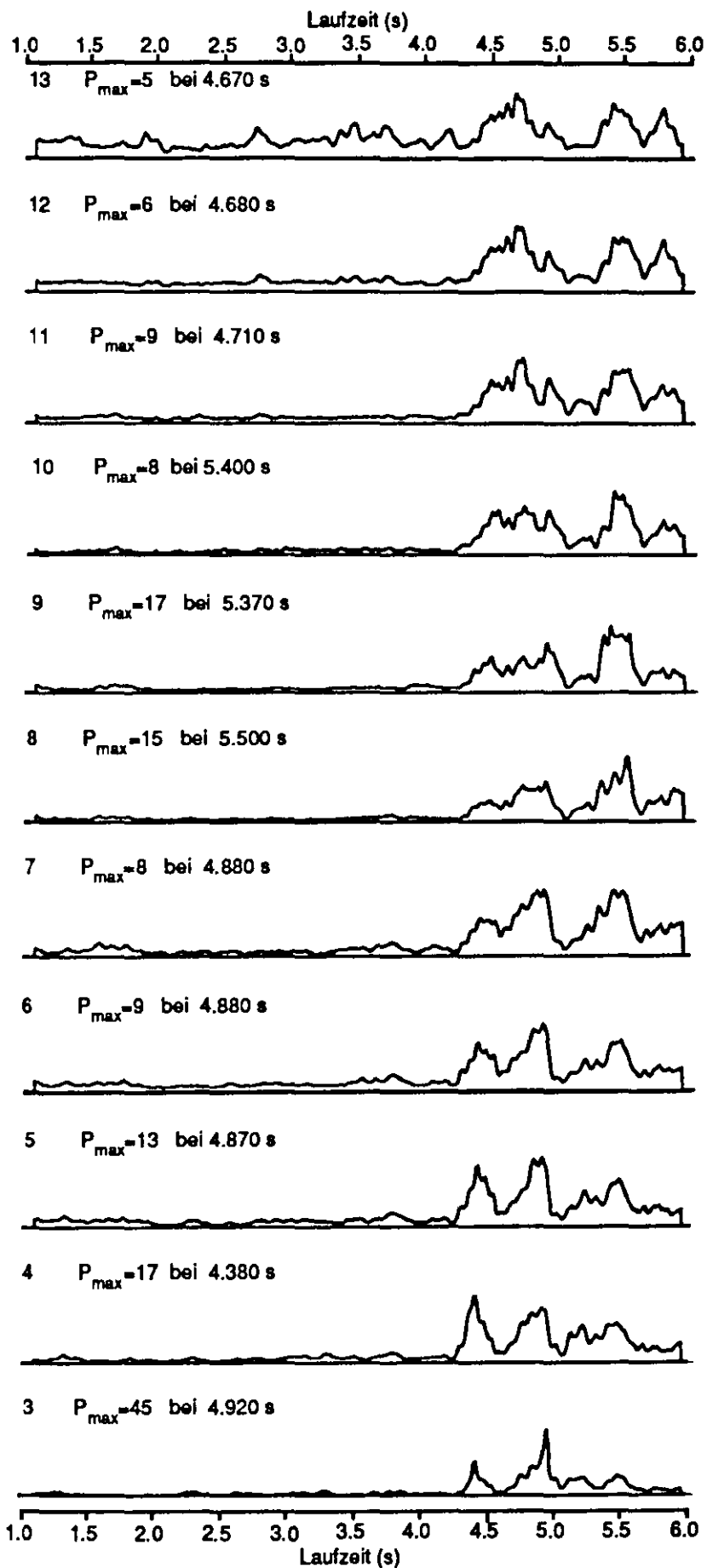


Abbildung 4.22: Polarisationsgrade der Daten aus Abb. (4.18) berechnet mit einem zweidimensionalen Operatorfenster von 150 ms mal fünf 3-K-Sätze und Noise-Korrektur nach Methode 2. Noise-Zeitfenster 2.0 - 2.15 s.

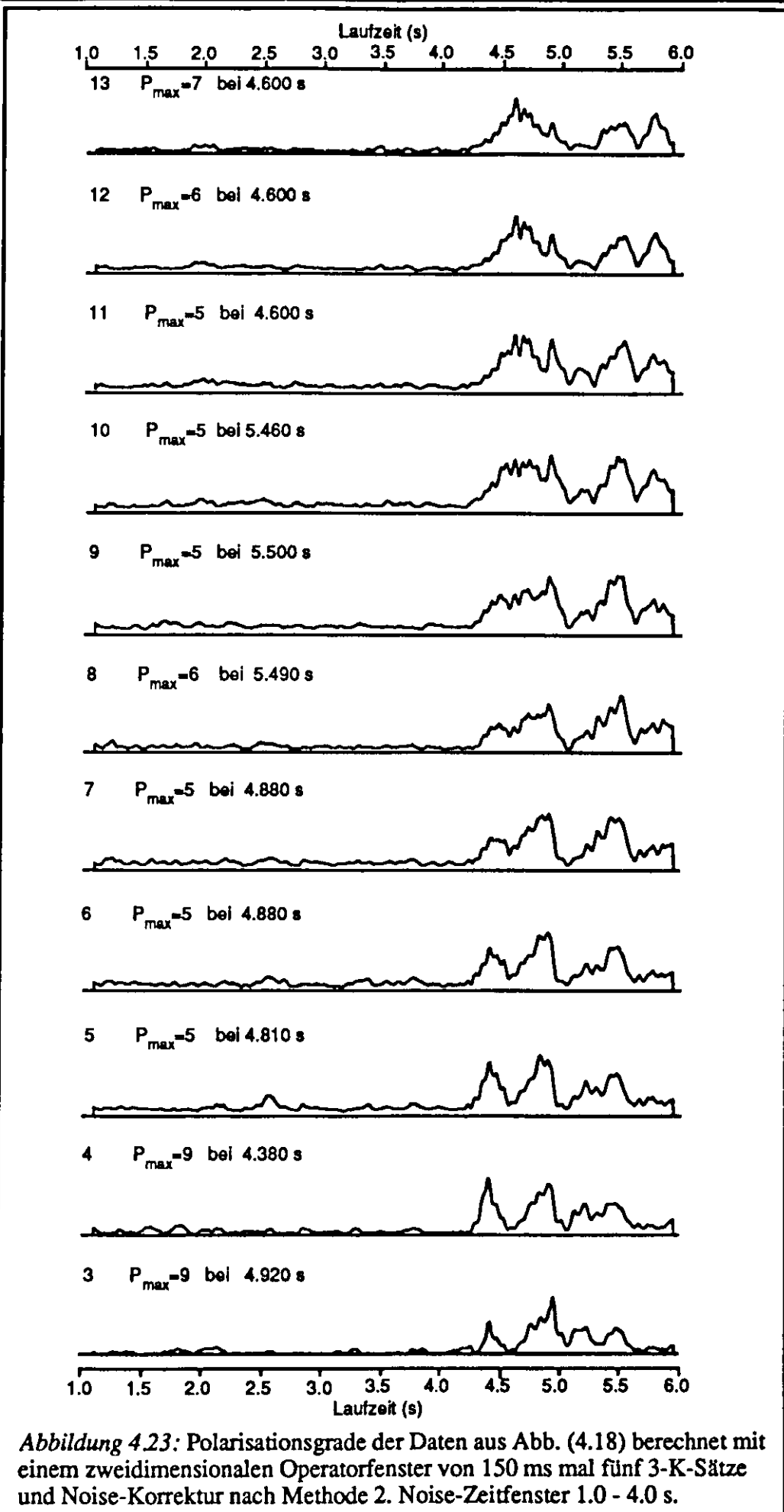


Abbildung 4.23: Polarisationsgrade der Daten aus Abb. (4.18) berechnet mit einem zweidimensionalen Operatorfenster von 150 ms mal fünf 3-K-Sätze und Noise-Korrektur nach Methode 2. Noise-Zeitfenster 1.0 - 4.0 s.

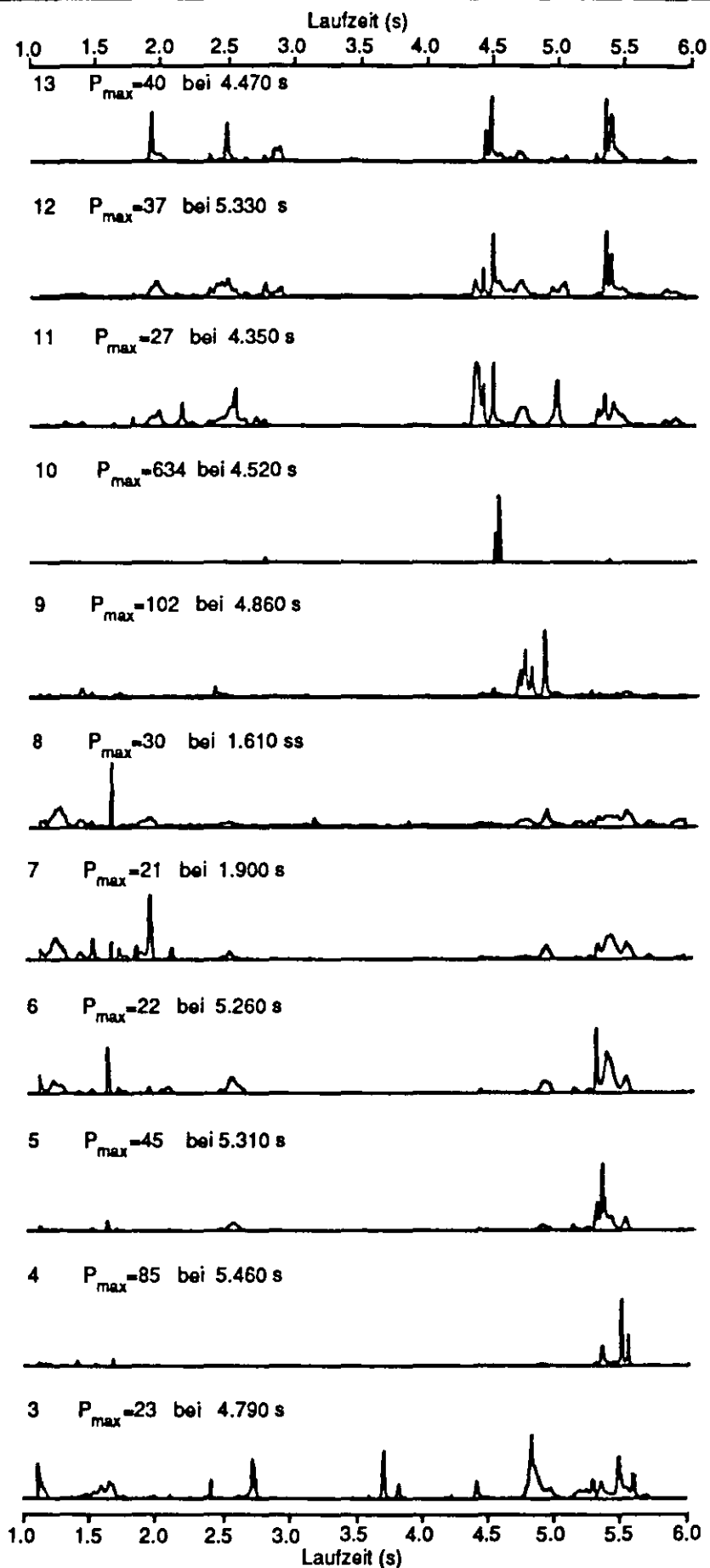


Abbildung 4.24: Polarisationsgrade der Daten aus Abb.(4.18) berechnet mit einem zweidimensionalen Operatorfenster von 150 ms mal fünf 3-K-Sätze und Noise-Korrektur nach Methode 1. Noise-Zeitfenster 2.0 - 2.15 s.

4.3.5 Berechnung der Eigenwerte und Eigenvektoren (V)

Nachdem die (3,3)-Kovarianzmatrix K berechnet worden ist, gilt es, deren Eigenwerte und Eigenvektoren zu bestimmen. Jeder Vektor $\mathbf{v} \in V^3, \mathbf{v} \neq 0$, für den $K\mathbf{v} = \lambda\mathbf{v}$ mit einer geeigneten Zahl λ gilt, heißt Eigenvektor der Kovarianzmatrix K , und λ heißt der zu diesem Eigenvektor gehörende Eigenwert von K .

Eine Anwendung der Eigenwerttheorie ist die Transformation der Kovarianzmatrix auf Diagonalgestalt. Dabei besteht das Problem darin, zu K eine Matrix C so zu finden, daß die Matrix $K' = C^{-1}KC$ von Diagonalgestalt ist. Die gesuchte Matrix C besteht spaltenweise aus den Koordinaten der Eigenvektoren, die Hauptachsen genannt werden. Das Problem ist stets lösbar, denn K ist symmetrisch, sodaß die Eigenwerte sämtlich reel sind.

Die drei Eigenvektoren geben also die Hauptachsen des zu beschreibenden Ellipsoids an.

4.3.6 Bestimmung der Polarisationsparameter (VI)

Wie schon in Kapitel (3.2) beschrieben lassen sich mit Hilfe der Eigenwerte und Eigenvektoren Form- und Winkelparameter bestimmen, die die Teilchenbewegung im Raum charakterisieren sollen.

4.3.6.1 Die Rektilinearität

Der Formparameter der Rektilinearität wurde bislang von verschiedenen Autoren behandelt und angewendet. Samson (1973) beschrieb ihn als einen globalen Polarisationsparameter, der ausschließlich eine Funktion der drei Eigenwerte ist (vergl. Kapitel (3.2)). Ebenso als Funktion der Eigenwerte definierten Cllet & Dubesset (1987b) die Rektilinearität:

$$RL = \frac{1}{2} \frac{2\sqrt{\lambda_1} - \sqrt{\lambda_2} - \sqrt{\lambda_3}}{\sqrt{\lambda_1} + \sqrt{\lambda_2} + \sqrt{\lambda_3}}$$

Montalbetti und Kanasewich (1970) benutzten neben den drei Eigenwerten der Kovarianzmatrix zwei zusätzliche Operatoren und stellten für die Rektilinearität eine Funktion der folgenden Form auf:

$$RL = \left[1 - ((\lambda_2 + \lambda_3)/\lambda_1)^q \right]^j, \quad (4.1)$$

mit q und j als empirisch zu bestimmende Parameter zur Kontrastschärfe und $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$.

Eine vierte Form der Rektilinearitäts-Beschreibung ist die von Esmersoy (1984). Da die Rektilinearität als Filteroperator dienen soll, sodaß eine Gewichtung des Datenausgangs entsprechend dem Betrag der linearen Polarisation durchgeführt werden kann, führte

Esmersoy eine "Gain-Funktion" ein. Als Funktionsvariable wählte er die einfache Form des Polarisationsgrades P . Wie schon oben beschrieben ist $P = \lambda_1 / (\lambda_2 + \lambda_3)$.

Die Gain-Funktion selbst ist ein Butterworth-Filter der Ordnung N :

$$RL = \left[1 + (P_0/P)^{2N} \right]^{-1/2}, \quad (4.2)$$

mit einem Cut-off-Wert P_0 als Schwellwertparameter. Mit P_0 und N existieren ebenso zwei Parameter, die das Resultat der Rektilinearität und somit den Filteroperator beeinflussen können. Diese Möglichkeit der Beeinflussung bzw. diese Art des Filterdesigns wird sich als sehr vorteilhaft herausstellen, wenn über große Entfernungsbereiche wie im Weitwinkelbereich beobachtet wird.

Allen Rektilinearitäten gemeinsam ist, daß sie Werte zwischen Null und Eins annehmen. Es wird also mittels verschiedener Funktionen der Grad der Polarisation normiert. Nun sollen die Charakteristiken der verschiedenen Rektilinearitäten gegenübergestellt werden. Dazu wird wieder die refraktionsseismische 3-K-Sektion aus Abb. (4.12) benutzt. Die Abbildungen (4.25) und (4.26) zeigen die Rektilinearitäten der verschiedenen Autoren für ein gleitendes 2D-Operatorfenster von 150ms mal fünf 3-K-Datensätze (vergl. Abb. (4.13, rechts)).

Die ausschließlich aus Funktionen der Eigenwerte gebildeten Rektilinearitäten nach Samson (1973) und Cllet & Dubesset (1987b) zeigen trotz der hohen Polarisationsgrade P im Bereich des Ersteinsatzes und der sehr geringen P im Noisebereich wesentlich schlechter getrennte Bereiche zwischen Rauschen und Signal. Beide Berechnungsarten zeigen einen sehr ähnlichen Kurvenverlauf, wobei die Berechnung nach Cllet & Dubesset (1987b) eine etwas bessere Noiseunterdrückung erzielt. Werden jedoch die absoluten RL_{\max} -Werte verglichen, so zeigt sich, daß sie bei der Berechnung nach Cllet & Dubesset (1987b) bei etwa 0,6 liegen, während nach Samsons (1973) Berechnung RL_{\max} -Werte um 0,9 vorliegen. Im Resultat einer Filterung bedeutet dies eine viel zu hohe Unterdrückung der Signale nach Cllet & Dubesset (1987b); d.h. Samsons (1973) Berechnung erscheint in diesem Fall sinnvoller, wenn auch ein großer Noiseanteil erhalten bleibt.(s. Abb. (4.25)).

Abbildung (4.26) illustriert die Rektilinearitäten bei Hinzunahme weiterer Operatorparameter neben den Eigenwerten. Unter Vernachlässigung des Exponenten j zeigt die Rektilinearität nach Montalbetti und Kanasewich (1970) bei geeigneter Wahl des Exponenten q einen schärferen Kontrast zwischen Noise und Signal (s. Abb. (4.26, links)). Diese Kontrastfähigkeit läßt sich allerdings in noch geeigneterer Weise mit der Verwendung der Butterworth-Funktion nach Esmersoy (1984) erzielen (s. Abb. (4.26, rechts)). Durch die Wahl eines entsprechenden Cut-off-Wertes können die Rektilinearitäten im Noisebereich nahezu eliminiert werden. Ein weiterer wesentlicher Unterschied fällt beim Vergleich der RL_{\max} -Werte auf. Die Rektilinearitäten werden im Signalbereich nur unter Verwendung der Butterworth-Funktion nahe Eins (s. Abb. (4.26, rechts)). Im Fall nach Montalbetti und Kana-

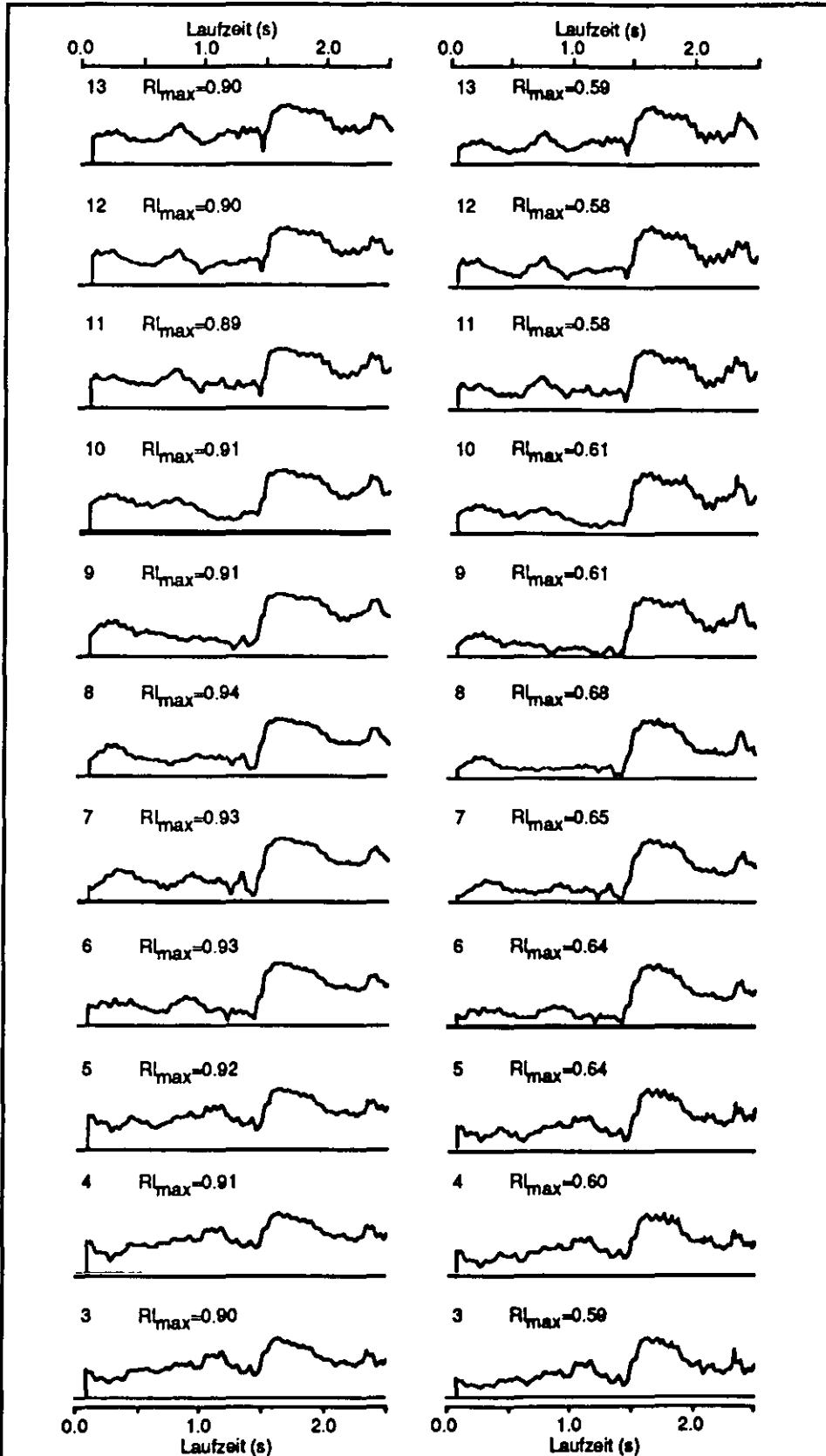


Abbildung 4.25: Verlauf der Rektilinearität RL in der Umgebung des P-Wellen-Ersteinsatzes aus Abb. (4.12). (links): nach Samson (1973). (rechts): nach Cllet & Dubesset (1987b). Berechnung der resultierenden Kov-Matrix eines Operatorfensters von 5-Schuß mal 150 ms.

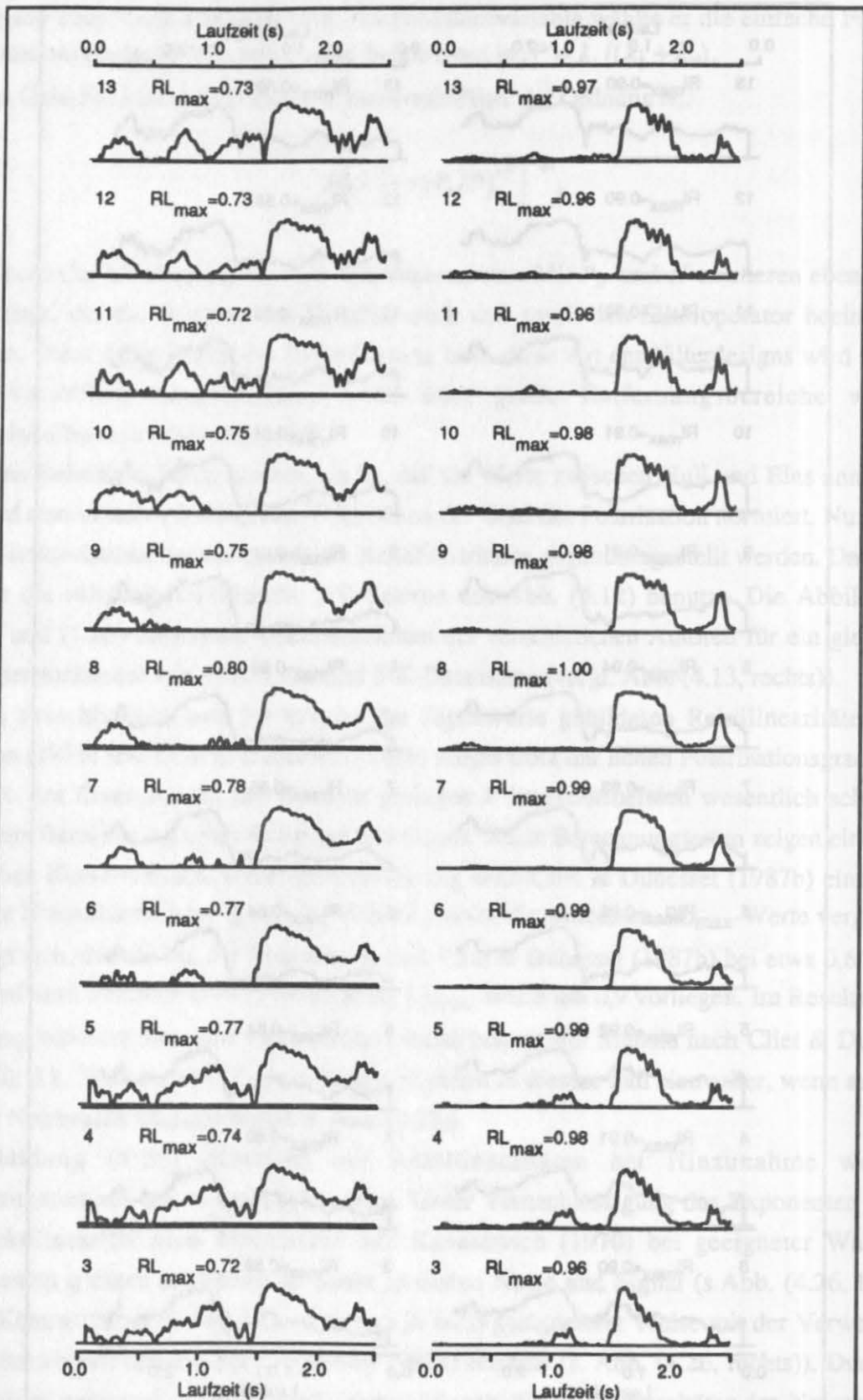


Abbildung 4.26: Verlauf der Rektilinearität RL in der Umgebung des P-Wellen-Ersteinsatzes aus Abb. (4.12). (links): nach Montalbetti & Kanasewich (1970) mit $q=0.5$. (rechts): nach Esmersoy (1984) mit $N=2$ und $P_0=7$. Berechnung der resultierenden Kov-Matrix eines Operatorfensters von 5-Schuß mal 150 ms.

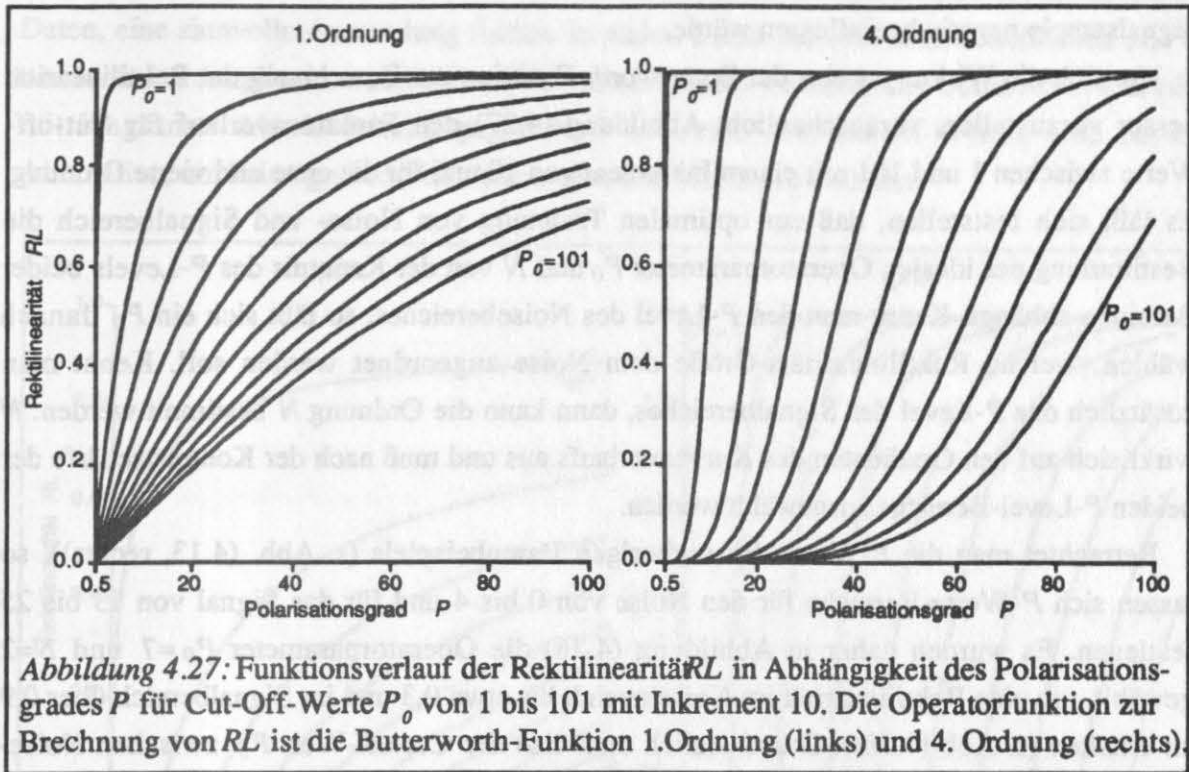


Abbildung 4.27: Funktionsverlauf der Rektilinearität RL in Abhängigkeit des Polarisationsgrades P für Cut-Off-Werte P_0 von 1 bis 101 mit Inkrement 10. Die Operatorfunktion zur Brechnung von RL ist die Butterworth-Funktion 1.Ordnung (links) und 4. Ordnung (rechts).

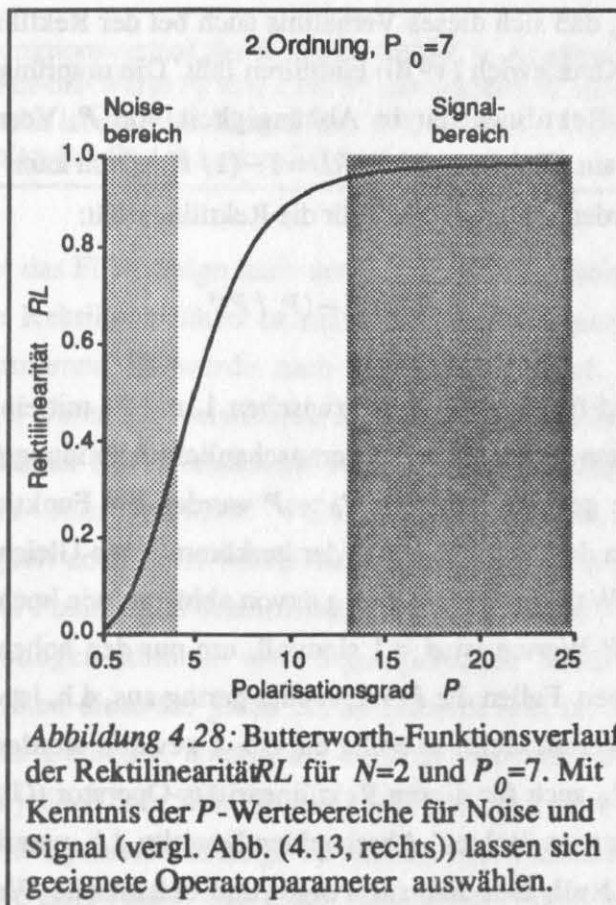


Abbildung 4.28: Butterworth-Funktionsverlauf der Rektilinearität RL für $N=2$ und $P_0=7$. Mit Kenntnis der P -Wertebereiche für Noise und Signal (vergl. Abb. (4.13, rechts)) lassen sich geeignete Operatorparameter auswählen.

sewich (1970) sind diese erheblich geringer, was wiederum die Gewichtung der seismischen Signalsample negativ beeinflussen würde.

Um sich die Wirkungsweise der Butterworth-Funktion zur Berechnung der Rektilinearität besser vorzustellen, veranschaulicht Abbildung (4.27) den Funktionsverlauf für Cut-off-Werte zwischen 1 und 101 mit einem Inkrement von 10 und für die erste und vierte Ordnung. Es läßt sich feststellen, daß zur optimalen Trennung von Noise- und Signalbereich die Bestimmung der idealen Operatorparameter P_0 und N von der Kenntnis des P -Levels beider Bereiche abhängt. Kennt man den P -Level des Noisebereiches, so läßt sich ein P_0 danach wählen, welche Rektilinearitäts-Größe dem Noise zugeordnet werden soll. Kennt man zusätzlich das P -Level des Signalbereiches, dann kann die Ordnung N bestimmt werden. N wirkt sich auf den Gradienten des Kurvenverlaufs aus und muß nach der Kontrastschärfe der beiden P -Level-Bereiche ausgewählt werden.

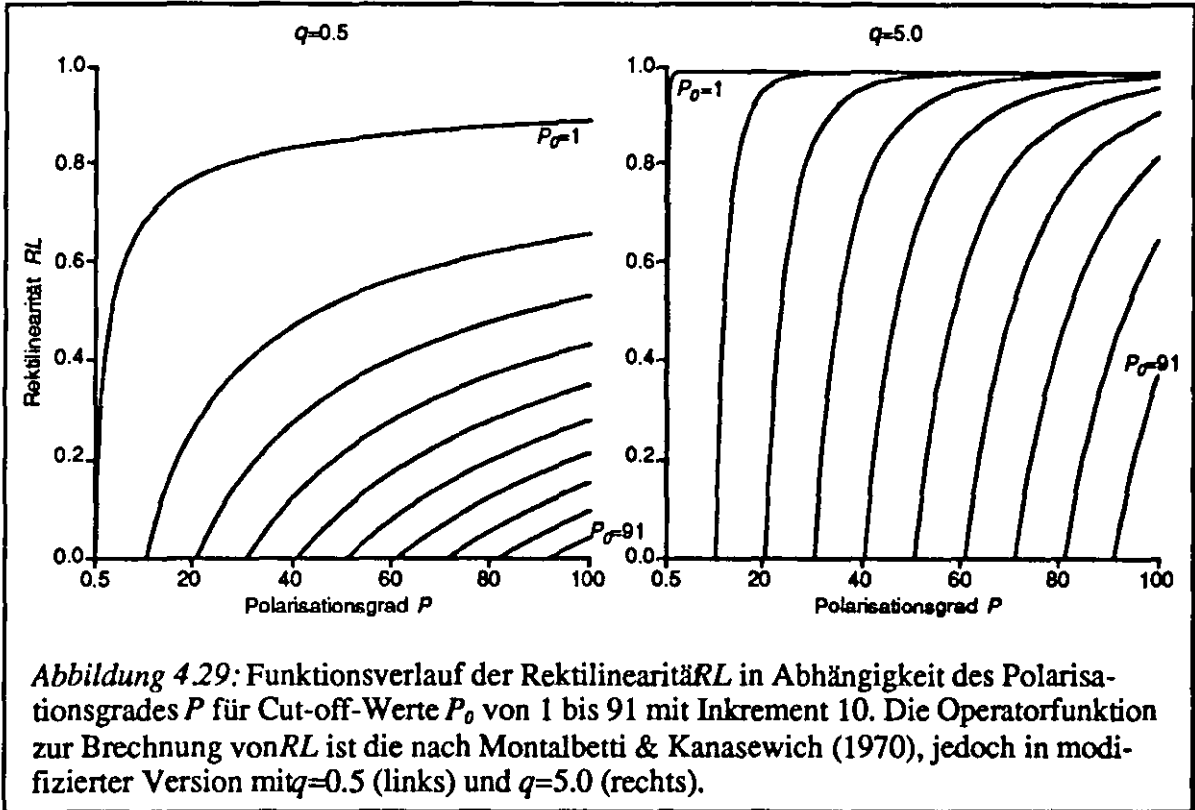
Betrachtet man die P -Werte des vorherigen Datenbeispiels (s. Abb. (4.13, rechts)), so lassen sich P -Werte-Bereiche für den Noise von 0 bis 4 und für das Signal von 13 bis 25 festlegen. Es wurden daher in Abbildung (4.26) die Operatorparameter $P_0=7$ und $N=2$ gewählt, um eine Rektilinearität im Noisebereich bis etwa 0,3 und im Signalbereich über 0,9 zu erhalten (s. Abb (4.28)). Grundsätzlich muß also der Cut-off-Wert P_0 zwischen Noise- und Signal- P -Level liegen, was natürlich durch das Verhältnis P_0/P der Gleichung (4.2) bestimmt wird.

Es wird hier gezeigt, daß sich dieses Verhältnis auch bei der Rektilinearitäts-Bestimmung nach Montalbetti und Kanasewich (1970) einführen läßt. Die ursprüngliche Gleichung (4.1) behandelt bereits die Rektilinearität in Abhängigkeit von P . Vernachlässigt man den Exponenten j , so wird aus Gleichung (4.1) $RL = 1 - (1/P)^q$. Nun kann auch hier ein Cut-off-Wert P_0 eingeführt werden und man erhält für die Rektilinearität:

$$RL = 1 - (P_0 / P)^q \quad (4.3)$$

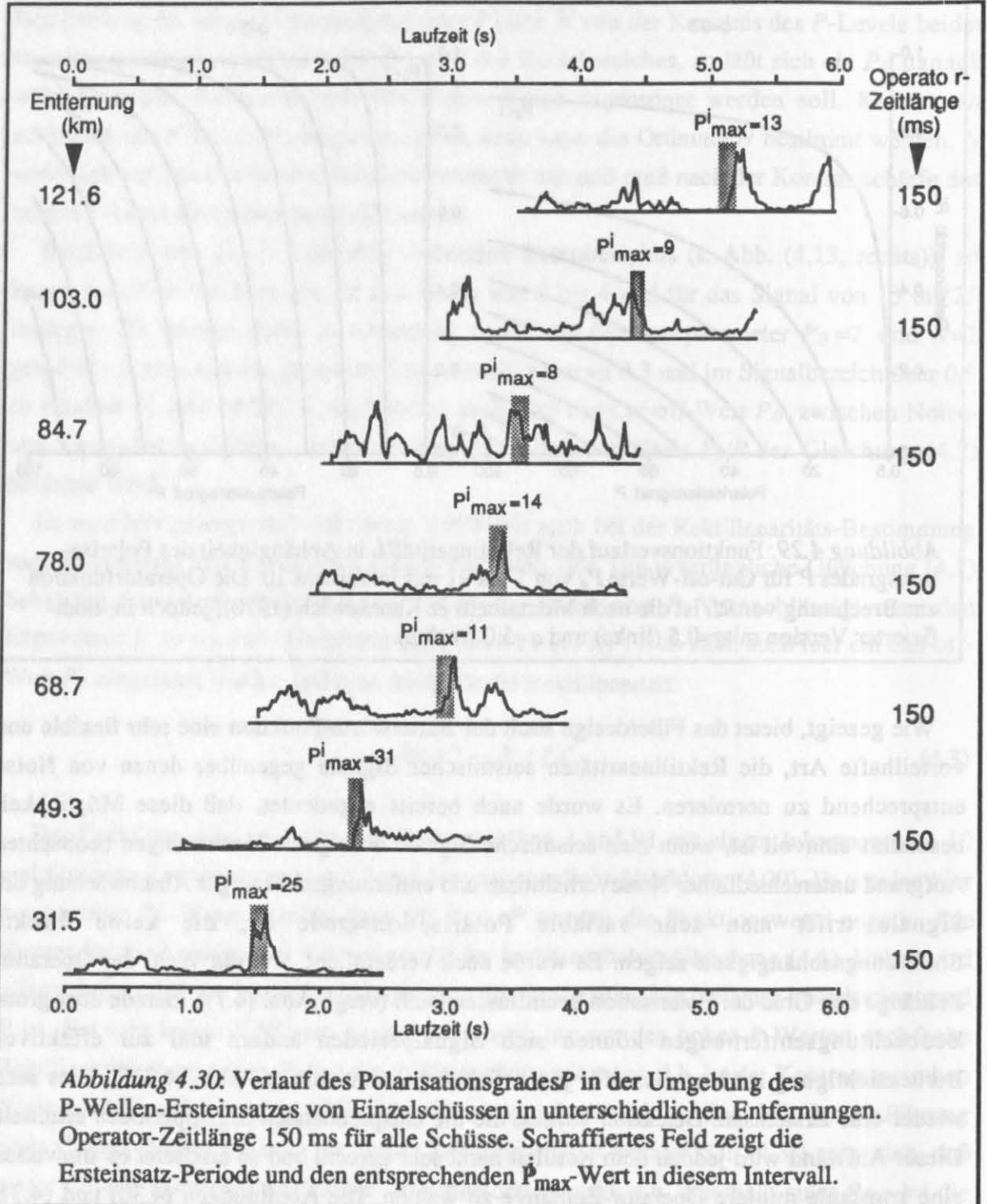
Der Funktionsverlauf für Cut-off-Werte zwischen 1 und 91 mit einem Inkrement von 10 und für einen Exponenten q von 0,5 und 5 veranschaulicht Abbildung (4.29). Es werden hier nur positive RL -Werte gezeigt, denn für $P_0 > P$ werden die Funktionswerte negativ. Die Kurven für $P_0=1$ zeigen den Verlauf gemäß der herkömmlichen Gleichung (4.1). Dabei wird offensichtlich, daß die Wahl des Parameters q davon abhängt, wie hoch der Polarisationsgrad P ist. Bei sehr hohen P -Werten ist $q < 1$ sinnvoll, um nur den hohen P -Werten auch hohe Rektilinearitäten zu geben. Fallen die P -Werte eher gering aus, d.h. ist der Kontrast zwischen Noise- und Signal- P -Werten klein, so sollte ein $q > 1$ gewählt werden. Mit der Einführung eines Cut-off-Wertes P_0 auch für diesen Rektilinearitäts-Operator (Gl. (4.3)) zeigt sich, daß dieser Cut-off-Parameter ein "echtes" Abschneiden bewirkt; d.h. unterhalb eines P_0 wird die Rektilinearität gleich Null. Das hat zur Folge, daß seismische Wellen mit bestimmten Bereichen von Polarisationsgraden vollständig eliminiert werden würden. Dieses Verhalten

mag sicherlich in konsistenten seismischen Sektionen, wie beispielsweise bei synthetischen Daten, eine sinnvolle Anwendung finden. In realen Daten mit sehr unterschiedlichen und oft wechselnden Amplituden- und Noiseverhältnissen ist das Verhalten der Butterworth-Funktion mit langsamer Abschwächung gegen Null unterhalb des Cut-off-Wertes eine bessere Alternative, um keine groben Zerstückelungen der Sektion zu erhalten.



Wie gezeigt, bietet das Filterdesign nach der Butterworth-Funktion eine sehr flexible und vorteilhafte Art, die Rektilinearitäten seismischer Signale gegenüber denen von Noise entsprechend zu normieren. Es wurde auch bereits angedeutet, daß diese Möglichkeit besonders sinnvoll ist, wenn man seismische Signale über große Entfernungen beobachtet. Aufgrund unterschiedlicher Noiseverhältnisse und entfernungsabhängiger Abschwächung der Signale trifft man sehr variable Polarisationsgrade an, die keine direkte Entfernungsabhängigkeit zeigen. Es wurde auch verdeutlicht, wie die Wahl der Operator-Zeitlänge den Grad der Polarisation beeinflussen kann (vergl. Abb. (4.7)). Gerade über große Beobachtungsentfernungen können sich Signalperioden ändern und zur effektiven Berücksichtigung müßten diese für jeden Schuß bekannt sein (s. Abb. (4.31)). Dies setzt wieder eine Ersteinsatz-Detektion voraus, die die entsprechenden Signalperioden ermittelt. Dieser Aufwand wird jedoch dem Resultat nicht sehr gerecht und so erscheint es sinnvoller, eine konstante mittlere Operator-Zeitlänge zu wählen. Die Abbildungen (4.30) und (4.31) demonstrieren beim Vergleich der P_{\max}^i -Werte (maximaler P -Wert im Ersteinsatz-Intervall),

daß sich mit der Entfernung die Polarisationsgrade ändern. Dies scheint maßgeblich durch das seismische Signal/Noise-Verhältnis beeinflusst zu sein, denn selbst in großen Entfernungen von über 100 km liegen Polarisationsgrade vor, die mit denen entfernungsnaher Schüsse vergleichbar sind.



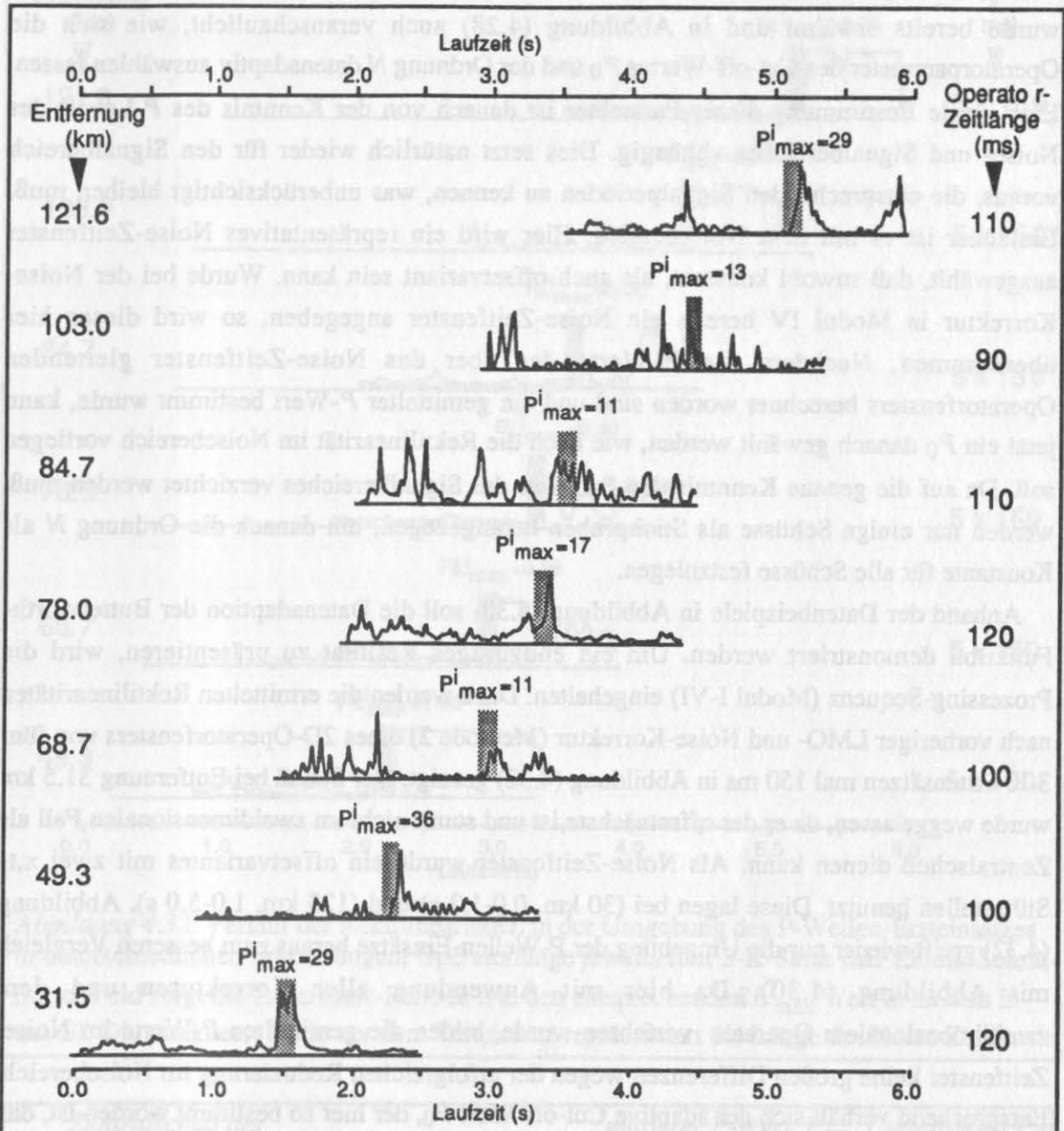


Abbildung 4.31: Verlauf des Polarisationsgrades P in der Umgebung des P-Wellen-Ersteinsatzes von Einzelschüssen in unterschiedlichen Entfernungen. Die Operator-Zeitlänge ist variabel entsprechend der jeweiligen Ersteinsatz-Periode. Schraffiertes Feld zeigt die Ersteinsatz-Periode und den entsprechenden P_{max}^i -Wert in diesem Intervall.

Anstelle einer adaptiven Operator-Zeitlänge wird hier eine Butterworth-Operatorfunktion eingeführt, die sich den variablen Polarisationsgraden anpaßt. Das bedeutet, daß ein Filteroperator gefordert ist, der entsprechend der jeweiligen Situation adaptiv agiert. Oben wurde bereits erwähnt und in Abbildung (4.28) auch veranschaulicht, wie sich die Operatorparameter des Cut-off-Wertes P_0 und der Ordnung N datenadaptiv auswählen lassen. Eine ideale Bestimmung dieser Parameter ist danach von der Kenntnis des P -Levels des Noise- und Signalbereiches abhängig. Dies setzt natürlich wieder für den Signalbereich voraus, die entsprechenden Signalperioden zu kennen, was unberücksichtigt bleiben muß. Einfacher ist es mit dem Noisebereich. Hier wird ein repräsentatives Noise-Zeitfenster ausgewählt, daß sowohl konstant, als auch offsetvariant sein kann. Wurde bei der Noise-Korrektur in Modul IV bereits ein Noise-Zeitfenster angegeben, so wird dieses hier übernommen. Nachdem die P -Werte des über das Noise-Zeitfenster gleitenden Operatorfensters berechnet worden sind und ein gemittelter P -Wert bestimmt wurde, kann jetzt ein P_0 danach gewählt werden, wie hoch die Rektilinearität im Noisebereich vorliegen soll. Da auf die genaue Kenntnis des P -Levels des Signalbereiches verzichtet werden muß, werden nur einige Schüsse als Stichproben herangezogen, um danach die Ordnung N als Konstante für alle Schüsse festzulegen.

Anhand der Datenbeispiele in Abbildung (4.30) soll die Datenadaption der Butterworth-Funktion demonstriert werden. Um ein endgültiges Resultat zu präsentieren, wird die Processing-Sequenz (Modul I-VI) eingehalten. Dazu werden die ermittelten Rektilinearitäten nach vorheriger LMO- und Noise-Korrektur (Methode 2) eines 2D-Operatorfensters von fünf 3-K-Datensätzen mal 150 ms in Abbildung (4.32) gezeigt. Der Schuß bei Entfernung 31.5 km wurde weggelassen, da er der offsetnächste ist und somit nicht im zweidimensionalen Fall als Zentralschuß dienen kann. Als Noise-Zeitfenster wurde ein offsetvariantes mit zwei x, t -Stützstellen benutzt. Diese lagen bei (30 km, 0.0-1.3 s) und (123 km, 1.0-5.0 s). Abbildung (4.32) greift wieder nur die Umgebung der P -Wellen-Einsätze heraus zum besseren Vergleich mit Abbildung (4.30). Da hier mit Anwendung aller Korrekturen und dem zweidimensionalen Operator verfahren wurde, bilden die gemittelten P -Werte im Noise-Zeitfenster keine großen Differenzen wegen der erfolgreichen Reduzierung im Noisebereich. Entsprechend verhält sich der adaptive Cut-off-Wert P_0 , der hier so bestimmt worden ist, daß die Rektilinearität des mittleren P -Levels im Noisebereich 0.1 betragen soll (s. Tabelle (4.1)). Dieses Verhalten resultiert im großen Maße aus der zusätzlichen Mittelung der Polarisationsgrade im zweidimensionalen Operatorfenster. Je größer also das Operatorfenster in Entfernungsrichtung wird, desto kleiner werden die Unterschiede der Polarisationsgrade zwischen den Schüssen. Trotzallem ist eine Datenadaption auch bei großen Operatorfenstern gerade im Weitwinkelbereich sinnvoll. Denn auch eine stetige, wenn auch kleine Änderung über Beobachtungsentfernungen, die heutzutage nicht selten 300 bis 400 km erreichen können, ergibt Bereiche, die untereinander größere Differenzen aufweisen können. Nicht zuletzt braucht von vorneherein vom Anwender kein Cut-off-Wert gewählt zu werden.

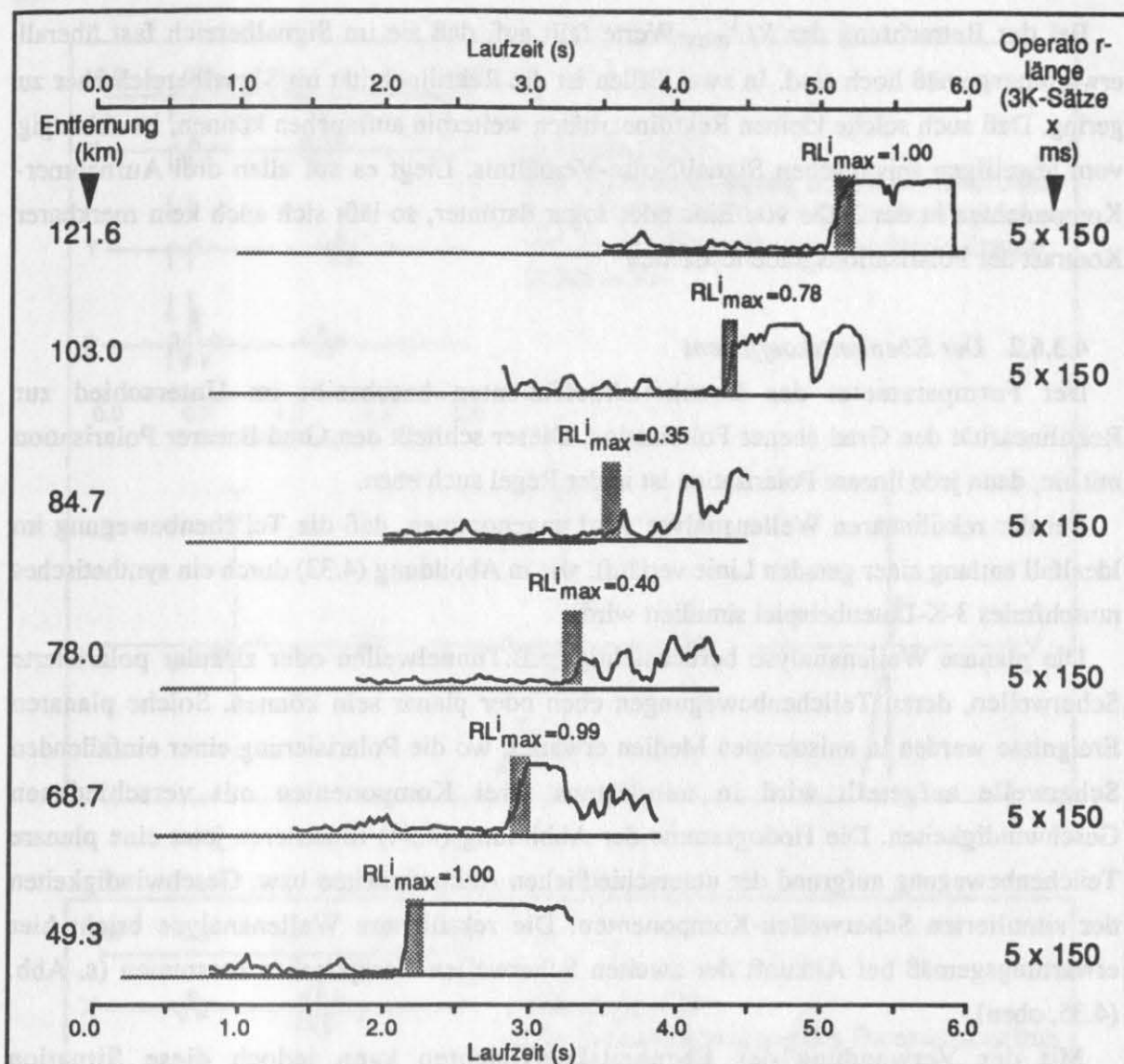


Abbildung 4.32: Verlauf der Rektilinearität RL in der Umgebung des P-Wellen-Ersteinsatzes in unterschiedlichen Entfernungen. Operatorlänge jeweils fünf 3-K-Sätze mal 150ms. Schraffiertes Feld zeigt die Ersteinsatz-Periode und den entsprechenden RL_{\max}^i -Wert in diesem Intervall. Die gepunktete Linie vor dem Ersteinsatz repräsentiert die Länge des Noise-Zeitfensters

Zentralschuß des 5-Schuß-Fensters bei km	Noise-Zeitfenster (s)	mittlerer P-Wert P_{av} aus Noise-Zeitfenster	Cut-off-Wert P_0 für $RL(P_{av})=0.1$
121.6	0.98 - 4.94	1.0	3.1
103.0	0.79 - 4.21	1.0	3.2
84.7	0.59 - 3.48	0.9	2.8
78.0	0.52 - 3.21	0.9	2.8
68.7	0.42 - 2.84	0.9	2.8
49.3	0.21 - 2.07	0.8	2.6

Tabelle (4.1): Wertetabelle für die ermittelten Parameter der Zentralschüsse aus Abb. (4.32).

Bei der Betrachtung der RL_{\max}^i -Werte fällt auf, daß sie im Signalbereich fast überall erwartungsgemäß hoch sind. In zwei Fällen ist die Rektilinearität im Signalbereich eher zu gering. Daß auch solche kleinen Rektilinearitäten weiterhin auftauchen können, ist abhängig vom jeweiligen seismischen Signal/Noise-Verhältnis. Liegt es auf allen drei Aufnehmer-Komponenten in der Nähe von Eins oder sogar darunter, so läßt sich auch kein merkbarer Kontrast der Polarisationsgrade feststellen.

4.3.6.2 Der Ebenheitskoeffizient

Der Formparameter des Ebenheitskoeffizienten beschreibt im Unterschied zur Rektilinearität den Grad ebener Polarisation. Dieser schließt den Grad linearer Polarisation mit ein, denn jede lineare Polarisation ist in der Regel auch eben.

Bei der rektilinearen Wellenanalyse wird angenommen, daß die Teilchenbewegung im Idealfall entlang einer geraden Linie verläuft, wie in Abbildung (4.33) durch ein synthetisches rauschfreies 3-K-Datenbeispiel simuliert wird.

Die planare Wellenanalyse berücksichtigt z.B. Tunnelwellen oder zirkular polarisierte Scherwellen, deren Teilchenbewegungen eben oder planar sein können. Solche planaren Ereignisse werden in anisotropen Medien erwartet, wo die Polarisierung einer einfallenden Scherwelle aufgeteilt wird in mindestens zwei Komponenten mit verschiedenen Geschwindigkeiten. Die Hodogramme der Abbildung (4.34) illustrieren jetzt eine planare Teilchenbewegung aufgrund der unterschiedlichen Ankunftszeiten bzw. Geschwindigkeiten der simulierten Scherwellen-Komponenten. Die rektilineare Wellenanalyse bricht hier erwartungsgemäß bei Ankunft der zweiten Scherwellen-Komponente zusammen (s. Abb. (4.35, oben).

Mit der Verwendung des Ebenheitskoeffizienten kann jedoch diese Situation berücksichtigt werden. Er wurde bislang von Cllet & Dubesset (1987b) ausschließlich als eine Funktion der drei Eigenwerte definiert. Formt man die in Kapitel (3.2) angegebenen Gleichungen nach Cllet & Dubesset (1987b) für den Ebenheitskoeffizienten FL ($FLatness$) und für die Rektilinearität RL etwas anders um, so erhält man:

$$FL = 1 - \frac{3\sqrt{\lambda_3}}{\sqrt{\lambda_1} + \sqrt{\lambda_2} + \sqrt{\lambda_3}} \quad \text{und} \quad RL = 1 - \frac{\frac{3}{2}(\sqrt{\lambda_2} + \sqrt{\lambda_3})}{\sqrt{\lambda_1} + \sqrt{\lambda_2} + \sqrt{\lambda_3}}.$$

Aus diesem besser überschaubaren Zusammenhang zwischen FL und RL wird hier für den Ebenheitskoeffizienten eine "Gain-Funktion" eingeführt. Als Funktionsvariable dient eine einfache Form des Ebenheitsgrades E (der Grad der ebenen Polarisation soll zur Vereinfachung als Ebenheitsgrad verstanden werden), der folgendermaßen beschrieben wird:

$$E = \lambda_1 / \lambda_3.$$

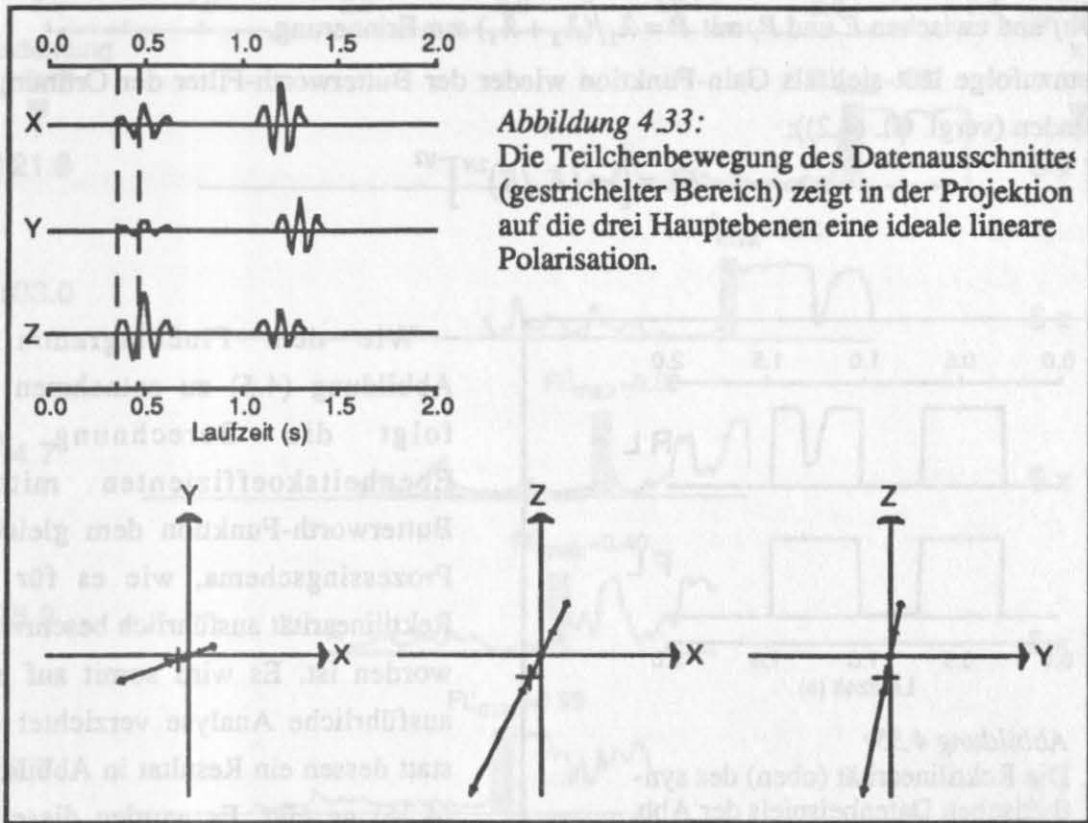


Abbildung 4.33:
Die Teilchenbewegung des Datenausschnittes (gestrichelter Bereich) zeigt in der Projektion auf die drei Hauptebenen eine ideale lineare Polarisation.

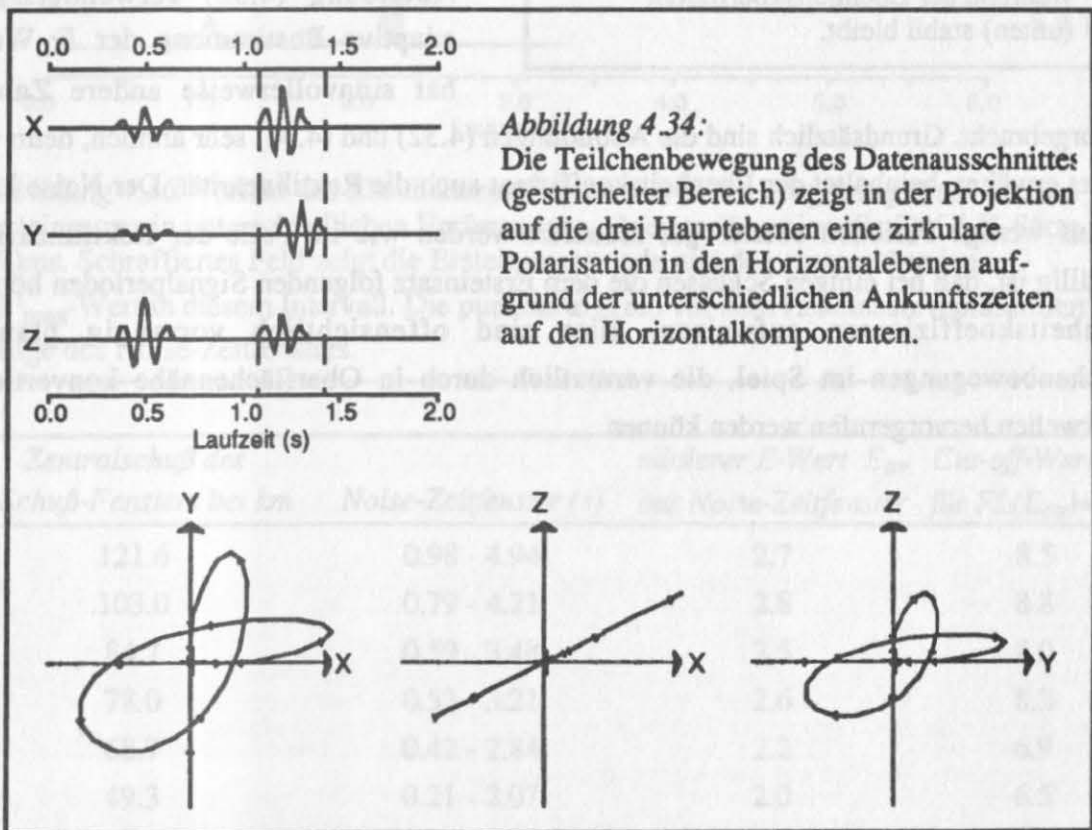


Abbildung 4.34:
Die Teilchenbewegung des Datenausschnittes (gestrichelter Bereich) zeigt in der Projektion auf die drei Hauptebenen eine zirkuläre Polarisation in den Horizontalebene aufgrund der unterschiedlichen Ankunftszeiten auf den Horizontalkomponenten.

Man sieht deutlich den Zusammenhang zwischen FL und RL nach Cluet & Dubesset (1987b) und zwischen E und P , mit $P = \lambda_1/(\lambda_2 + \lambda_3)$ zur Erinnerung.

Demzufolge läßt sich als Gain-Funktion wieder der Butterworth-Filter der Ordnung N verwenden (vergl. Gl. (4.2)):

$$FL = \left[1 + (E_0/E)^{2N} \right]^{-1/2}.$$

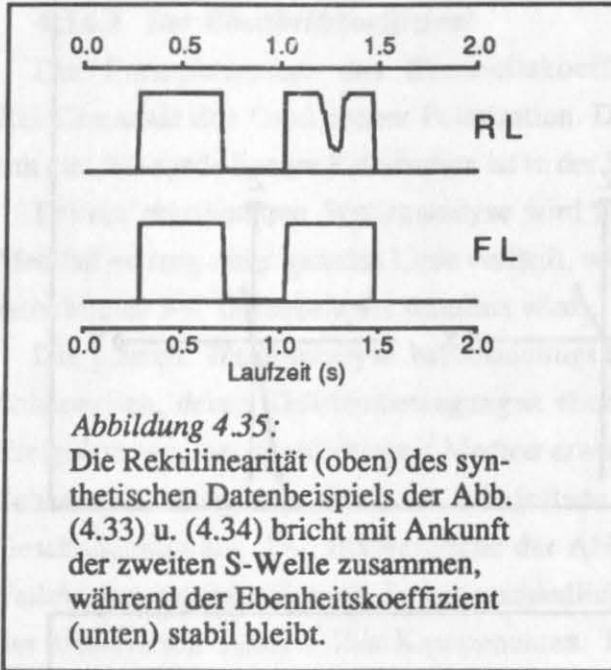
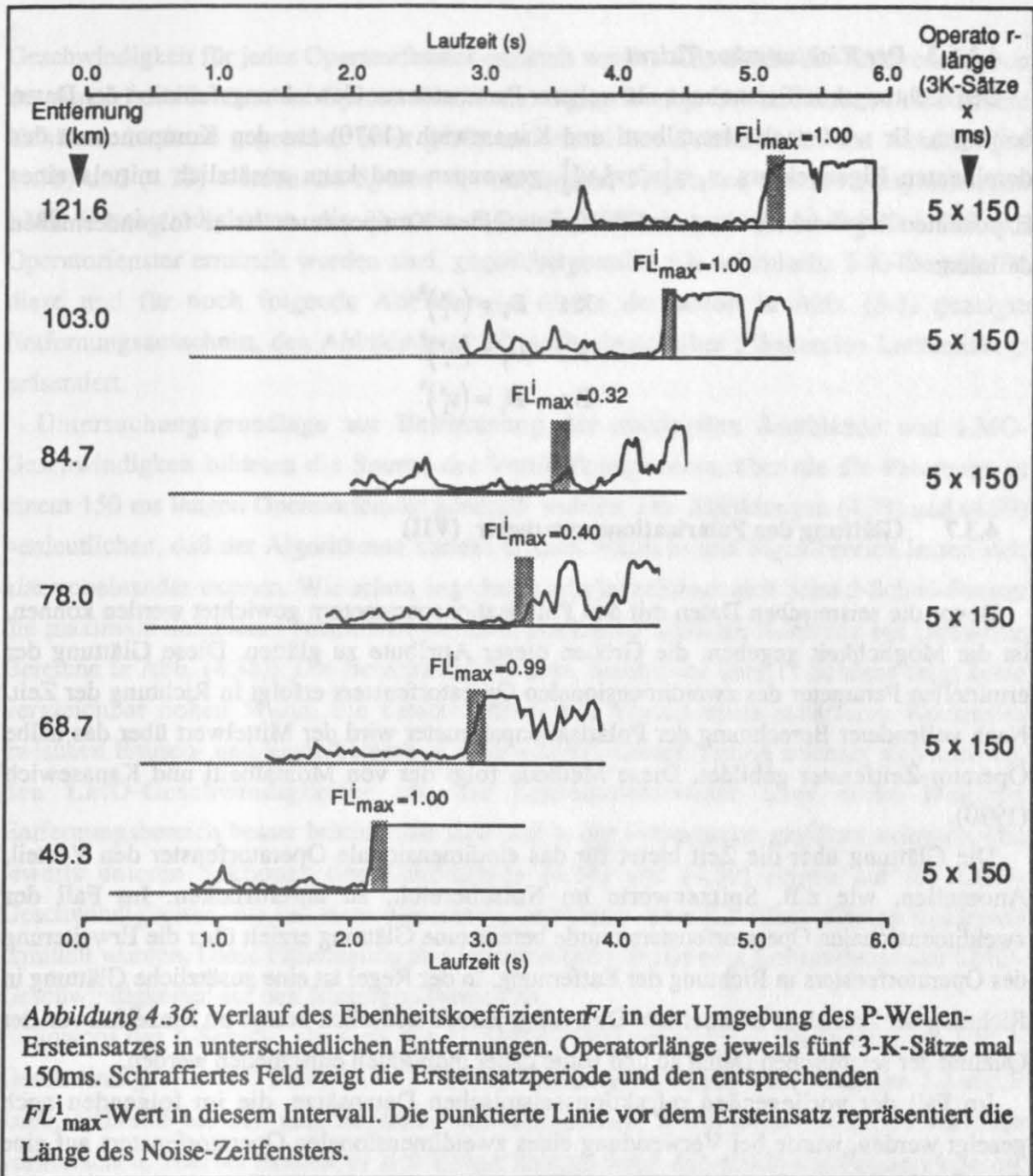


Abbildung 4.35:

Die Rektilinearität (oben) des synthetischen Datenbeispiels der Abb. (4.33) u. (4.34) bricht mit Ankunft der zweiten S-Welle zusammen, während der Ebenheitskoeffizient (unten) stabil bleibt.

Wie dem Flußdiagramm in Abbildung (4.5) zu entnehmen ist, folgt die Berechnung des Ebenheitskoeffizienten mittels Butterworth-Funktion dem gleichen Prozessingschema, wie es für die Rektilinearität ausführlich beschrieben worden ist. Es wird somit auf eine ausführliche Analyse verzichtet und statt dessen ein Resultat in Abbildung (4.36) gezeigt. Es wurden dieselben Daten und Noise-Zeitfenster wie in Abbildung (4.32) verwendet. Die adaptive Bestimmung der E_0 -Werte hat sinnvollerweise andere Zahlen

hervorgebracht. Grundsätzlich sind die Abbildungen (4.32) und (4.36) sehr ähnlich, denn wie bereits erwähnt, beinhaltet der Ebenheitskoeffizient auch die Rektilinearität. Der Noise kann bis auf wenige Perioden ebenso gut reduziert werden wie im Falle der Rektilinearität. Auffällig ist, daß bei einigen Schüssen die dem Ersteinsatz folgenden Signalperioden höhere Ebenheitskoeffizienten aufweisen. Hier sind offensichtlich vorrangig planare Teilchenbewegungen im Spiel, die vermutlich durch in Oberflächennähe konvertierte Scherwellen hervorgerufen werden können.



Zentralschuß des 5-Schuß-Fensters bei km	Noise-Zeitfenster (s)	mittlerer E-Wert E_{av} aus Noise-Zeitfenster	Cut-off-Wert E_0 für $FL(E_{av})=0.1$
121.6	0.98 - 4.94	2.7	8.5
103.0	0.79 - 4.21	2.8	8.8
84.7	0.59 - 3.48	2.5	8.0
78.0	0.52 - 3.21	2.6	8.2
68.7	0.42 - 2.84	2.2	6.9
49.3	0.21 - 2.07	2.0	6.5

Tabelle (4.2): Wertetabelle für die ermittelten Parameter der Zentralschüsse aus Abb. (4.36).

4.3.6.3 Der Richtungskoeffizient

Der Richtungskoeffizient kann als weiterer Parameter zur Gewichtungsfunktion der Daten beitragen. Er wird nach Montalbetti und Kanasewich (1970) aus den Komponenten des dominanten Eigenvektors $v_1 = [v_1^x, v_1^y, v_1^z]$ gewonnen und kann zusätzlich mittels eines Exponenten k gewichtet werden. Für die einzelnen Komponenten ist er folgendermaßen definiert:

$$X: D_x = (v_1^x)^k$$

$$Y: D_y = (v_1^y)^k$$

$$Z: D_z = (v_1^z)^k$$

4.3.7 Glättung der Polarisationsparameter (VII)

Bevor die seismischen Daten mit den Polarisationsparametern gewichtet werden können, ist die Möglichkeit gegeben, die Größen dieser Attribute zu glätten. Diese Glättung der ermittelten Parameter des zweidimensionalen Operatorfensters erfolgt in Richtung der Zeit. Nach vollendeter Berechnung der Polarisationsparameter wird der Mittelwert über das halbe Operator-Zeitfenster gebildet. Diese Methode folgt der von Montalbetti und Kanasewich (1970).

Die Glättung über die Zeit bietet für das eindimensionale Operatorfenster den Vorteil, Anomalien, wie z.B. Spitzenwerte im Noisebereich, zu unterdrücken. Im Fall des zweidimensionalen Operatorfensters wurde bereits eine Glättung erzielt über die Erweiterung des Operatorfensters in Richtung der Entfernung. In der Regel ist eine zusätzliche Glättung in Richtung der Zeit nicht erforderlich. Dies hängt jedoch sicherlich immer im Einzelfall von der Qualität der seismischen Daten ab und sollte daher individuell entschieden werden.

Im Fall der vorliegenden refraktionsseismischen Datensätze, die im folgenden noch gezeigt werden, wurde bei Verwendung eines zweidimensionalen Operatorfensters auf eine Glättung der Polarisationsparameter verzichtet.

4.3.8 Output (VIII) und Diskussion

Das Resultat des zweidimensionalen Polarisationsfilters ist im wesentlichen vom Design des Operatorfensters abhängig. Abschnitt (4.3.1) zeigte, wie eine geeignete Wahl des Operator-Zeitfensters zu treffen ist. Ungeklärt ist die Wahl der richtigen Entfernungslänge. Dieser Parameter übt neben der Hauptintention der Polarisationsverbesserung in zweierlei Hinsicht weiteren Einfluß auf das Ausgaberesultat aus.

Die erste Wirkungsweise findet ihre Anwendung im Suchalgorithmus der LMO-Korrektur (s. Abschnitt 4.3.2)). Mit dem Kohärenzkriterium der Semblance soll eine geeignete LMO-

Geschwindigkeit für jedes Operatorfenster ermittelt werden. Die Stärke der Kohärenz ist von der Anzahl der Schüsse im Operatorfenster abhängig. Wenige Schüsse können eine höhere Kohärenz besitzen gegenüber einer größeren Anzahl von Schüssen. In den Abbildungen (4.38) und (4.39) werden die Spuren der maximalen Semblance und der entsprechenden LMO-Geschwindigkeiten, die über ein 5-Schuß (400 m)- und ein 11-Schuß (1000 m)-Operatorfenster ermittelt worden sind, gegenübergestellt. Als seismische 3-K-Eingabe für diese und für noch folgende Abbildungen diene der schon in Abb. (3.8) gezeigte Entfernungsausschnitt, den Abbildung (4.37) noch einmal über 5 Sekunden Laufzeitlänge präsentiert.

Untersuchungsgrundlage zur Bestimmung der maximalen Semblance und LMO-Geschwindigkeit bildeten die Spuren der Vertikalkomponente, über die die Parameter in einem 150 ms langen Operatorfenster gemittelt wurden. Die Abbildungen (4.38) und (4.39) verdeutlichen, daß der Algorithmus korrekt arbeitet. Rausch- und Signalbereich lassen sich klar voneinander trennen. Wie schon angedeutet wurde, zeichnet sich beim 5-Schuß-Fenster die maximale Semblance streckenweise durch annähernd 100%ige Kohärenz aus (schwarze Bereiche in Abb. (4.38)). Die Berechnung der max. Semblance über 11 Schüsse zeigt keine vergleichbar hohen Werte. Sie besitzt jedoch den Vorteil eines schärferen Kontrastes zwischen Rausch- und Signalbereich (s. Abb. (4.39)). Dieser Vorteil zeichnet sich auch bei den LMO-Geschwindigkeiten ab, die konsequenterweise über einen längeren Entfernungsbereich besser bestimmbar sind und in der Präsentation geglättet auftreten. Die jeweils unteren Sektionen der Abbildungen (4.38) und (4.39) zeigen nur die LMO-Geschwindigkeiten, die bei einer maximalen Semblance über 0.5 (über 50%ige Kohärenz) ermittelt wurden. Diese Präsentation läßt in angenehmer Weise eine Konzentration der LMO-Geschwindigkeiten auf den Nutzsignalbereich zu.

Sowohl das 5-Schuß-, als auch das 11-Schuß-Operatorfenster ermitteln ähnliche LMO-Geschwindigkeiten. Im Bereich des P-Wellen-Ersteinsatzes liegen diese zwischen 5.8 und 9 km/s, während bei den nachfolgenden Reverberationen Werte zwischen 9 und 9.8 km/s vorherrschen. Hierbei handelt es sich immer entsprechend der gewählten Fensterlänge um lokale Geschwindigkeiten. Sie passen sich lokalen Undulation der Einsätze an, die im Bereich des Ersteinsatzes wesentlich prägnanter sind als bei den nachfolgenden Multiplen, wo sich scheinbar diese Undulationen durch ein mehrmaliges Hin- und Herlaufen der Signale vermischen.

Der zweite Effekt, der durch das Operator-Design bestimmt wird, ist die bereits erwähnte Glättung der Polarisationsparameter. Je größer die Operator-Entfernungslänge ist, desto glatter werden die Polarisationsparameter-Werte. Mit der Butterworth-Funktion 2. Ordnung und einer zeitvarianten Noise-Korrektur wurden in Abbildung (4.40) die Rektilinearitäten einerseits für ein eindimensionales Operatorfenster von 150 ms Länge und andererseits für die schon vorher gewählten zweidimensionalen Operatorfenster berechnet. Unter Anwendung eines adaptiven Cut-off-Wertes für die Butterworth-Funktion wird ein scharfer Kontrast zwischen Signal- und

Noisebereich erzielt. Im eindimensionalen Fall gelingt es nicht für jede 3-K-Aufzeichnung, Rektilinearitäten zwischen 0.9 und 1.0 im Signalbereich herzustellen. Mit anwachsendem Operator-Entfernungsfenster verschmieren die Rektilinearitäten; d.h. niedrige RL -Werte im Signalbereich werden mit einem zweidimensionalen Operatorfenster erhöht. Im Noisebereich hingegen verschwinden zunehmend hohe Rektilinearitäten.

Diese Wirkungsweise wird auch beim Richtungskoeffizienten erzielt und in den Abbildungen (4.41) bis (4.43) veranschaulicht. Es wurden die Originalspuren der Abb. (4.37) mit dem Richtungskoeffizienten $D(k=0.5)$ des jeweiligen Operatorfensters gewichtet. Die Funktionalität des Richtungsfilters wird bei jedem Operatorfenster sichtbar. Die P-Wellenanteile werden auf den Horizontalkomponenten fast eliminiert. Mit wachsendem Operator-Entfernungsfenster werden jedoch auf den seismischen Komponenten die Signale kohärenter, während Rauschsignale weiter reduziert werden können.

Mit Hinzunahme der Rektilinearität zur Gewichtungsfunktion wird eine vollständige Polarisationsfilterung erreicht. Das Verhalten der Rektilinearität, das in Abb.(4.40) für die jeweiligen Operator-Entfernungsfenster beschrieben worden ist, bildet sich im Ergebnis der polarisationsgefilterten seismischen Komponenten ab. Unter Anwendung des 11-Schuß-Operatorfensters wird das beste Resultat erzielt (s.Abb. (4.44 - 4.46)).

Beginnend mit Abbildung (4.37) wurden bislang die 3-K-Sektionen nur für die P_g -Phase, der am Basement refraktierten P-Welle, mit einer Reduktionsgeschwindigkeit von 8 km/s gezeigt. Abbildung (4.47) zeigt jetzt mit 4.62 km/s reduzierter Laufzeit und mit um $1/\sqrt{3}$ reduzierter Zeitskala für denselben Entfernungsausschnitt die S_g -Phase in Originalaufnahme. Generell liegt über die gesamte Sektion eine nicht so hohe Kohärenz wie beim P-Wellen-Ausschnitt vor. Erwartungsgemäß treten auf den Horizontalkomponenten die S-Wellen-Signale stärker hervor als auf der Vertikalkomponente. Zusätzlich werden auf allen drei Komponenten hinunterlaufende Einsätze beobachtet, die die S_g -Phase kreuzen. Hierbei handelt es sich um konvertierte Reflektionsphasen aus tieferen Schichten.

Abbildung (4.48) zeigt diesen Datensatz nach Anwendung eines 11-Schuß Polarisationsfilters mit $k=0.5$ für den Richtungskoeffizienten und adaptiv ermittelter Rektilinearität der Butterworth-Funktion 2.Ordnung. Insgesamt zeigt sich eine sehr starke Reduzierung aller Signale. Auf der Vertikalkomponente sind die Wellenanteile der S_g -Phase eliminiert. Hier lassen sich nur noch streckenweise hinunterlaufende Phasen erkennen, die anscheinend P-Wellen-Charakter aufweisen. Auf den Horizontalkomponenten wurden teilweise auch die S_g -Phasen stark reduziert. Dies ist maßgeblich darauf zurückzuführen, daß die S_g -Phasen auf beiden Horizontalkomponenten nicht in Phase sind, so daß die Rektilinearität hier zusammenbricht und eine schwächere Gewichtung projiziert. Auf Grund dessen wurde in Abbildung (4.49) statt der Rektilinearität der Ebenheitskoeffizient als zusätzlicher Gewichtungsfaktor zum Richtungskoeffizienten gewählt. Diese Wahl erweist sich für die S-Phasen wesentlich effektiver, wenn auch in einigen Bereichen der Rauschpegel angehoben wird.

Das 11-Schuß-Operatorfenster von 150 ms Länge, das sich in den gezeigten Sektionsausschnitten als geeignet herausstellte, wurde jetzt auf die komplette Registrierung des Profils A (s. Abb. (4.1)) angewendet.

Die Abbildungen (4.50) und (4.51) zeigen zunächst die Originalaufnahmen mit einer Reduktionsgeschwindigkeit von 8 km/s und 4.62 km/s. Letztere wurde wieder mit einem Zeitskalierungsfaktor von $1/\sqrt{3}$ gegenüber der mit 8 km/s reduzierten Darstellung versehen, um die Laufzeitäste der P- und S-Wellen direkt vergleichen zu können.

Nach einer Polarisationsfilterung mit einem 11-Schuß-Operatorfenster von 150 ms Länge zeigen die Abbildungen (4.52) und (4.53) eine sehr starke Rauschunterdrückung. Die Anwendung der neu eingeführten adaptiven Filterfunktion für die Rektilinearität (angewendet in Abb. (4.52)) und für den Ebenheitskoeffizienten (angewendet in Abb. (4.53)) zeigt unter Zuhilfenahme einer Zeitfenster-gesteuerten Noisekorrektur sehr gute Resultate über die gesamte Sektion. Durch das Verschmieren der Polarisationsparameter bei Verwendung des zweidimensionalen Operatorfensters treten auch bei niedrigen Signal/Noise-Verhältnissen und resultierenden ungünstigen Polarisationsparametern wenige Datenlücken auf und eine gute Korrelierbarkeit der seismischen Signale bleibt erhalten und kann teilweise erhöht werden. Deutlich feststellbar ist die gute Trennung des Wellenfeldes auf den einzelnen Komponenten. Abbildung (4.52) zeigt auf der Vertikalkomponente nur noch P-Wellenanteile. Die auf dieser Komponente in Abb. (4.50) noch erkennbare S_g -Phase wurde fast eliminiert. Entsprechendes gilt für die Horizontalkomponenten, wo die P_g -Phase auf der Transversalkomponente eliminiert wird, während auf der Radialkomponente in einigen Bereichen noch Nachschwingungen erhalten bleiben.

Gute Resultate zeigen sich auch in der Abbildung (4.53) mit Anwendung des adaptiven Ebenheitskoeffizienten. In dieser auf die S-Wellen konzentrierenden Darstellung wird ebenfalls eine Trennung der Wellenanteile erzielt und eine Identifizierung des vektoriellen Wellenfeldcharakters erreicht.

Es wurde demonstriert, daß das hier vorgestellte Verfahren mit Anwendung der Semblance-gesteuerten LMO-Korrektur neigungsunempfindlich ist und große Beobachtungsentfernungen mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten verarbeiten kann.

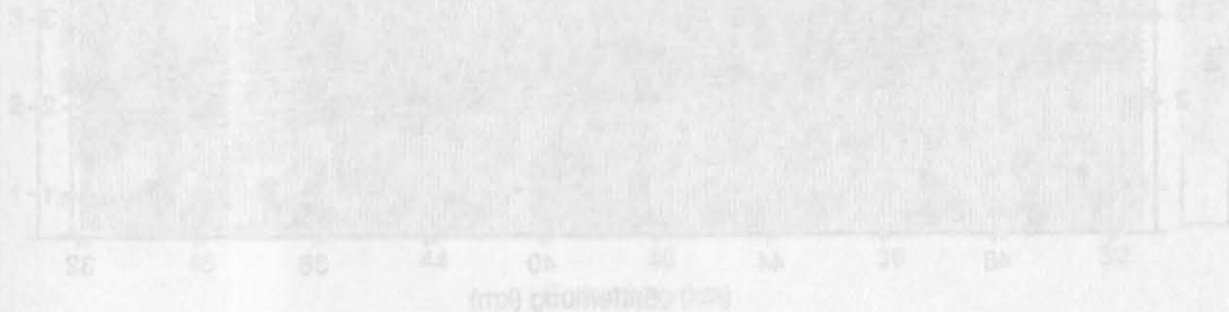


Abbildung 4.52: Originalaufnahme der Vertikalkomponente aus Abb. (4.37) gemäß Abb. 4.50

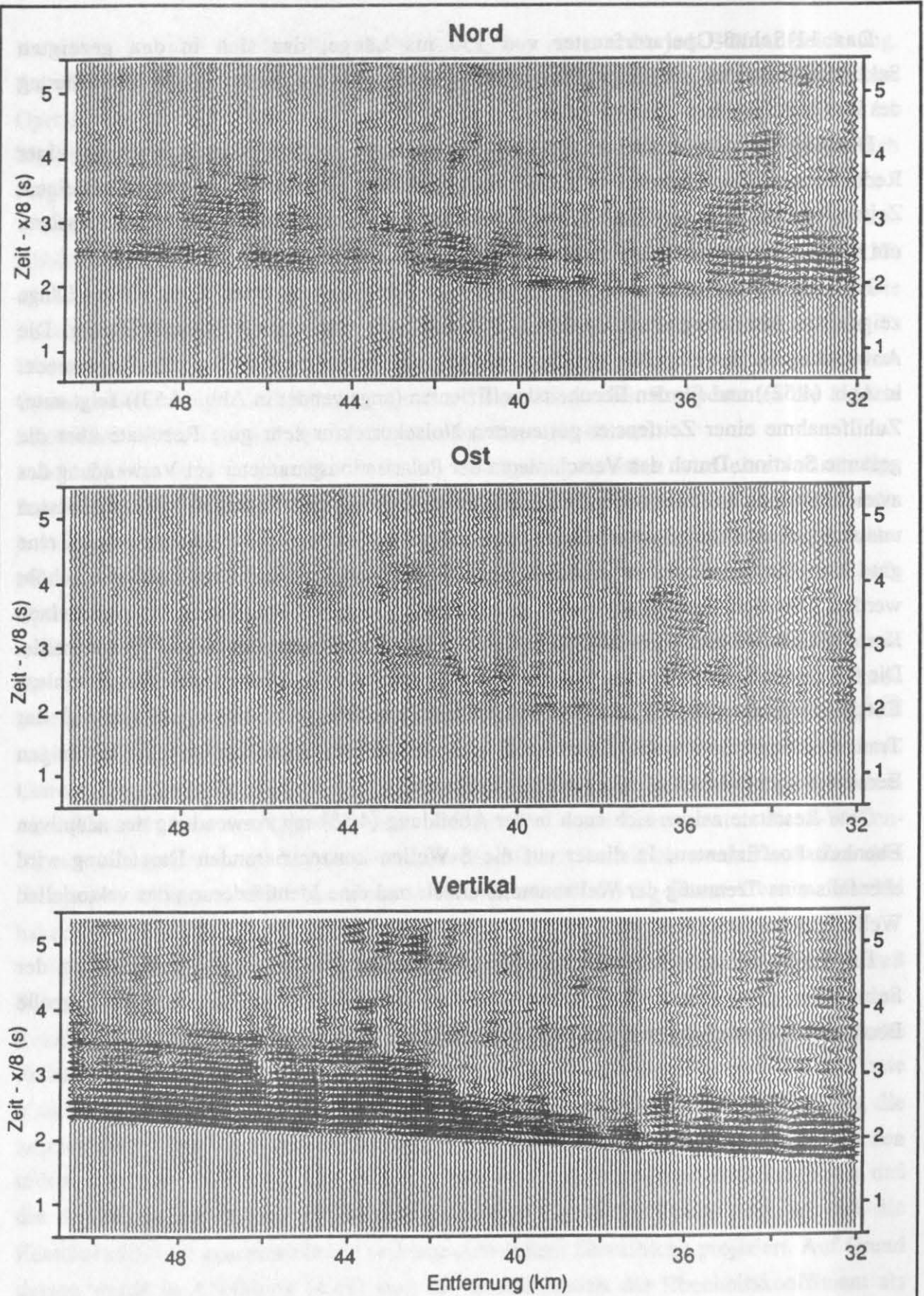


Abbildung 4.37: Refraktionsseismisches 3-K-Datenbeispiel in Originalaufnahme mit wahren Amplituden.

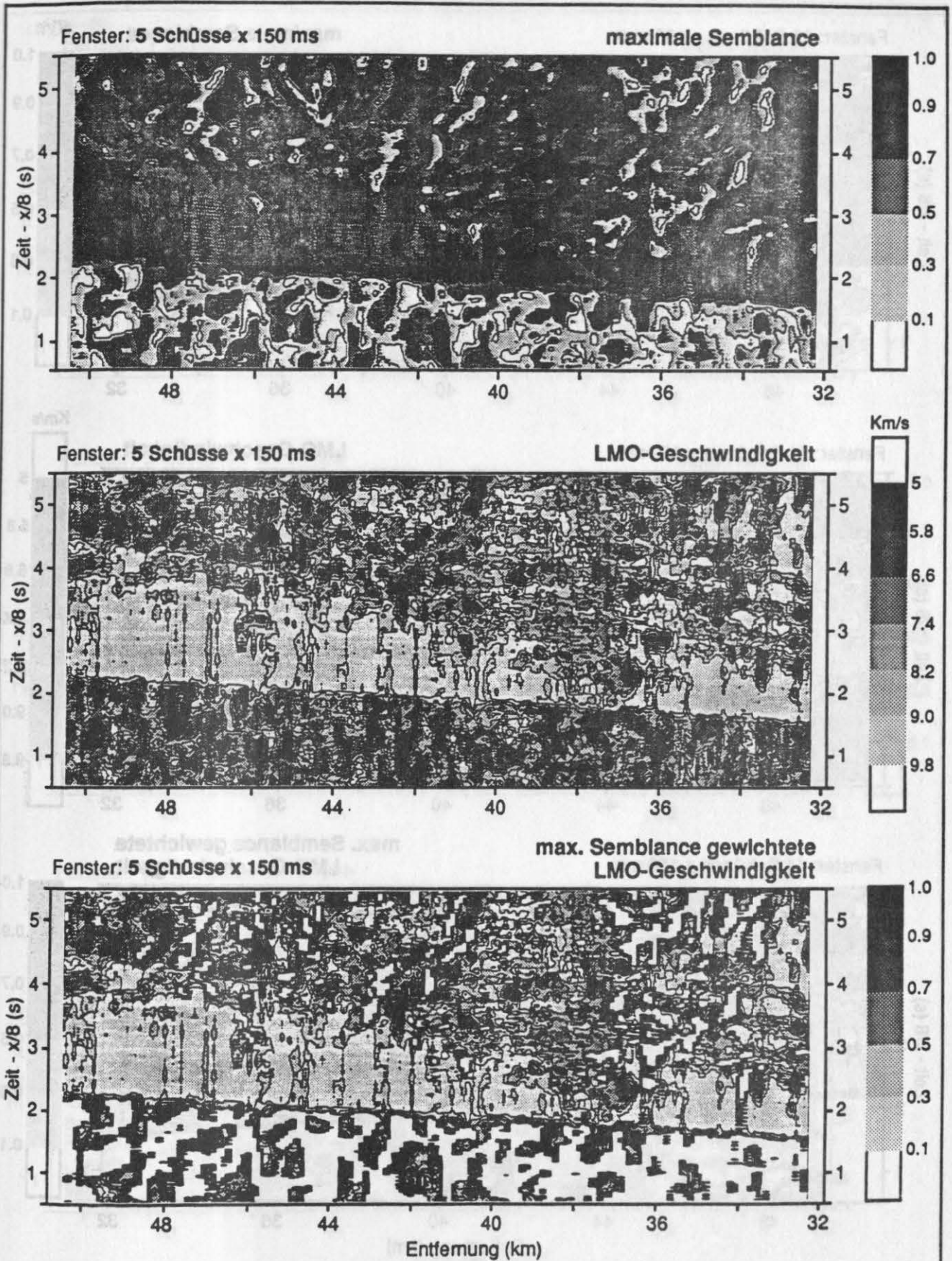


Abbildung 4.38: Darstellung der maximalen Semblance und LMO-Geschwindigkeit in einem 5-Schuß-Fenster der Vertikalkomponente aus Abb. (4.37) gemittelt über 150 ms.

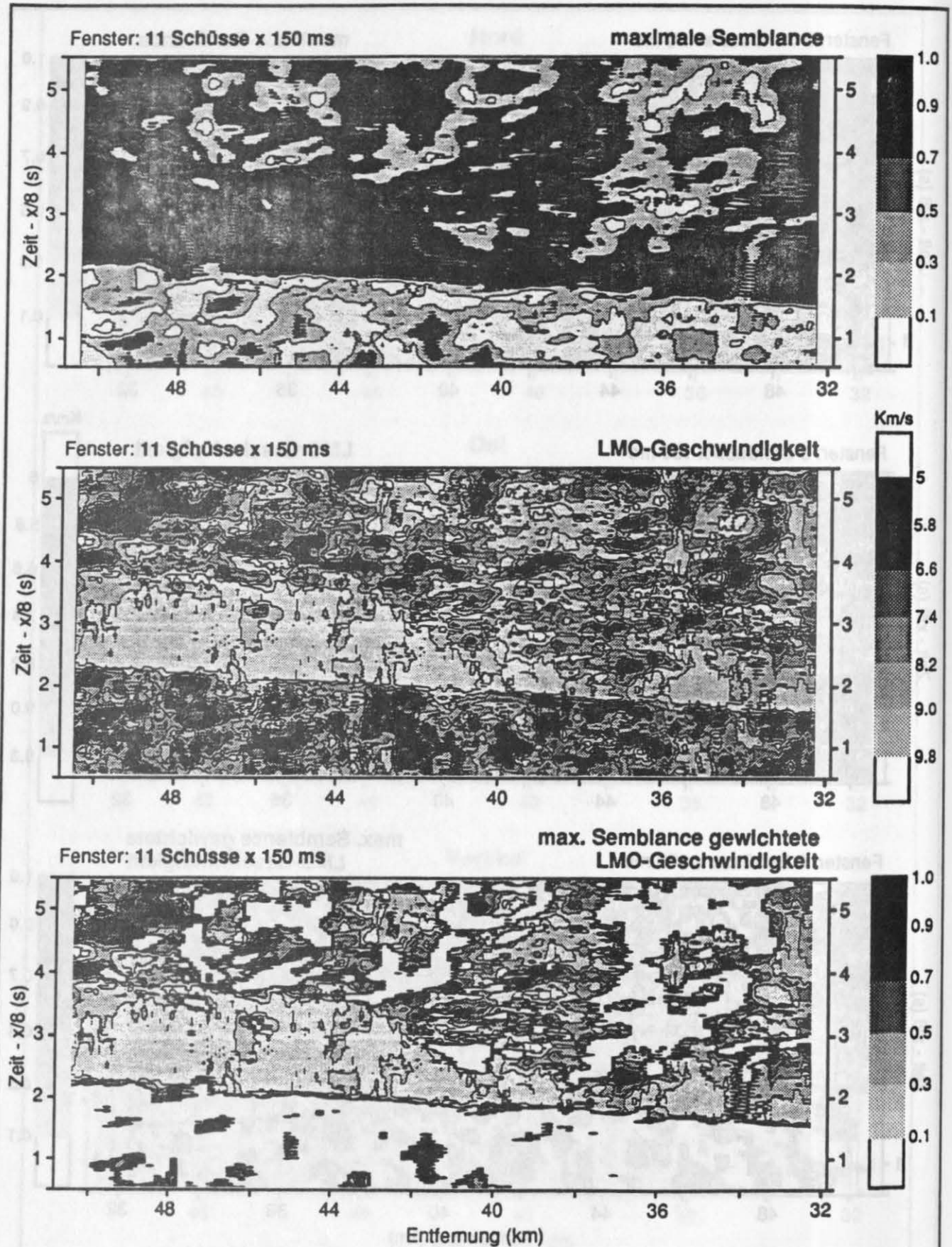


Abbildung 4.39: Darstellung der maximalen Semblance und LMO-Geschwindigkeit in einem 11-Schuß-Fenster der Vertikalkomponente aus Abb. (4.37) gemittelt über 150 ms.

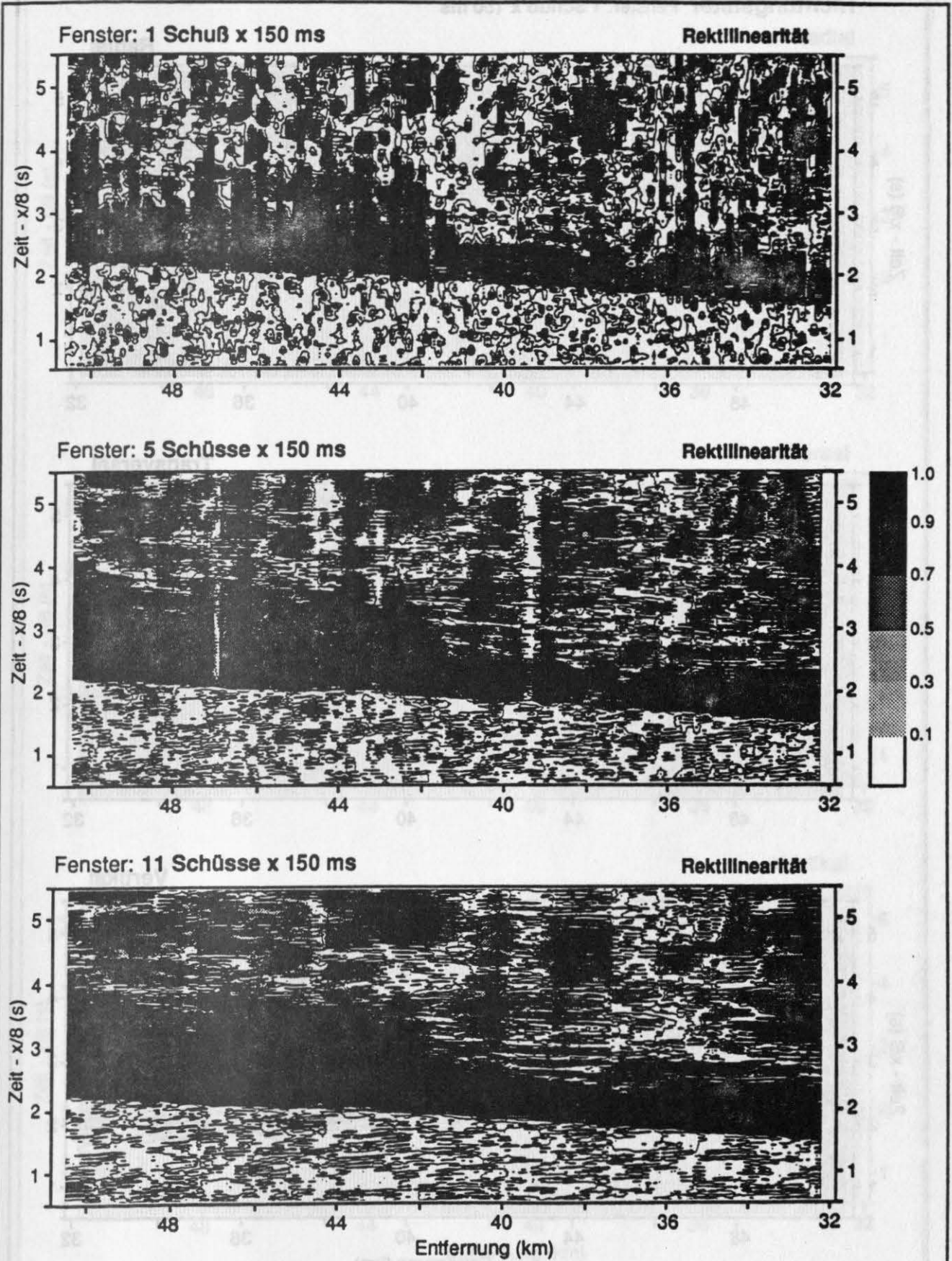


Abbildung 4.40: Darstellung der adaptiv mit einer Butterworth-Funktion 2.Ordnung ermittelten Rektilinearität RL des Datenbeispiels aus Abb. (4.37). Verwendetes Operatorfenster: (oben): eindimensional 150 ms, (mitte): fünf 3-K-Sätze x 150 ms, (unten): elf 3-K-Sätze x 150 ms.

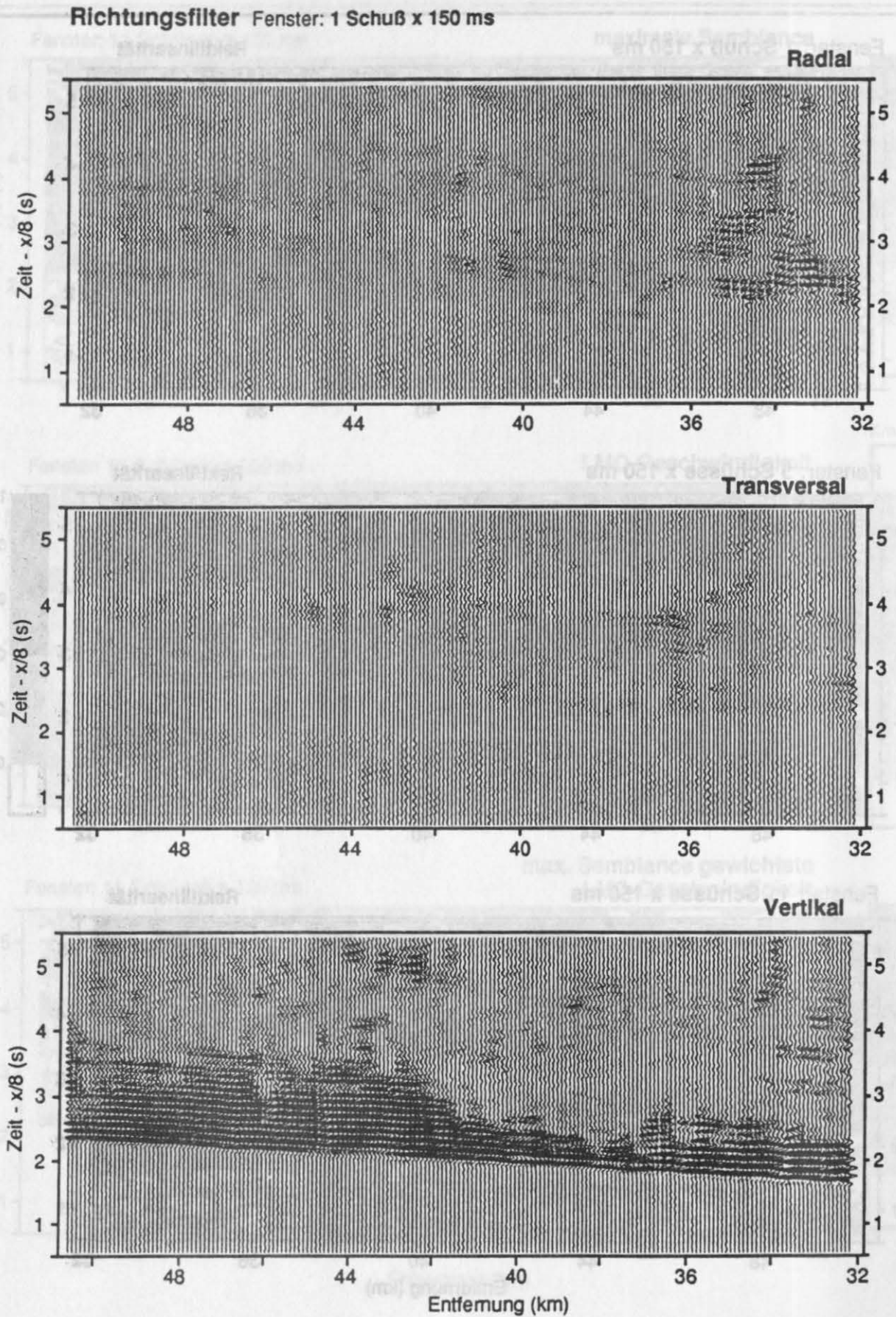
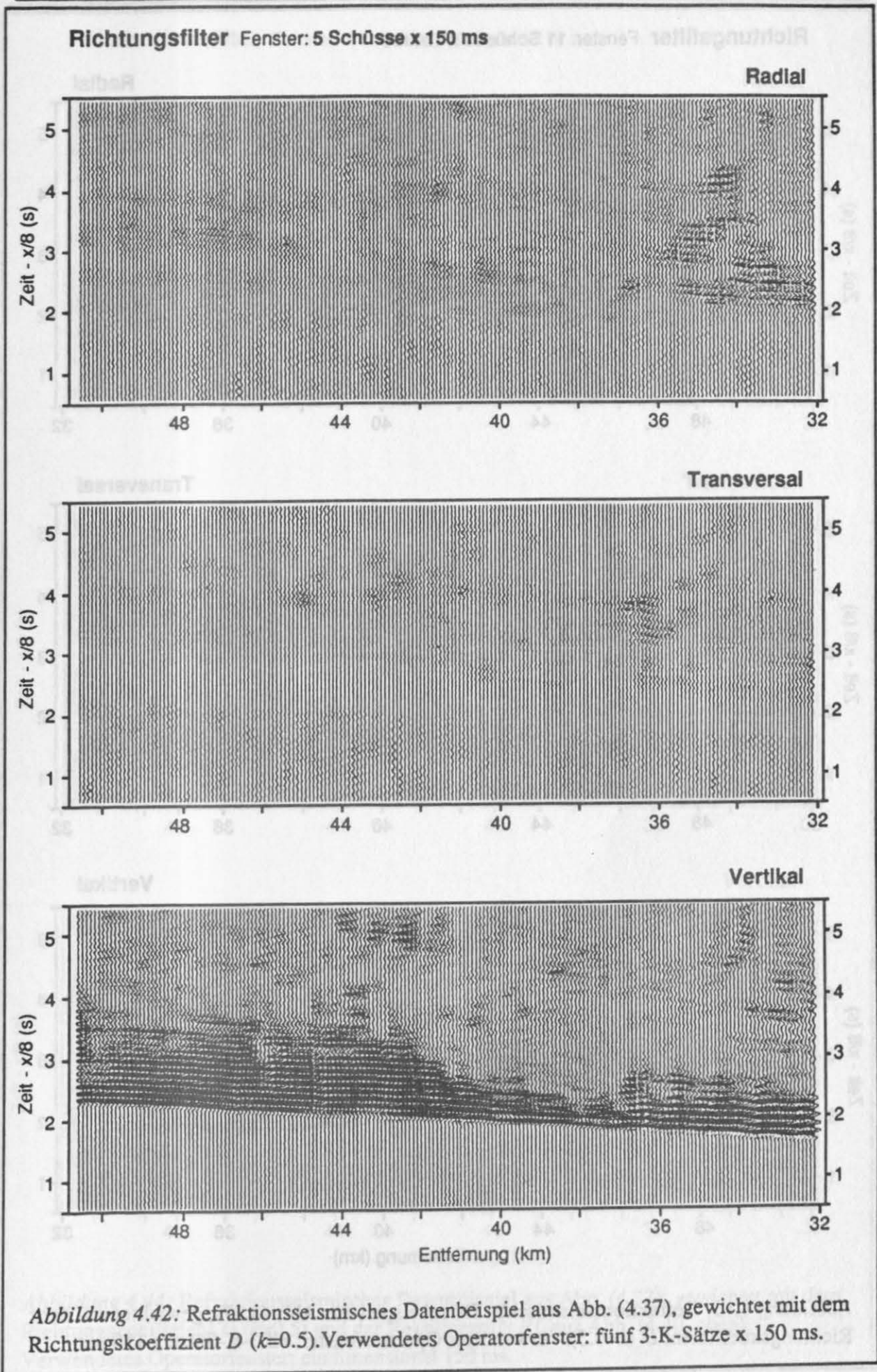


Abbildung 4.41: Refraktionsseismisches Datenbeispiel aus Abb. (4.37), gewichtet mit dem Richtungskoeffizient D ($k=0.5$). Verwendetes Operatorfenster: eindimensional 150 ms.



Richtungsfiler Fenster: 11 Schüsse x 150 ms

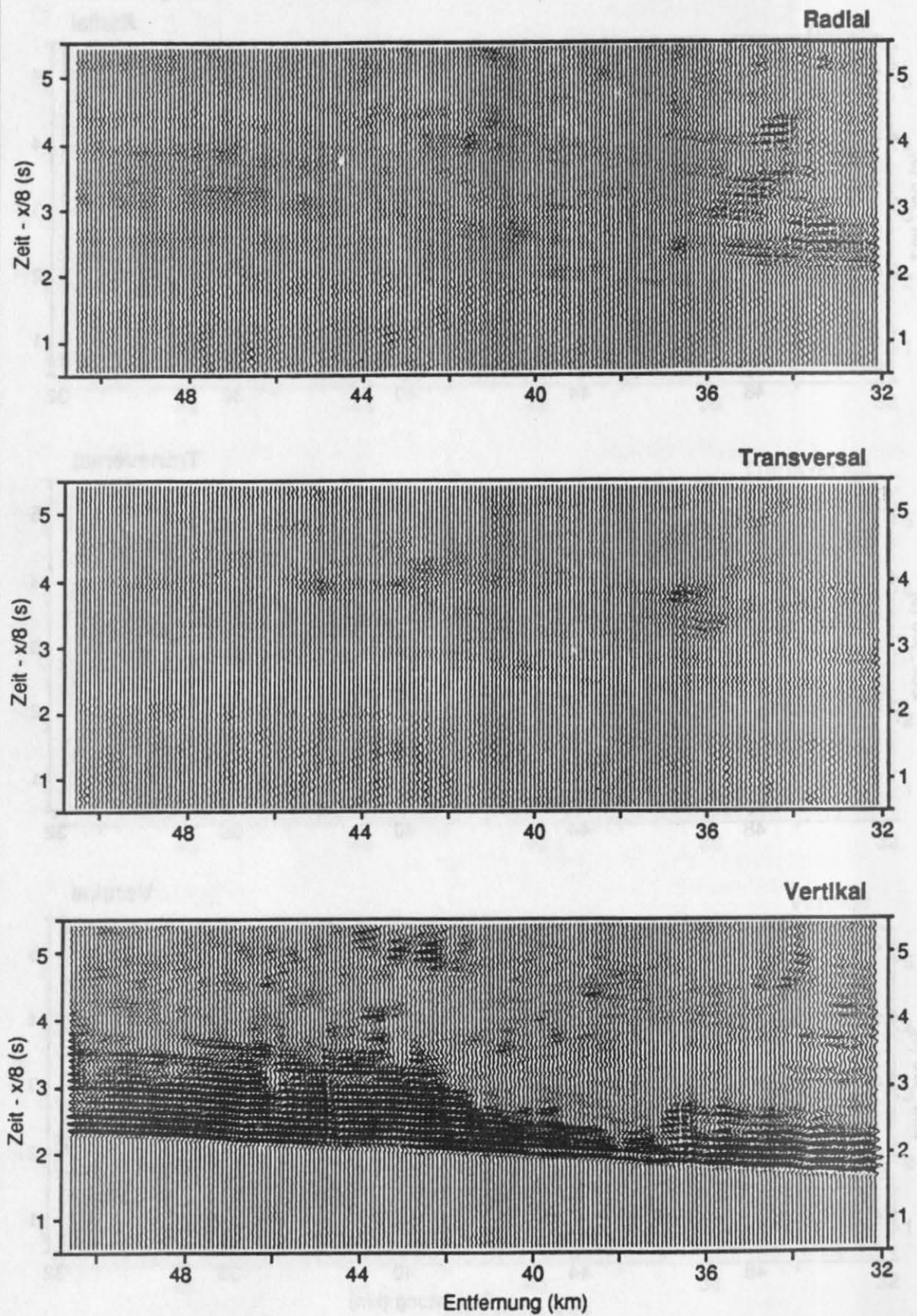


Abbildung 4.43: Refraktionsseismisches Datenbeispiel aus Abb. (4.37), gewichtet mit dem Richtungskoeffizient D ($k=0.5$). Verwendetes Operatorfenster: elf 3-K-Sätze x 150 ms.

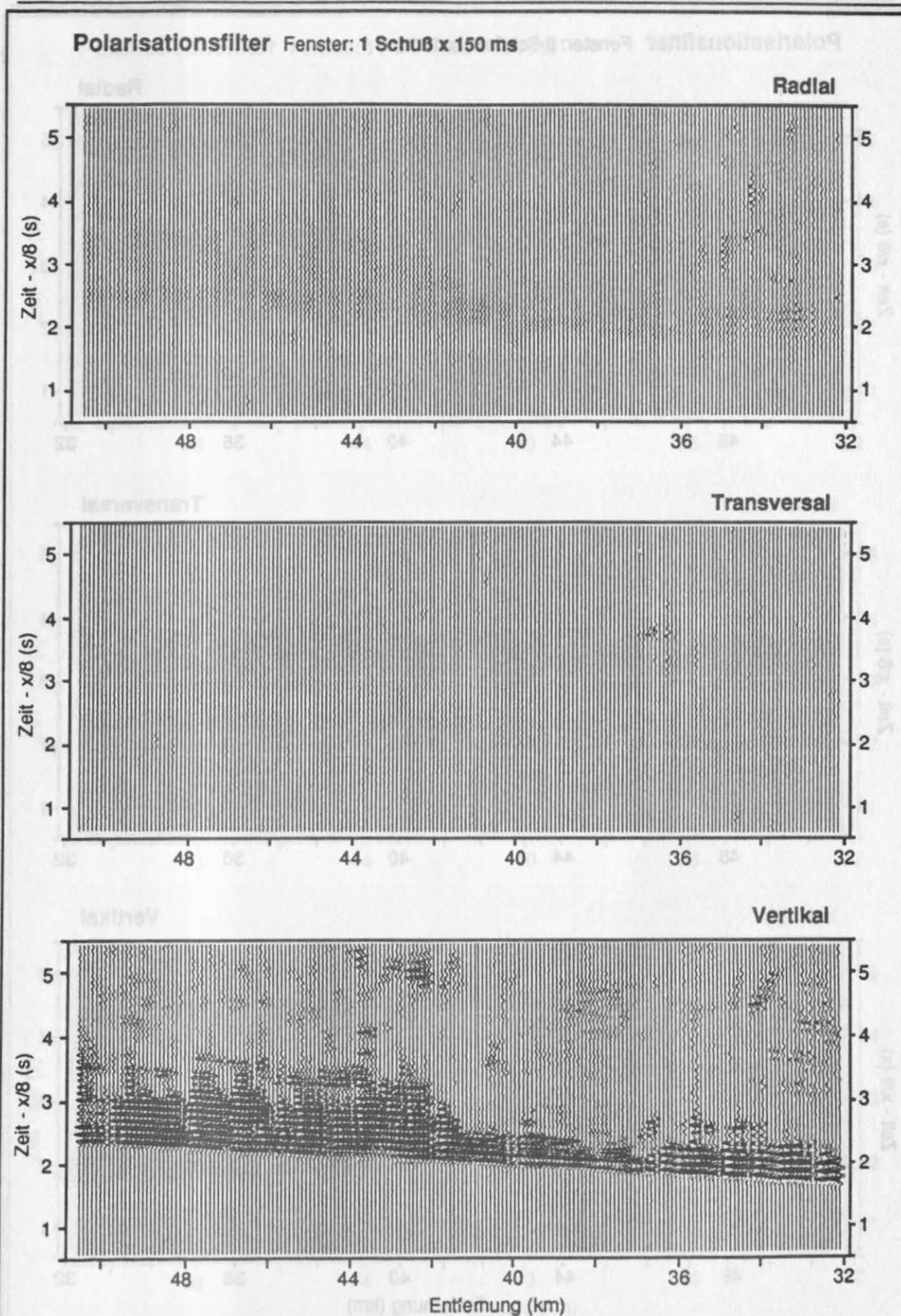


Abbildung 4.44: Refraktionsseismisches Datenbeispiel aus Abb. (4.37), gewichtet mit dem Richtungskoeffizient D ($k=0.5$) und der Rektilinearität RL aus Abb. (4.40, oben). Verwendetes Operatorfenster: eindimensional 150 ms.

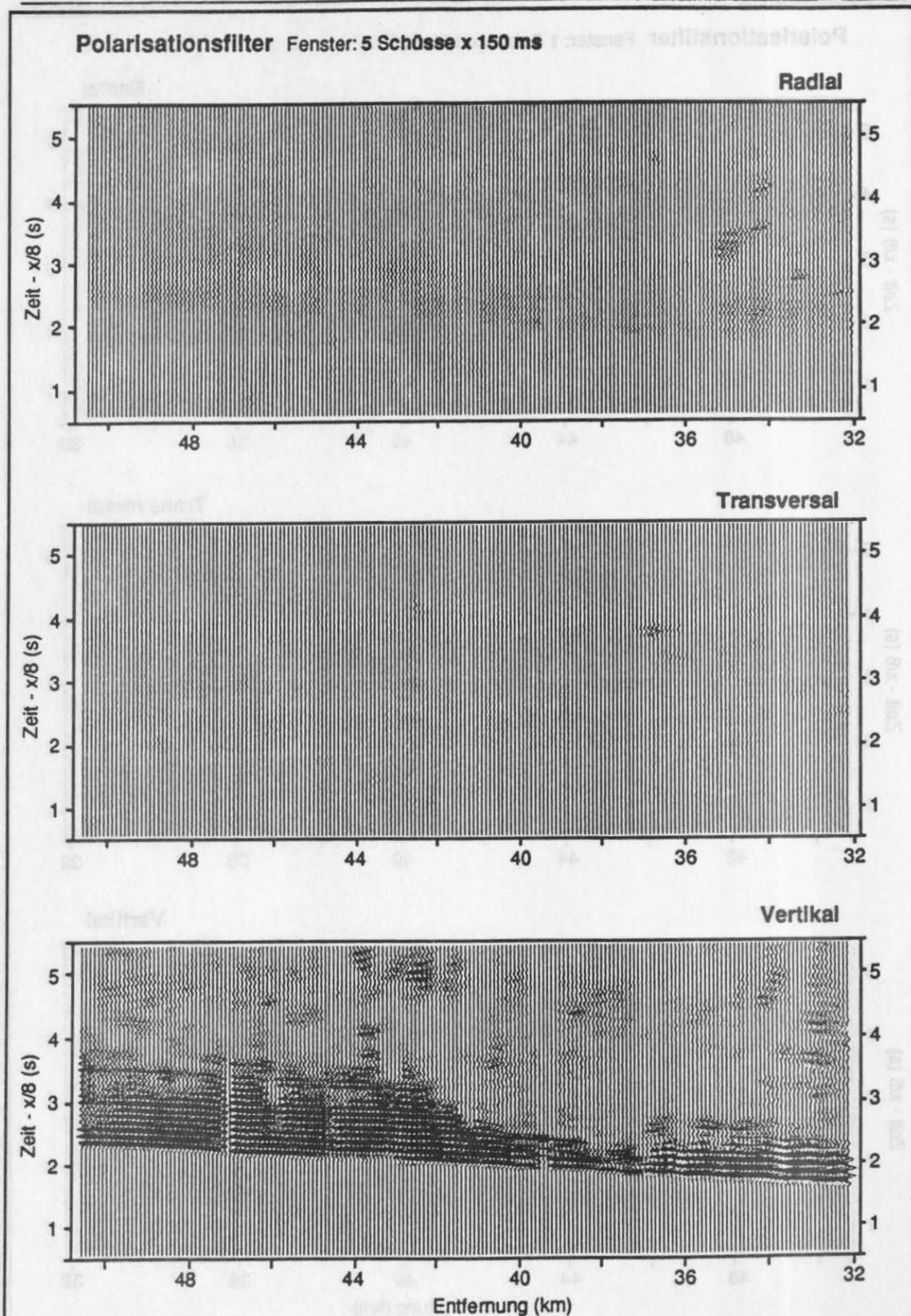


Abbildung 4.45: Refraktionsseismisches Datenbeispiel aus Abb. (4.37), gewichtet mit dem Richtungskoeffizient D ($k=0.5$) und der Rektilinearität RL aus Abb. (4.40, mitte). Verwendetes Operatorfenster: fünf 3-K-Sätze x 150 ms.

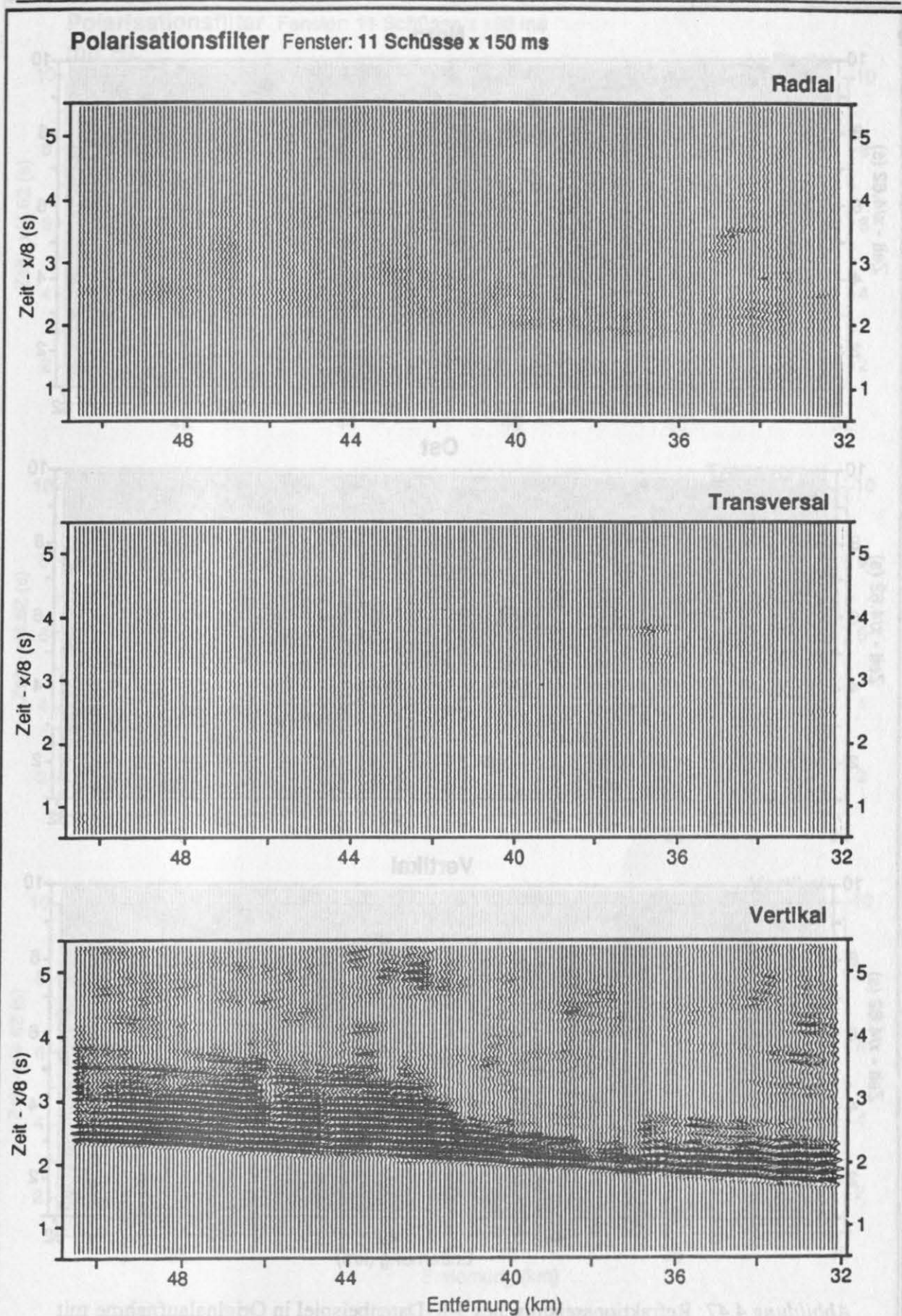


Abbildung 4.46: Refraktionsseismisches Datenbeispiel aus Abb. (4.37), gewichtet mit dem Richtungskoeffizient D ($k=0.5$) und der Rektilinearität RL aus Abb. (4.40, unten).
Verwendetes Operatorfenster: elf 3-K-Sätze x 150 ms.

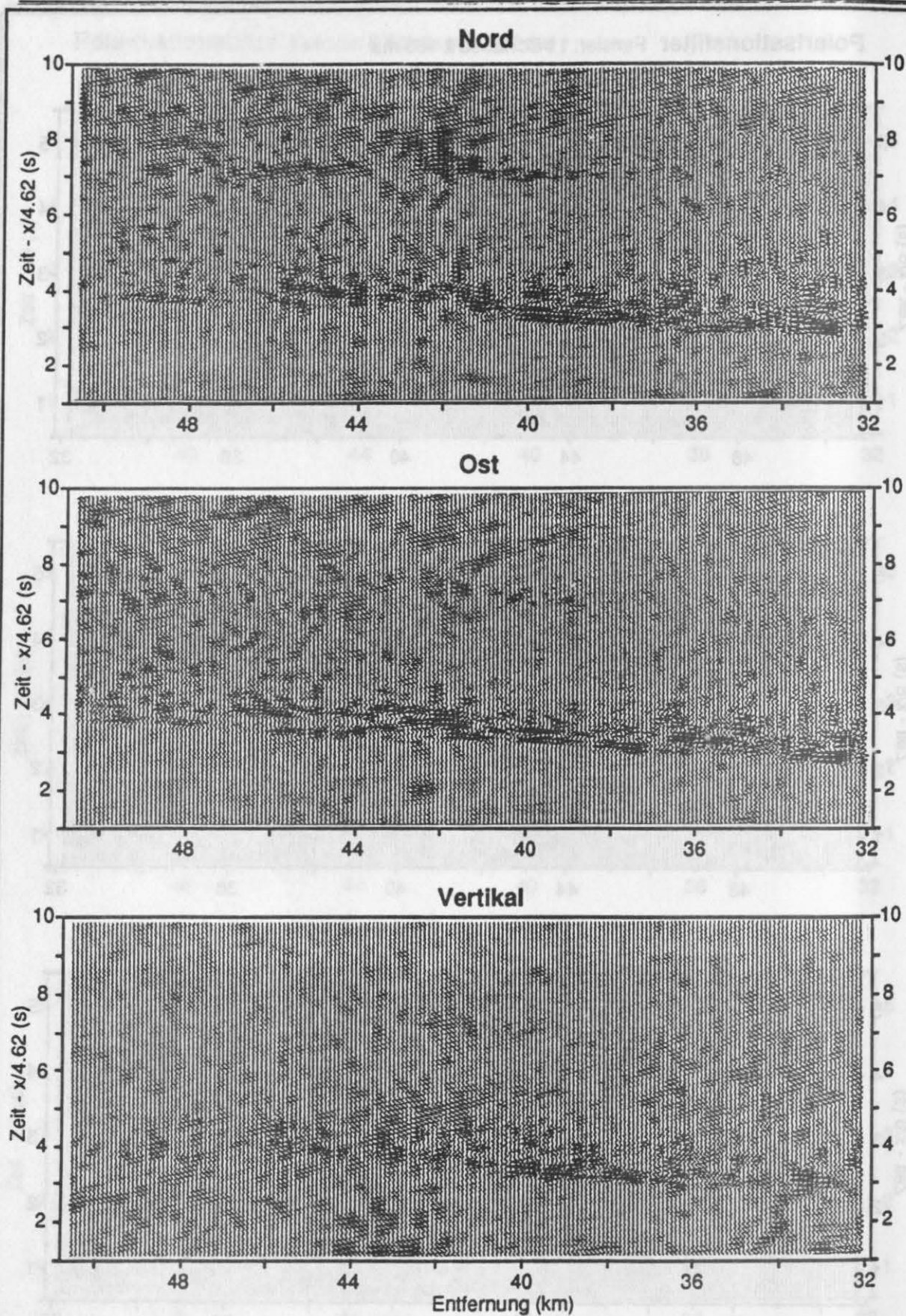


Abbildung 4.47: Refraktionsseismisches 3-K-Datenbeispiel in Originalaufnahme mit wahren Amplituden. S-Wellen-Zeitausschnitt mit einer Laufzeitreduktion von 4.62 km/s und Zeitskalareduzierung um $1/\sqrt{3}$ gegenüber Abb. (4.37).

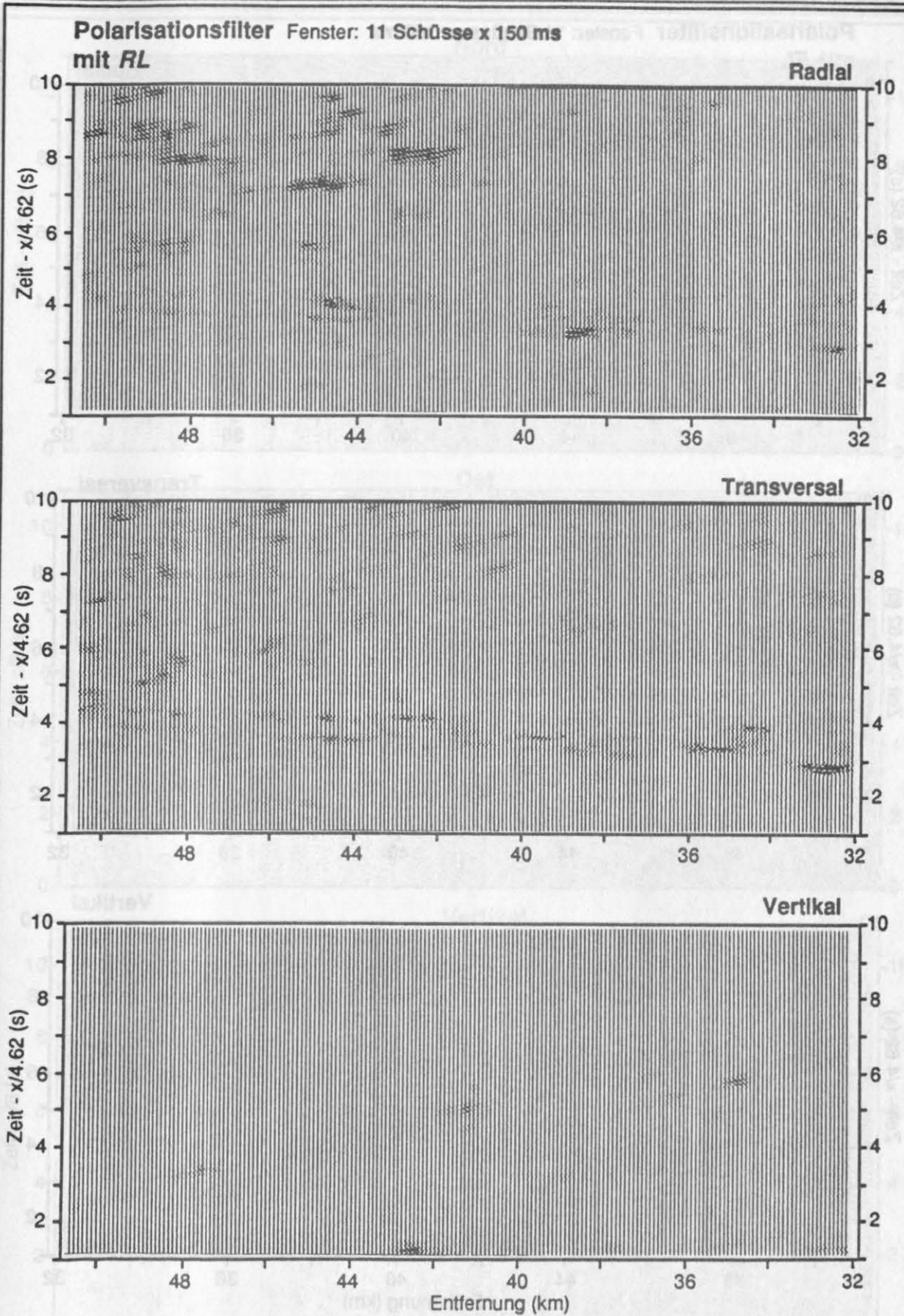


Abbildung 4.48: Refraktionsseismisches Datenbeispiel aus Abb. (4.47), gewichtet mit dem Richtungskoeffizient D ($k=0.5$) und der Rektilinearität RL .
Verwendetes Operatorfenster: elf 3-K-Sätze x 150 ms.

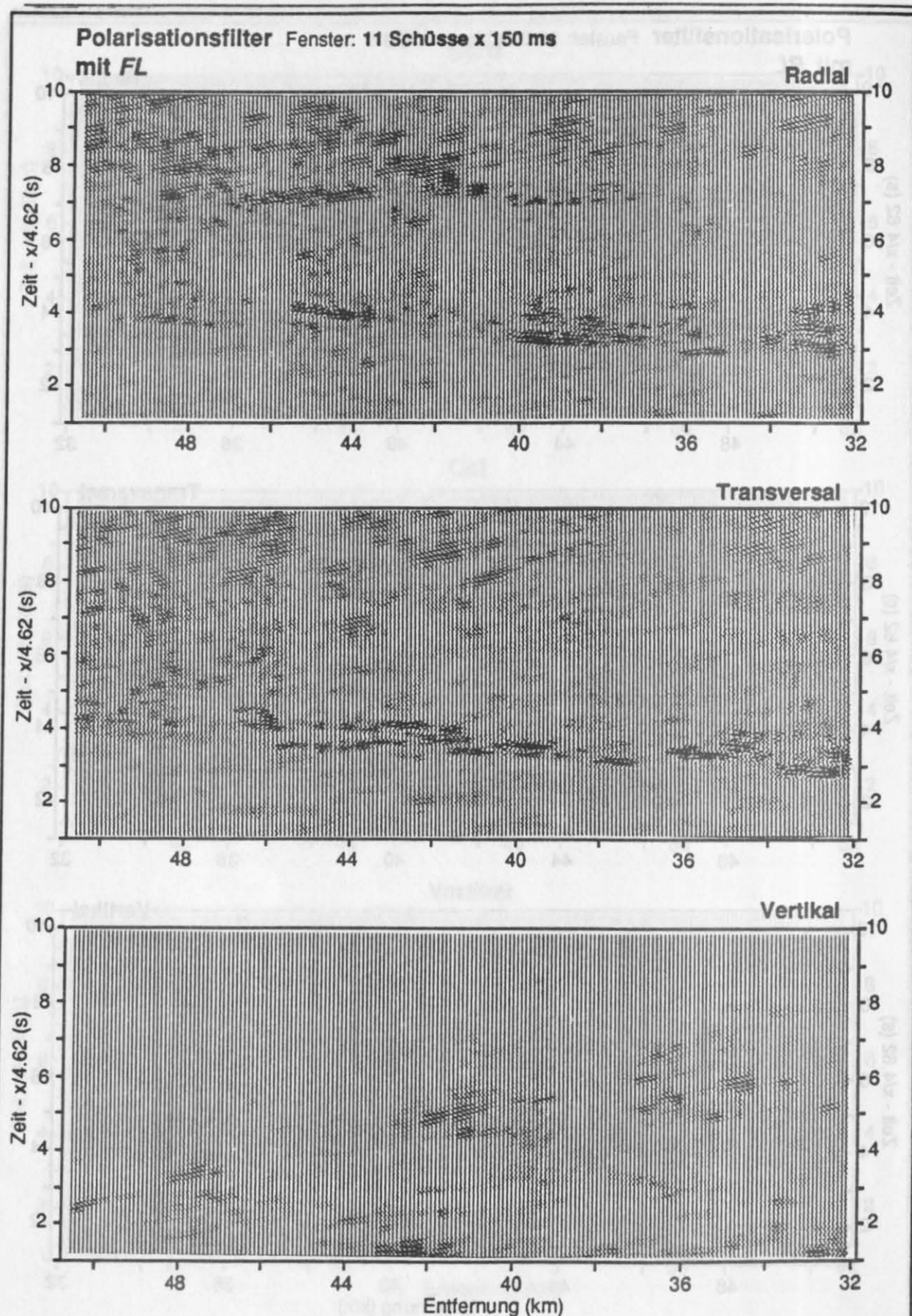


Abbildung 4.49: Refraktionsseismisches Datenbeispiel aus Abb. (4.47), gewichtet mit dem Richtungskoeffizient D ($k=0.5$) und dem Ebenheitskoeffizient FL . Verwendetes Operatorfenster: elf 3-K-Sätze x 150 ms.

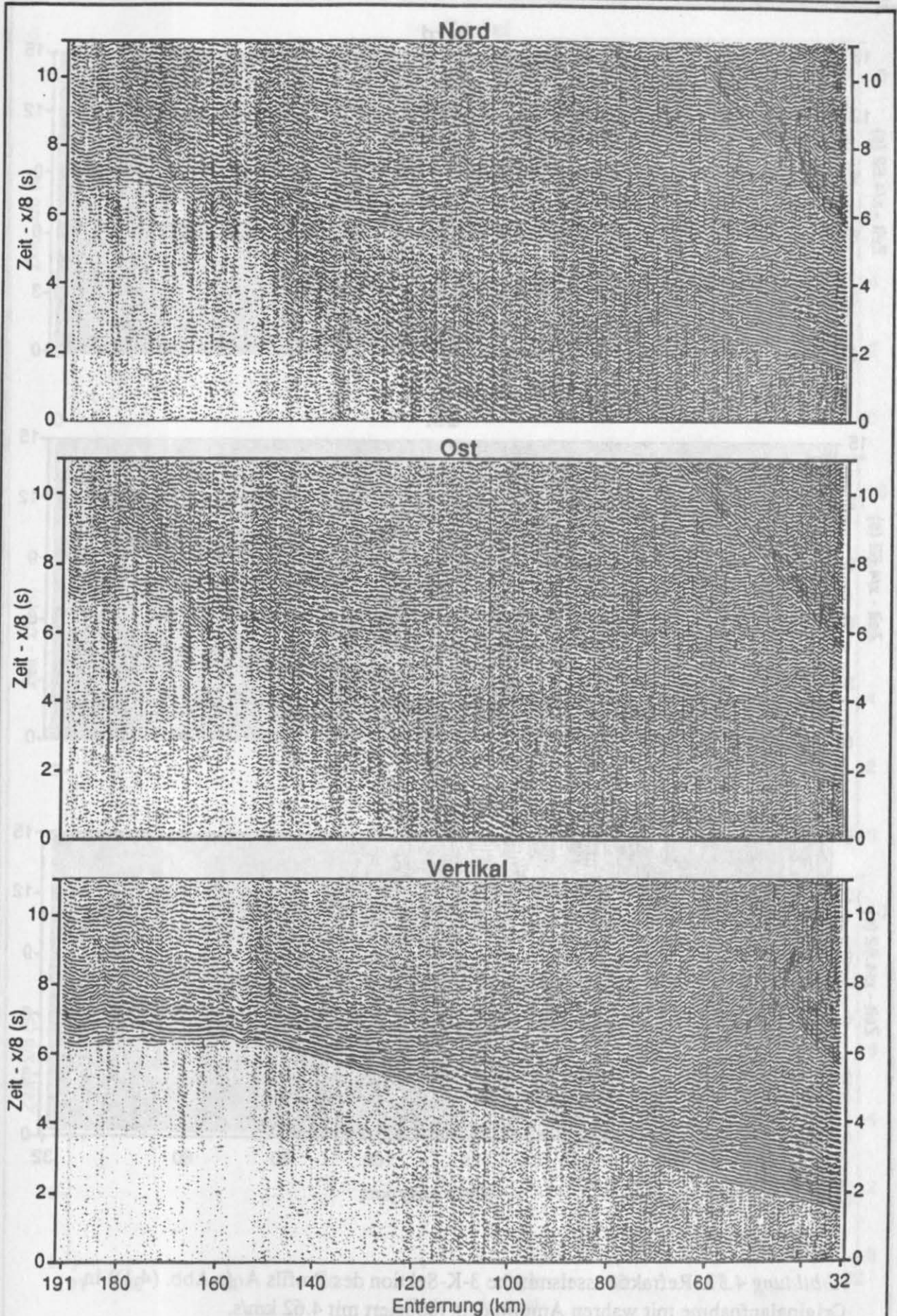


Abbildung 4.50: Refraktionsseismische 3-K-Sektion des Profils A (s.Abb. (4.1)) in Originalaufnahme mit wahren Amplituden.

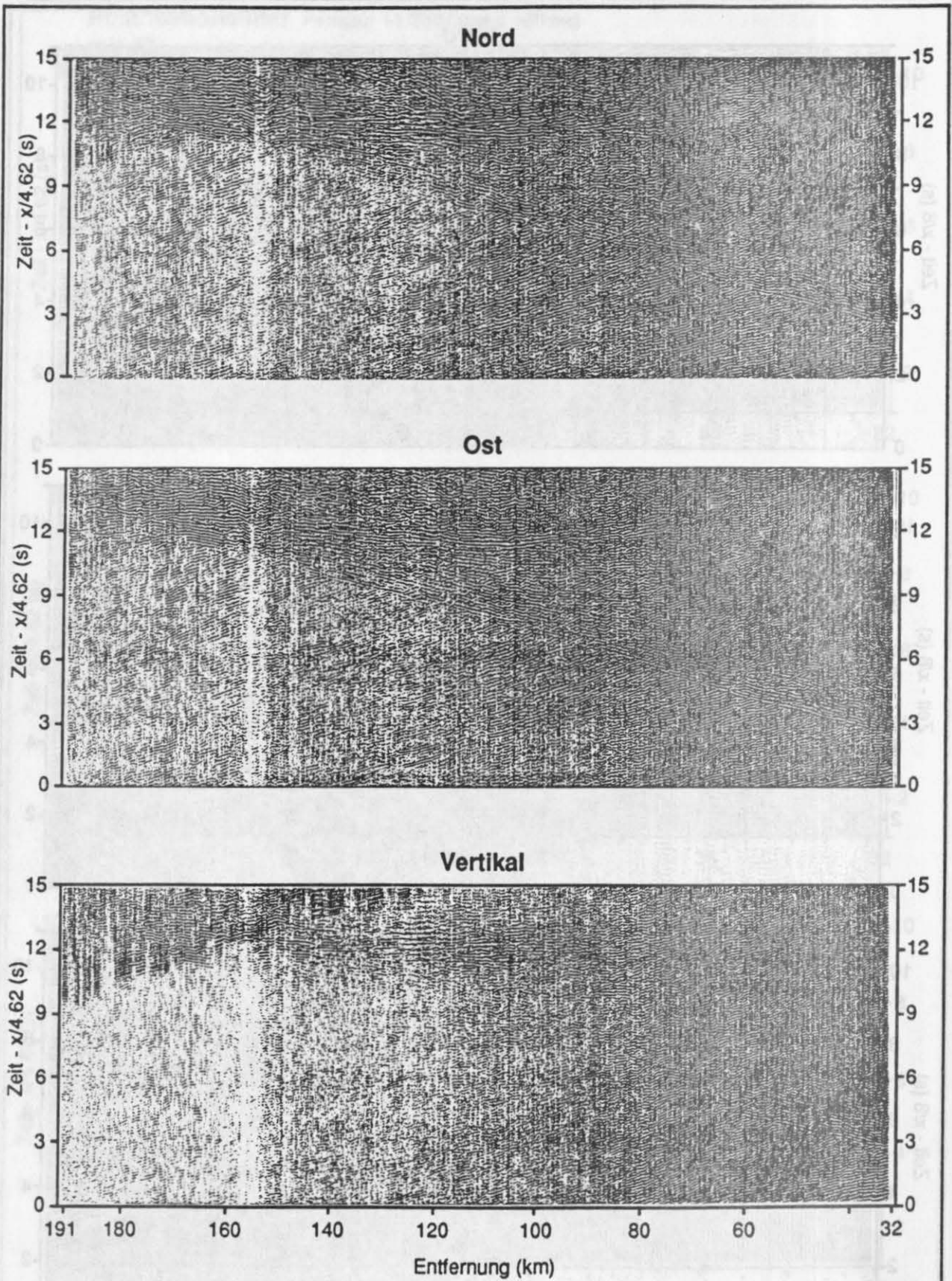


Abbildung 4.51: Refraktionsseismische 3-K-Sektion des Profils A (s. Abb. (4.1)) in Originalaufnahme mit wahren Amplituden, reduziert mit 4.62 km/s.

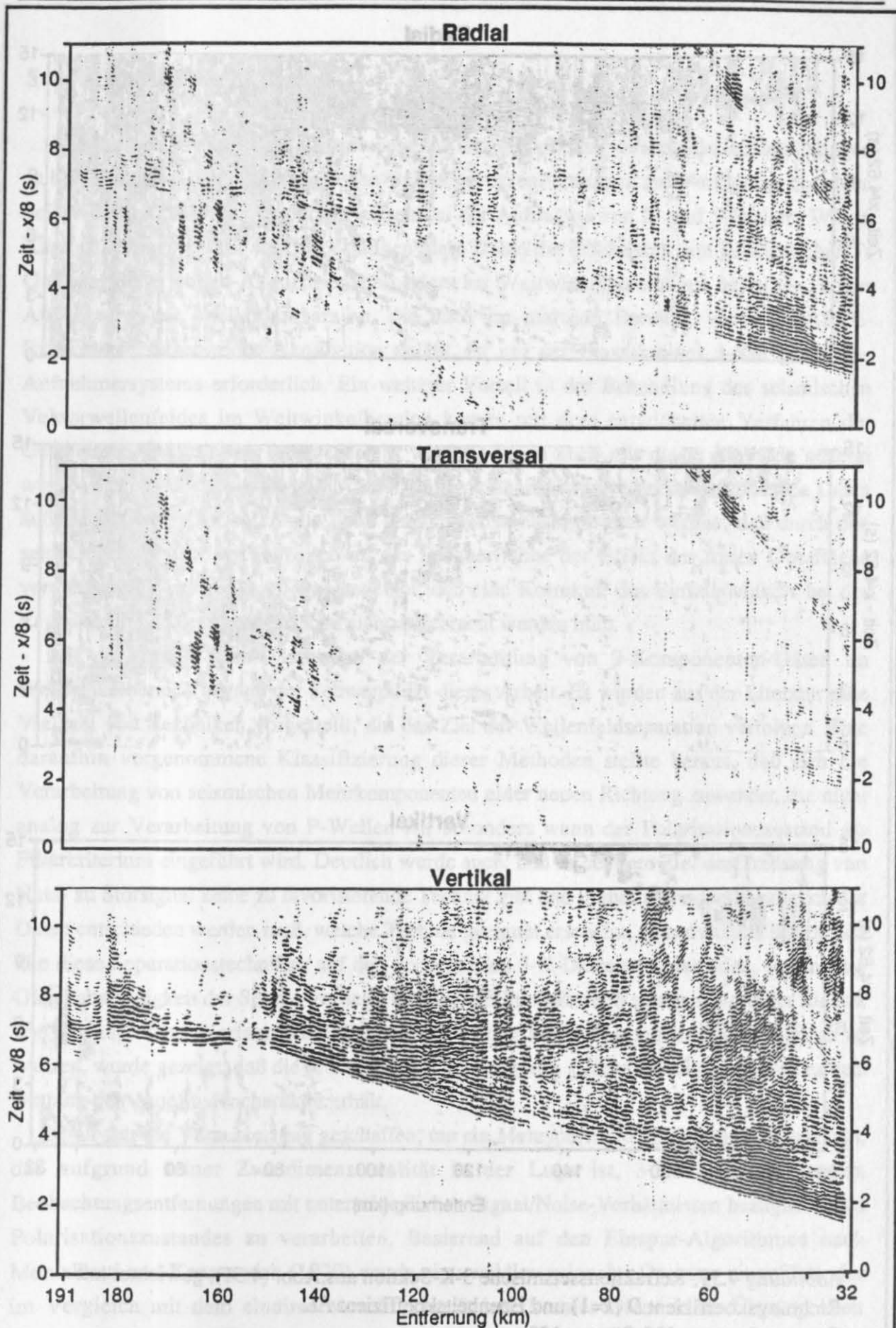


Abbildung 4.52: Refraktionsseismische 3-K-Sektion aus Abb. (4.50), gewichtet mit Richtungskoeffizient D ($k=1$) und Rektilinearität RL . Operatorfenster: elf 3-K-Sätze \times 150 ms.

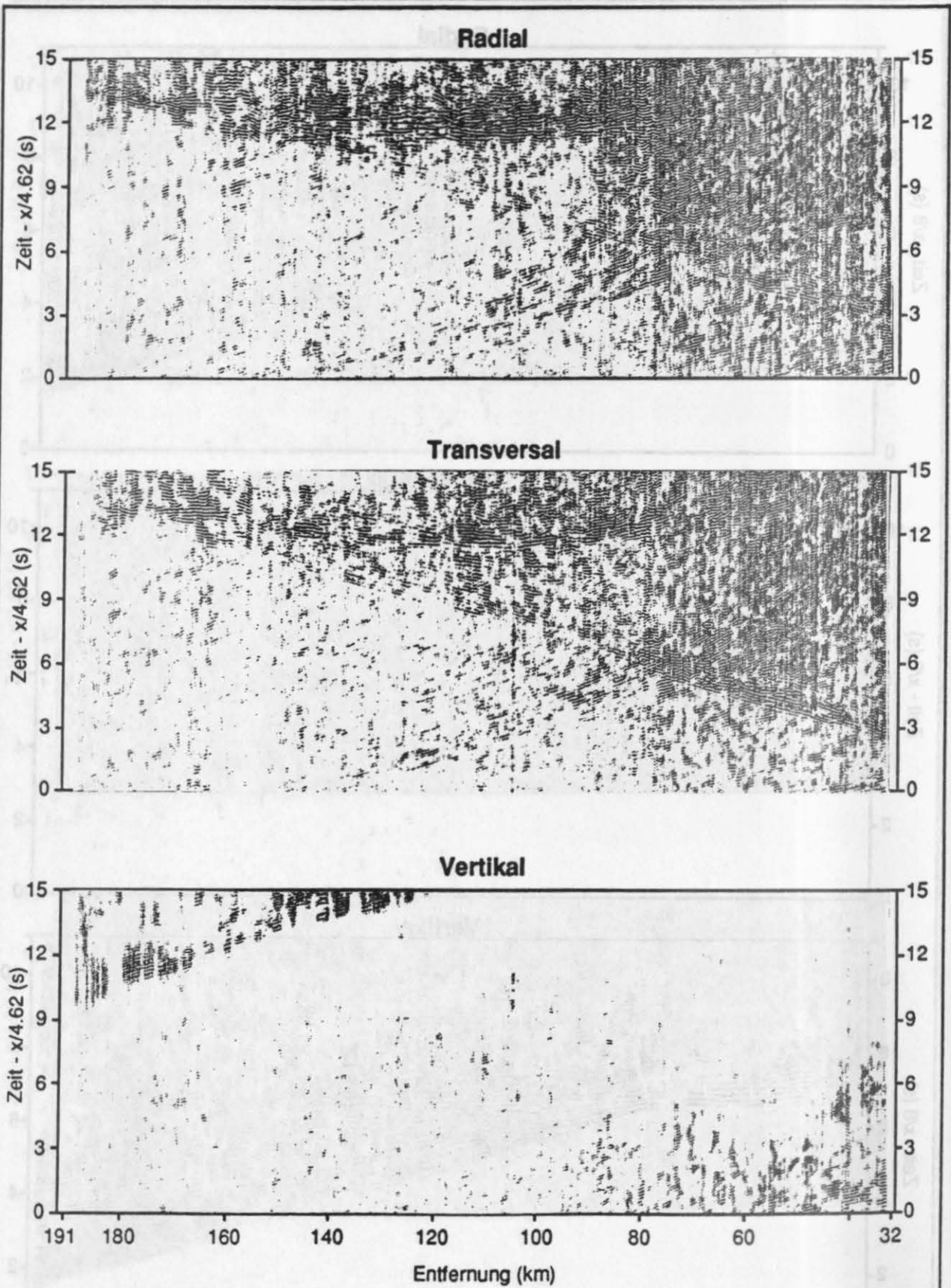


Abbildung 4.53: Refraktionsseismische 3-K-Sektion aus Abb. (4.51), gewichtet mit Richtungskoeffizient D ($k=1$) und Ebenheitskoeffizient FL .
Operatorfenster: elf 3-Sätze x 150 ms.

5 Schlußbetrachtung

Mit den im Projekt BABEL gewonnenen 3-Komponenten-Weitwinkelaufzeichnungen stehen erstmals 3-K-Daten aus großen Beobachtungsentfernungen zur Verfügung, die einen beispielhaften Modellcharakter aufweisen bei der Aufnahme von P- und S-Wellen. Wie in Kapitel 2 herausgestellt wurde, bestätigen diese Daten die Effektivität von gewöhnlichen P-Quellen, Scherwellen-Akquisition besonders im Weitwinkelbereich zu betreiben. Unter Ausnutzung der Wellenkonversion, die auch im marinen Bereich, wie im BABEL-Experiment, Scherwellen-Akquisition zuläßt, ist nur der Einsatz eines 3-Komponenten-Aufnehmersystems erforderlich. Ein weiterer Vorteil in der Behandlung des seismischen Vektorwellenfeldes im Weitwinkelbereich konnte mit dem entwickelten Verfahren der Gesteuerten Orientierung herausgestellt werden. Wenn auch mit dieser Methode gezeigt wurde, daß eine Orientierung der Aufnehmerkomponenten von refraktionseismischen Daten äußerst schwierig ist, so konnte doch bereichsweise nachgewiesen werden, daß durch den sehr steilen Einfall der P-Wellen an der Erdoberfläche der Effekt der freien Oberfläche vernachlässigt werden kann. Das bedeutet, daß eine Korrektur des Einfallswinkels bei der Registrierung an der Erdoberfläche nicht angebracht werden muß.

Mit der Frage nach Methoden der Verarbeitung von 3-Komponenten-Daten im Weitwinkelbereich begann der Schwerpunkt dieser Arbeit. Es wurden aus der Literatur eine Vielzahl von Techniken vorgestellt, die das Ziel der Wellenfeldseparation verfolgen. Eine daraufhin vorgenommene Klassifizierung dieser Methoden stellte heraus, daß sich die Verarbeitung von seismischen Mehrkomponenten einer neuen Richtung zuwendet, die nicht analog zur Verarbeitung von P-Wellen ist, besonders wenn der Polarisationszustand als Filterkriterium eingeführt wird. Deutlich wurde auch, daß es bei dem Ziel der Trennung von Nutz- zu Störsignal keine zu favorisierende Technik gibt und immer individuell bezüglich der Daten entschieden werden muß, welche Technik geeignet erscheint. Grundsätzlich lassen sich alle diese Separationstechniken auf den vorliegenden 3-K-Datensatz anwenden, sofern eine Gleichabständigkeit der Spuren vorliegt. Mit der Erfüllung dieser Bedingung wird der Einsatz von Mehrspurfilter-Verfahren möglich. Um den Polarisationszustand als Filterkriterium zu wahren, wurde gezeigt, daß die prozessive Realisierung von gleichabständigen Spuren mittels Binning den Amplitudencharakter erhält.

Damit war die Voraussetzung geschaffen, um ein Mehrspurfilter-Verfahren zu entwickeln, das aufgrund seiner Zweidimensionalität in der Lage ist, 3-K-Daten aus großen Beobachtungsentfernungen mit unterschiedlichen Signal/Noise-Verhältnissen bezüglich ihres Polarisationszustandes zu verarbeiten. Basierend auf den Einspur-Algorithmus nach Montalbetti und Kanasevich (1970) wurde ein zweidimensionaler Operator eingeführt, der im Vergleich mit dem eindimensionalen am Beispiel realer Daten klare Überlegenheit demonstriert. Diese Überlegenheit zeichnet sich nicht nur durch die Vorzüge des Mehrspuralgorithmus aus, sondern wird auch durch eine Datenadaption der Filterfunktion

erzielt. Diese wird individuell so angewendet, daß der Formparameter der Rektilinearität oder des Ebenheitskoeffizienten im Signalbereich sehr hoch und im Noisebereich sehr niedrig normiert wird. Zusätzlich gelingt es, mit einer Noise-Korrekturmethode durch eine neu vorgeschlagene gesteuerte Noise-Zeitfenster-Bestimmung Rauschsignale weiter zu unterdrücken.

Mit der neu konzipierten Semblance-gesteuerten LMO-Korrektur ist der zweidimensionale Polarisationsfilter unempfindlich gegenüber Neigungen und kann über große Entfernungsbereiche mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten angewendet werden.

In der Gesamtbewertung dieses weiterentwickelten Filterverfahrens sollten auch bei diesem Filter keine Wunder erwartet werden. Durch den Mehrspuralgorithmus wird keine Energie auf benachbarte Spuren übertragen. Dies hat den Vorteil, daß der Amplitudencharakter erhalten bleibt. Es tritt lediglich ein Verschmieren der Polarisationsparameter auf benachbarte Spuren auf. Damit wird eine ähnliche Gewichtung benachbarter Spuren erreicht und eine höhere Kohärenz erzielt.

Mit dieser Wirkungsweise der gleichzeitigen Verarbeitung mehrerer 3-Komponenten-Datensätze kann erstmalig auch eine größere Effektivität in der Richtungsfilterung und somit in der Wellenfeldseparation erzielt werden.

6 Literatur

- AHMED, H., DILLON, P.B., JOHNSTAD, S.E. & JOHNSTON, C.D., 1986: Northern Viking Graben multilevel three-component walkaway VSPs - a case history. *First Break*, 4, No. 10, 9-27.
- AHMED, H., 1989: Application of mode-converted shear waves to rock-property estimation from vertical profiling data. *Geophysics*, 54, No. 4, 478-485.
- AKI, K., 1980: Scattering and Attenuation of Shear Waves in the Lithosphere. *Journal of Geophysical Research*, 85, No. B11, 6496-6504.
- AKI, K. & RICHARDS, P., 1980: Quantitative Seismology, Theory and Methods. Vol.1, Freeman, San Francisco.
- BABEL WORKING GROUP, 1990: Evidence for Early Proterozoic plate tectonics from seismic reflection profiles in the Baltic Shield. *Nature*, 348, No. 6296, 34-38.
- BABEL WORKING GROUP, 1991a: Recording Marine Airgun Shots at Offsets between 300 and 700 km. *Geophysical Research Letters*, 18, No. 4, 645-648.
- BABEL WORKING GROUP, 1991b: Deep Seismic Survey images Crustal Structure of Tornquist Zone beneath Southern Baltic Sea. *Geophysical Research Letters*, 18, No. 6, 1091-1094.
- BABEL WORKING GROUP, 1991c: Reflectivity of a Proterozoic Shield: Examples from BABEL Seismic Profiles across Fennoscandia. Continental Lithosphere: Deep Seismic Reflections, Geodynamics Series, No. 22, 77-86.
- BABEL WORKING GROUP, 1993: Deep Seismic Reflection/Refraction Interpretation of BABEL Profiles A and B in the Baltic Sea. *Geophysical Journal International*, 112, 325-343..
- BABEL WORKING GROUP, 1992: Integrated seismic studies of the Baltic shield using data in the Gulf of Bothnia region. *Geophysical Journal International*, submitted.
- BABUSKA, V., 1981: Anisotropy of V_p and V_s in Rock-Forming Minerals. *Journal of Geophysics*, 50, 1-6.
- BECQUEY, M. & DUBESSET, M., 1990: Short Note: Three-component sonde orientation in a deviated well. *Geophysics*, 55, No.10, 1386-1388.
- BENHAMA, A., CLIET, C. & DUBESSET, M., 1988: Study and applications of spatial directional filterings in three-component recordings. *Geophysical Prospecting*, 36, 591-613.
- BEN-MENAHEN, A. & SINGH, S.J., 1981: Seismic Waves and Sources. Springer-Verlag New York.
- BERRYMAN, J.G., 1979: Long-wave elastic anisotropy in transversely isotropic media. *Geophysics*, 44, No. 5, 896-917.

- BRONSTEIN, I.N. & SEMENDJAJEW, K.A., 1985: Taschenbuch der Mathematik. Gemeinschaftsausgabe Verlag Nauka, Moskau u. BSB B.G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig
- BROWN, R.L. & McELHATTON, W., 1988: Vector filter for the separation of elastic waves. Expanded Abstracts of the 58th Annual Meeting of the SEG, Anaheim.
- BUCHBINDER, G.G.R., 1985: Shear-wave splitting and anisotropy in the Charlevoix Seismic Zone, Quebec. *Geophysical Research Letters*, 12, No. 7, 425-428.
- CHIBURIS, E.F., KELAMIS, P.G. & CLEMENT, W.G., 1988: Separation of P and S-Wave Fields via the Tau-p Transform. Expanded Abstracts of the 58th Annual Meeting of the SEG, Anaheim, 665-667.
- CHRISTOFFERSON, A., HUSEBYE, E.D. & INGATE, S.F., 1988: Wavefield decomposition using ML-probabilities in modelling single-site 3-component records. *Geophysical Journal*, 93, 197-213.
- CLAERBOUT, J.F., 1976: Fundamentals of geophysical data processing, McGraw Hill, N.Y., 1976.
- CLIET, C & DUBESSET, M., 1987a: Three-component recordings: Interest for land seismic source study. *Geophysics*, Vol. 52, No. 8; 1048-1059.
- CLIET, C & DUBESSET, M., 1987b: La paramétrisation des trajectoires de particules. 1ère partie-théorie, *IFP report* no. 35080.
- CLIET, C & DUBESSET, M., 1988: Polarization analysis in three-component seismics. *Geophysical Transactions*, Vol. 34. No. 1, 101-109.
- COPPENS, F., 1985: First Arrival Picking on Common-Offset Trace Collections for Automatic Estimation of Static Corrections. *Geophysical Prospecting*, 33, 1212-1231.
- CRAMPIN, S., 1985: Evaluation of anisotropy by shear-wave splitting. *Geophysics*, 50, 142-152.
- DANKBAAR, J.W.M., 1985: Separation of P- and S-waves. *Geophysical Prospecting*, 33, 970-986.
- DANKBAAR, J.W.M., 1987: Vertical Seismic Profiling - Separation of P- and S-waves. *Geophysical Prospecting*, 35, 803-814.
- DAURES, R. & TARIEL, P., 1985: Applying Three-Component Records in Wave Field Separation. Expanded Abstracts of the 55th Annual Meeting of the SEG, Washington D.C., 52.
- DEVANEY, A.J. & ORISTAGLIO, M.L., 1986: A plane-wave decomposition for elastic wavefields applied to the separation of P-waves and S-waves in vector seismic data. *Geophysics*, 51, 419-423.
- DIEBOLD, J.B. & STOFFA, P.L., 1981: The traveltime equation, tau-p mapping, and inversion of common midpoint data. *Geophysics*, 46, 238-254.

- DILLON, P.B. & COLLYER, V.A., 1985: On Timing the VSP First Arrival. *Geophysical Prospecting*, 33, 1174-1194.
- DILLON, P.B., AHMED, H. & ROBERTS, T., 1988: Migration of mixed-mode VSP wavefields. *Geophysical Prospecting*, 36, 825-846.
- DiSIENA, J.P., GAISER, J.E. & CORRIGAN, D., 1984: Horizontal Components and Shear Wave Analysis of three-component VSP Data. In: *Vertical Seismic Profiling Part B: Advanced Concepts*, pp. 177-188, Editors Toksöz, M.N. and Stewart, R.R., Geophysical Press, London.
- ESMERSOY, C., 1984: Polarization analysis, orientation and velocity estimation in three-component VSP. In: *Vertical Seismic Profiling Part B: Advanced Concepts*, pp. 236-255, Editors Toksöz, M.N. and Stewart, R.R., Geophysical Press, London.
- ESMERSOY, C., 1990: Inversion of P and SV waves from multicomponent offset vertical seismic profiles. *Geophysics*, 55, No. 1, 39-50.
- FLINN, E.A., 1965: Signal analysis using rectilinearity and direction of particle motion. *Proc. I.E.E.E.*, 53, 1874-1876.
- FLÜH, E.R. & DICKMANN, T., 1991: Ergänzung tiefenreflexionsseismischer Profile in der Ostsee und dem Bothnischen Meerbusen durch refraktionsseismische Landmessungen. Abschlußbericht, DFG, FL 147/4-1.
- FLÜH, E.R. & DICKMANN, T., 1992: Technical aspects of wide-angle data collection and processing. In: *The BABEL Project. First Status Report*, pp. 123-130, Editors Meissner, R., Snyder, D., Balling, N. & Staroste, E., Commission of the European Communities, Brussels.
- FOSTER, D.J. & GAISER, J.E., 1986: Elastic wave field decomposition of offset VSP data. Expanded Abstracts of the 56th Annual Meeting of the SEG, Houston.
- FOWLER, R.A., KOTICK, B.J. & ELLIOTT, R.D., 1967: Polarisation Analysis of Natural and Artificially Induced Geomagnetic Micropulsations. *Journal of Geophysical Research*, Vol.72, No.11, 2871-2883.
- FERTIG, J. & HENTSCHKE, M.K., 1987: Data Acquisition and Processing of Converted pS-Waves. *Geophysical Prospecting*, 35, 148-166.
- GALPERIN, E.I., 1984: The polarisation method of seismic exploration. *First Break*, August 1984/11.
- GELCHINSKY, B. & SHTIVELMAN, V., 1983: Automatic picking of First Arrivals and Parameterization of Traveltime Curves. *Geophysical Prospecting*, 31, 915-928.
- GREENHALGH, S.A., MASON, I.M., LUCAS, E., PANT, D. & EAMES, R.T., 1990: Controlled direction reception filtering of P- and S-waves in t-p space. *Geophysical Journal International*, 100, 221-234.
- HATHERLY, P.J., 1982: A computer method for determining seismic first arrival times. *Geophysics*, 47, No. 10, 1431-1436.

- HECHT, E. & ZAJAC, A., 1983: Optics. Addison-Wesley Publishing Company, Massachusetts.
- HELBIG, K. & MESDAG, C.S., 1982: The Potential of Shear-wave Observations. *Geophysical Prospecting*, 30, p. 413-431.
- HELBIG, K., 1983: Elliptical anisotropy - its significance and meaning. *Geophysics*, 48, No. 7, 825-832.
- HERRMANN, P., HAIME, G., WAPENAAR, C. & BERKHOUT, A., 1990: Elastic Wavefield Decomposition. Expanded Abstracts of the 60th Annual Meeting of the SEG, San Francisco, 1093.
- HOLBROOK, W.S., GAJEWSKI, D., KRAMMER, A. & PRODEHL, C., 1988: An Interpretation of Wide-Angle Compressional and Shear Wave Data in Southwest Germany. *Journal of Geophysical Research*, 93, No. B10, 12081-12106.
- JOKAT, W., 1986: Die Anwendung ausgewählter Filterverfahren auf synthetische und beobachtete seismische Weitwinkeldaten. Dissertation an der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel.
- KÄHLER S. & MEISSNER, R., 1983: Radiation and Receiver Pattern of shear and Compressional Waves as a Function of Poisson's Ratio. *Geophysical Prospecting*, 31, 421-435.
- KANASEWICH, E.R., 1981 : Time Sequence Analysis in Geophysics. The University of Alberta Press, Edmonton, Canada.
- KOMMEDAL, J.H. & TJØSTHEIM, B.A., 1989: A study of different methods of wavefield separation for application to VSP data. *Geophysical Prospecting*, 37, 117-142.
- LIPPMANN, E., 1982: Umwandlung eines elektrodynamischen Seismometers in einen Beschleunigungs-Aufnehmer und Entwicklung eines Filters zur Simulation eines niederfrequenten Seismometers. Diplomarbeit am Institut für Allgemeine und Angewandte Geophysik, Universität München.
- MARI, J.L. & GAVIN, P., 1990: The Separation of P and S Waves using the Spectral matrix with a priori information. *IFP-Report*, 45, No.5.
- MEISSNER, R. & FLÜH, E.R., 1979: Probable Relations between Seismic Anisotropy and a fine structure of the Lithosphere. Letter to the Editor in: *Journal of Geophysics*, 45, 349-352.
- MERCADO, B.J., 1968: Linear filtering of multicomponent seismic data. *Geophysics*, 33, 926-935.
- MEYER, J.H., 1989: Darstellung und Verarbeitung vektorieller seismischer Wellenfelder am Beispiel von in-situ Untersuchungen von Kompressions- und Scherwellen in Holozän-Torfen. Dissertation an der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel.
- MONTALBETTI, J.F & KANASEWICH, E.R., 1970: Enhancement of teleseismic body waves with a polarization filter. *Geophys. J. Ry. Astr. Soc.*, 21, 119-129.

- MOONEY, W.D. & BROCHER, T.M., 1987: Coincident seismic reflection/refraction studies of the continental lithosphere: a global review. *Reviews of Geophysics*, **25**, 723-742.
- MÜLLER, B., ZOBACK, M.L., FUCHS, K., MASTIN, L., GREGERSEN, S., PAVONI, N., STEPHANSSON, O. & LJUNGGREN, C., 1992: Regional Patterns of Tectonic Stress in Europe. *Journal of Geophysical Research*, Vol. **97**, No. B8, 11783-11803.
- MUHTADIE, F., 1986: Processing für stratigraphisch-lithologische Interpretation. Vortrag anlässlich der Truppleitertagung vom 17. bis 19.3.1986 in Hannover.
- MURAT, M.E. & RUDMAN, A.J., 1992: Automated first arrival picking: a neural network approach. *Geophysical Prospecting*, **40**, 587-604.
- OLSON, J.V. & SAMSON, J.C., 1979: On the Detection of the Polarization States of Pc Micropulsations. *Geophysical Research Letters*, Vol. **6**, No. 5, 413-416.
- ORISTAGLIO, M.L., DEVANEY, A.J. & TRACK, A., 1985: Separation of P-Waves and S-Waves in Borehole Seismic Data. Expanded Abstracts of the 55th Annual Meeting of the SEG, Washington D.C., 52.
- PANZIERA, J.-P. & ARENS, G., 1985: Three-Component Vertical Seismic Profiles: Polarized Wave Separation. Expanded Abstracts of the 55th Annual Meeting of the SEG, Washington D.C., 52.
- PERELBERG, A.I. & HORNBOSTEL, S.C., 1990: Seismic Polarization Analysis and Applications. Expanded Abstracts of the 60th Annual Meeting of the SEG, San Francisco, 1396.
- RICKER, N., 1953: The form and laws of propagation of seismic wavelets. *Geophysics*, **18**, 10-40.
- RISTOW, D., 1973: Zero-phase and Minimum-phase-Filter. Prakla-Seismos interne Mitteilung (PE-054).
- SAMSON, J.C., 1973: Description of the Polarization States of Vector Processes: Applications to ULF Magnetic Fields. *Geophysical Journal R. astr. Soc.*, **34**, 403-419.
- SAMSON, J.C. & OLSON, J.V., 1980: Some comments on the description of the polarization states of waves. *Geophysical Journal R. astr. Soc.*, **61**, 115-129.
- SAMSON, J.C. & OLSON, J.V., 1981: Data adaptive polarization filters for multichannel geophysical data. *Geophysics*, **46**, 1423-1431.
- SHERIFF, R.E., 1973: Encyclopedic dictionary of exploration geophysics. SEG, Tulsa, Oklahoma.
- SHIMSHONI, M. & SMITH, S.W., 1964: Seismic signal enhancement with three-component detectors. *Geophysics*, **29**, 664-671.
- SPENCER, T.W. & KNOWLTON, K.B., 1985: Identification of Rectilinear and Planar Events in Three-Component Seismic Data. Expanded Abstracts of the 55th Annual Meeting of the SEG, Washington D.C., 55.

- SRIRAM, R., DISIENA, J., MACK, H., TATHAM, R., WIGGINS, W., SHAH, P., THOMSON, L. & WINTERSTEIN, D., 1990: Recording and processing vector wave field data: A review of the 1989 SEG Summer Research Workshop. *The Leading Edge*, November 1990.
- STEPHEN, R.A., 1985: Shear wave birefringence and anisotropy in the upper oceanic crust. Expanded Abstracts of the 55th Annual Meeting of the SEG, Washington D.C..
- STOFFA, P.L., BUHL, P., DIEBOLD, J.B. & WENZEL, F., 1981: Direct mapping of seismic data to the domain of intercept time and ray parameter - A plane-wave decomposition. *Geophysics*, 46, No. 3, 255-267.
- TATHAM, R.H., GOOLSBEE, D.V., MASSELL, W.F. & NELSON, H.R., 1983: Seismic shear-wave observations in a physical model experiment. *Geophysics*, 48, No. 6, 688-701.
- TATHAM, R.H. & GOOLSBEE, D.V., 1984: Separation of S-wave and P-wave reflections offshore western Florida. *Geophysics*, 49, No. 5, 493-508.
- TSVANKIN, I.D. & CHESNOKOW, E.M., 1990: Synthetic waveforms and polarizations at the free surface of an anisotropic half-space. *Geophysical Journal International*, 101, 497-505.
- WAPENAAR, C.P.A., HERRMANN, P., VERSCHUUR, D.J. & BERKHOUT, A.J., 1990: Decomposition of multicomponent seismic data into primary P- and S-waves. *Geophysical Prospecting*, 35, 803-814.
- WINTERSTEIN, D.F., 1986: Anisotropy effects in P-wave and SH-wave stacking velocities contain informatin on lithology. *Geophysics*, 51, No. 3, p. 661-672.
- YILMAZ, Ö., 1987: Seismic Data Processing. Series: Investigation in Geophysics, Vol. 2. Ed.: Doherty, S.M., SEG, Tulsa.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand am GEOMAR Forschungszentrum für marine Geowissenschaften der Universität Kiel. Meine Mitarbeit in der Abteilung Marine Geodynamik ermöglichte mir einen stetigen und intensiven Gewinn und Austausch an Erfahrungen und Kenntnissen.

Für meine unkomplizierte und freundschaftliche Aufnahme im Team und der Anteilnahme an der Fortführung meiner Arbeit fühle ich mich Herrn Prof. Dr. Roland von Huene verbunden.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. habil. Ernst R. Flüh für seine Anregung und fachliche Betreuung dieser Arbeit. Sein Vertrauen und seine wertvolle und freundschaftliche Beratung waren mir von unschätzbbarer Hilfe.

Dank Herrn Dipl.Geophys. Dirk Kläschen für seine stets offene Diskussionsbereitschaft, Herrn Dr. Wilhelm Weinrebe für seine fachkundigen Ratschläge bei der Bewältigung von Hard- und Softwareproblemen und allen Mitarbeitern der Abteilung für eine freundliche Arbeitsatmosphäre.

Herrn Prof. Dr. Dietrich Ristow danke ich für die Übernahme des Koreferats.

Dank gilt schließlich Dr. Wilfried Jokat für seine Betreuung während erster Datenverarbeitungsschritte am Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung in Bremerhaven.

Ein tiefes Gefühl des Dankes empfinde ich gegenüber meiner Frau Marion und meinen Kindern Leonie und Kolja, die das Werden dieser Arbeit mit viel Geduld und Verständnis mitgetragen haben.