

Oberflächenwellen

Nutzen und Tücken für die seismische Erkundung

Thomas Forbriger

Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Geophysikalisches Institut, Black Forest Observatory

E-Mail: Thomas.Forbriger@kit.edu

1 Einleitung und Intention

Die Verwendung von Oberflächenwellen kann immer dann für die flachseismische Erkundung von besonderem Nutzen sein, wenn direkt die Scherelastizität oder auch die Poisson-Zahl der untersuchten Struktur von Interesse ist. Dies ist unter anderem bei der seismischen Mikrozonierung, bei Baugrunduntersuchungen oder der Detektion von Wassersättigung im Lockersediment der Fall. Außerdem kann mit Oberflächenwellen (im Gegensatz zur Refraktionsseismik) die Struktur unter harten Deckschichten analysiert werden. Das ist bei der Untersuchung asphaltierter Flächen und auch zur Untersuchung der Asphaltsschichten selber hilfreich. Hochfrequente Oberflächenwellen sind aufgrund ihrer Natur extrem empfindlich für sehr flache Strukturen. Sie eignen sich daher auch für Untersuchung von Oberflächen in der Materialprüfung.

In diesem Beitrag will ich die Möglichkeiten skizzieren, die Oberflächenwellen für die flachseismische Erkundung bieten. Ich werde mich dabei auf Rayleigh-Wellen konzentrieren, die besonders einfach erzeugt und aufgezeichnet werden können. Neben dem Nutzen, den Oberflächenwellen bieten, werde ich speziell auch auf Tücken eingehen, die für die Flachseismik typisch sind. Diese müssen dem Praktiker bewusst sein, um Fehlinterpretationen zu vermeiden.

2 Rayleigh-Wellen in der Flachseismik

2.1 Anwendungsbeispiel: Testgebiet *Rheinstetten*

Die Seismogramme in Abb. 1 zeigen das typische Erscheinungsbild flachseismischer Oberflächenwellen. Die Messdaten wurden im Testgebiet *Rheinstetten* auf einem Segelflugplatz in der Rheinebene bei Karlsruhe aufgezeichnet (Groos et al. 2017; Groos 2013). Seismische Wellen wurden mit einem Vorschlaghammer angeregt und mit Vertikalgeophonen der Eigenfrequenz 4,5 Hz aufgezeichnet. Im aufgezeichneten Wellenfeld dominieren die Rayleigh-Wellen. Wellenzüge der Grundmode und der höheren Moden sind in Abb. 1 markiert. Die Oberflächenwellen werden an der freien Oberfläche geführt. Sie verteilen die Wellenenergie auf eine kreisförmige Wellenfront, während die Raumwellen ihre Energie auf die Oberfläche einer Halbkugel verteilen. Die Amplitude der Raumwellen nimmt daher mit zunehmendem Offset rascher ab. Diese haben daher ein deutlich schlechteres Signal-Stör-Verhältnis in den Messdaten (siehe markierter Einsatz der P-Wellen in Abb. 1). Die Aufzeichnung von Love-Wellen, die hier nicht näher diskutiert werden, ist etwas aufwändiger. Zur Anregung sind dort horizontal auf die Oberfläche wirkende Kräfte und Horizontalgeophone erforderlichlich.

Oberflächenwellen auf einem Untergrund, dessen Eigenschaften sich mit der Tiefe ändern, sind dispergiert. Das heißt, ihre Ausbreitungsgeschwindigkeit ist von der Frequenz abhängig. Genau in dieser Eigenschaft tragen die Oberflächenwellen Information über die Untergrundstruktur. Abb. 2 zeigt normierte Beträge der Fourier-Bessel Entwicklungskoeffizienten des Wellenfeldes (Forbriger 2003a, und Abschnitt 3.1 dieses Beitrags). Aufgetragen sind diese über Frequenz und Phasenlangsamkeit (Kehrwert der Phasengeschwindigkeit). Die Rayleigh-Wellen zeichnen sich durch die großen Amplituden ab. Die Frequenzabhängigkeit der Phasenlangsamkeit ist offensichtlich.

Durch eine gleichzeitige Inversion (*joint inversion*) der Entwicklungskoeffizienten und der Laufzeiten der refraktierten P-Wellen (Forbriger 2003b) hat Groos (2013) das in Abb.3 dargestellte Strukturmodell für den Untergrund gewonnen. Die Geschwindigkeit v_P der P-Wellen (Abb.3a) beruht hauptsächlich auf den Zeiten der Ersteinsätze, die Geschwindigkeit v_S der S-Wellen auf der Dispersion der Oberflächenwellen. Die Tiefe der Diskontinuität zum Halbraum wird durch die refraktierten P-Wellen eingeschränkt. Dagegen sind die Werte der Dichte (Abb.3b) weitgehend unverändert die des Startmodells. Groos (2013, Fig. 5.5) zeigt auch eine Auflösungsanalyse für das Inversionsergebnis.

2.2 Nutzen

Die Beiträge der Oberflächenwellen zum Strukturmodell (Abb.3) sind typisch für flachseismische Anwendungen. Rayleigh-Wellen zeichnen sich generell durch ein gutes Signal-Stör-Verhältnis aus und können unproblematisch im Rahmen einer Refraktionsseismik-Messung mit Hammerschlag erzeugt und aufgezeichnet werden. Die interessanten Informationen über tiefere Eigenschaften des Untergrundes werden von den Wellen kleiner Frequenz und großer Wellenlänge getragen. Aus diesem Grund sind Oberflächenwellen (im Vergleich zu hochfrequenten Raumwellen) weniger geeignet, um Strukturen (Diskontinuitäten) im Untergrund scharf abzubilden (*Imaging*). Dafür tragen Sie aber Informationen über die mittlere Scherwellengeschwindigkeit v_S und damit auch das v_P/v_S -Verhältnis und somit die Poisson-Zahl ν bei. Dies sind wichtige Größen, um das im Untergrund vorliegende Material zu charakterisieren. Im vorliegenden Fall (Abb. 3a) wäre ein Kontrast in v_S beim Übergang zum Halbraum in der Größenordnung des Kontrasts in v_P (der durch die refraktierten P-Wellen belegt ist) nicht mit den Messdaten vereinbar. Das v_P/v_S -Verhältnis muss sich am Übergang zum Halbraum drastisch ändern. Dies ist ein klarer Indikator für Grundwasser, ein Ergebnis, das für das Messgebiet in der Rheinebene nicht unerwartet ist.

2.3 Spezifische Anforderungen an die Messungen

Aus den spezifischen Eigenschaften der Oberflächenwellen ergeben sich jedoch auch Anforderungen an die Konzeption der Untersuchung. Informationen über tiefer liegende Strukturen werden von den Signalen großer Wellenlänge getragen. Im oben diskutierten Beispiel (Abb. 2) sind

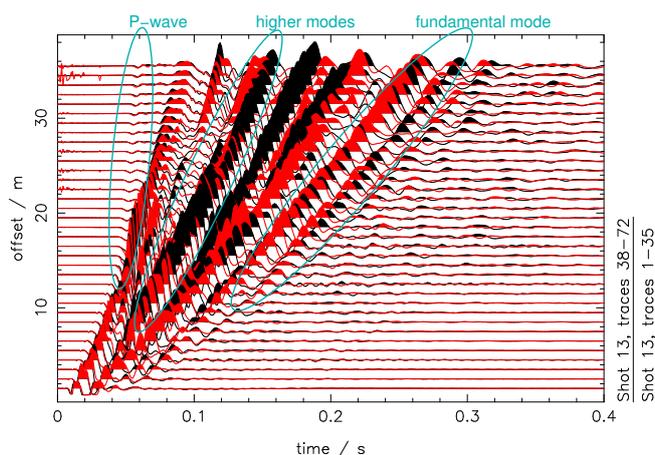


Abbildung 1: Seismogramme aus dem Datensatz *Rheinstetten*. Zur Überprüfung der lateralen Homogenität entlang des Profils sind Rohdaten beider Profilhälften für einen Mittenschuss dargestellt. Die Seismogramme sind mit dem Faktor $(r/1\text{ m})^{1.7}$ abhängig vom Offset r skaliert (mit Ergänzungen übernommen von Groos 2013, Fig. 5.1).

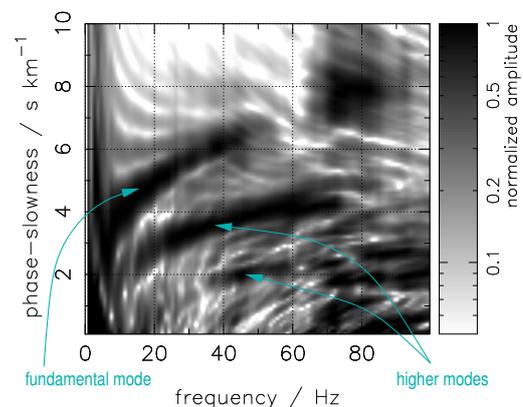


Abbildung 2: Betrag der Fourier-Bessel Entwicklungskoeffizienten für die vollständige Auslage (Rückschuss) des Datensatzes *Rheinstetten* (mit Ergänzungen übernommen von Groos 2013, Fig. 5.4b).

Tabelle 1: Einfaches Strukturmodell einer Schicht über einem Halbraum (*LOHstd*, *layer over halfspace*). z_i : Tiefe der Oberkante der Schicht, v_P : Geschwindigkeit der Kompressionswellen, v_S : Geschwindigkeit der Scherwellen, ν : Poisson-Zahl, ρ : Dichte, Q_P , Q_S : Güte des Kompressionswellen- bzw. Scherwellenmoduls.

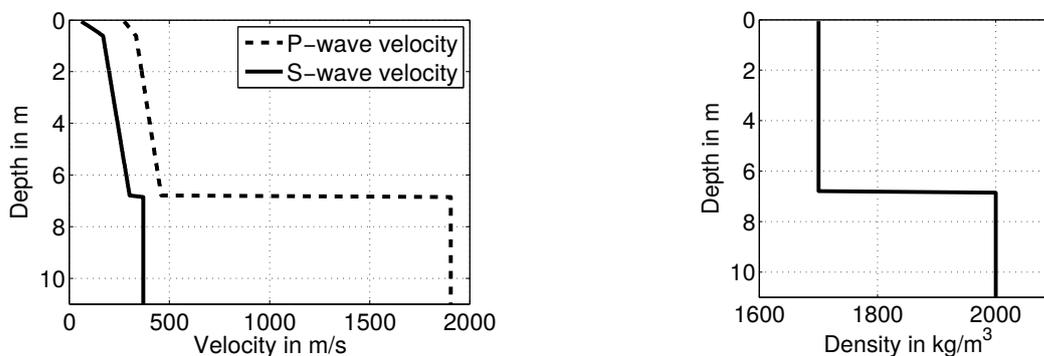
z_i/m	$v_P/\text{km s}^{-1}$	$v_S/\text{km s}^{-1}$	ν	$\rho/\text{g cm}^{-3}$	Q_P	Q_S
10	0.69282	0.40	0.25	1.7	100	100
∞	1.73205	1.00	0.25	2.0	100	100

die Anteile bei Frequenzen kleiner 10 Hz empfindlich für die Eigenschaften des Halbraumes (tiefer als 6 m). Die horizontale Wellenlänge der Grundmode beträgt hier bei 10 Hz ungefähr 25 m. Damit diese mit ausreichender Genauigkeit gemessen werden kann, muss die seismische Auslage deutlich länger sein. Über diese Distanz muss der Untergrund auch lateral homogen sein, damit die Oberflächenwellen phasenkohärent sind und ein aussagekräftiger Wert der Wellenlänge gemessen werden kann. Dies ist insbesondere in flachseismischen Untersuchungsgebieten oft nicht gegeben. Dabei ist $\Delta p = (fL)^{-1}$ die theoretische Unschärfe für die Messung der Phasenlangsamkeit p bei der Frequenz f mit einer Auslage der Länge L (siehe Forbriger 2003a, und Abschnitt 4.1 und Abb. 12 im vorliegenden Beitrag). Die Eindringtiefe der Untersuchung ist daher meistens nicht durch die kleinste Frequenz begrenzt, die mit Hammerschlag angeregt und mit den verfügbaren Geophonen aufgezeichnet werden kann, sondern durch die Ausdehnung der verfügbaren Auslage über lateral homogenem Untergrund. Der Untergrund ist natürlich nie vollkommen lateral homogen. Übersteigt jedoch die laterale Heterogenität ein bestimmtes Maß, bricht die Phasenkohärenz der Oberflächenwellen zusammen und eine aussagekräftige Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit ist nicht mehr möglich.

3 Typische Eigenschaften von Oberflächenwellen

3.1 Einfache Beispielstruktur: Schicht über Halbraum (LOH)

Die typischen Eigenschaften von Oberflächenwellen will ich an einem einfachen, synthetischen Beispiel erläutern. Die Parameter für ein Strukturmodell mit einer homogenen Schicht über einem homogenen Halbraum (*layer over halfspace*, *LOHstd*) sind in Tabelle 1 angegeben. Mit der Reflektivitätsmethode (Fuchs und Müller 1971; Ungerer 1990) simulierte Seismogramme der Ver-



(a) Seismische Geschwindigkeiten v_P (gestrichelt) und v_S (durchgezogen)

(b) Dichte

Abbildung 3: Seismische Parameter (Inversionsergebnis) für die Struktur des Messgebietes *Rheinstetten* (Groos 2013, Fig. 5.2). Die seismischen Geschwindigkeiten (a) wurden durch Inversion der Laufzeiten der refraktierten P-Wellen (Abb. 1) und der Fourier-Bessel Entwicklungskoeffizienten (Abb. 2) gewonnen. Nach der Dichte (b) wurde nicht invertiert. Deren Werte sind die des Startmodells.

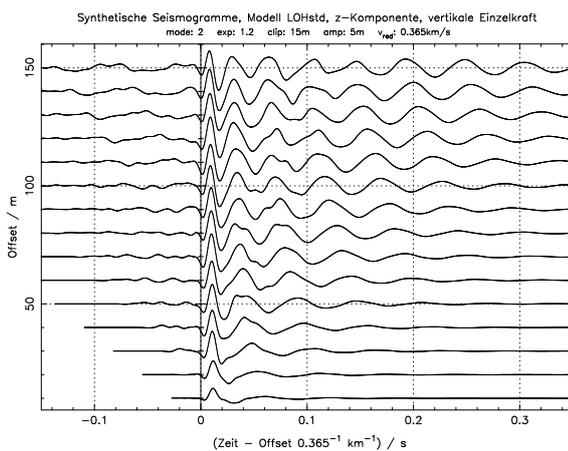
tikalauslenkung der Oberfläche nach einem vertikalen Hammerschlag sind in Abb. 4a dargestellt. Die Auslenkung

$$u_z(t, r) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{u}_z(\omega, r) e^{-i\omega t} \frac{d\omega}{2\pi} \quad (1)$$

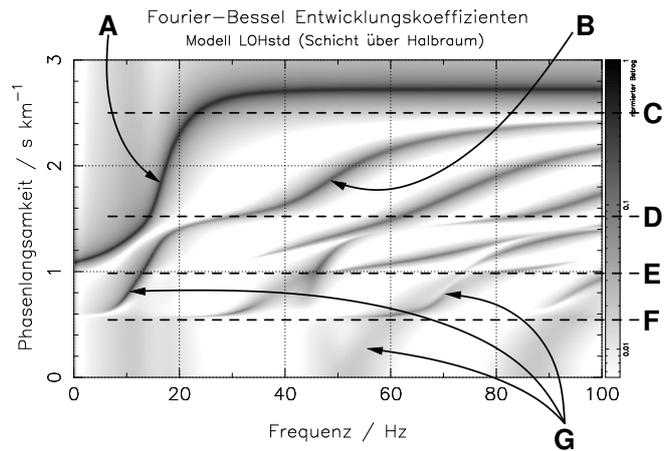
zur Zeit t im Abstand r zur Quelle kann durch eine Bessel-Entwicklung der Fourier-Transformierten

$$\tilde{u}_z(\omega, r) = \int_0^{+\infty} G_z(\omega, p) J_0(\omega p r) p \, dp \quad (2)$$

ausgedrückt werden (Forbriger 2003a). Die Fourier-Bessel Entwicklungskoeffizienten $G_z(\omega, p)$ sind hilfreich, um die Abhängigkeit der Phasenlangsamkeit p der Oberflächenwellen von der Frequenz $f = \omega/(2\pi)$ zu untersuchen. Der Betrag von $G_z(\omega, p)$ ist in Abb. 4b aufgetragen. In der Abbildung sind die seismischen Geschwindigkeiten von Schicht und Halbraum als horizontale Asymptoten (**C**, **D**, **E** und **F**) eingetragen. Die Oberflächenwellen treten mit großer Amplitude in Erscheinung. Für kleine Frequenzen strebt die Grundmode (**A**) der Scherwellengeschwindigkeit v_S des Halbraumes zu. Die Asymptote für große Frequenzen ist etwas größer als v_S^{-1} der Schicht.



(a) synthetische Seismogramme



(b) Fourier-Bessel Entwicklungskoeffizienten

Abbildung 4: (a) Mit der Reflektivitätsmethode (Ungerer 1990; Ungerer und Forbriger 2017) berechnete Seismogramme für das Modell *LOHstd* (Tab. 1). Dargestellt ist die Vertikalkomponente der Bodenauslenkung für eine vertikale Einzelkraft (entspricht Hammerschlag auf die Oberfläche). Die Zeitachse ist um die Ausbreitungsgeschwindigkeit der hochfrequenten Rayleigh Grundmode ($v_{\text{red}} = 365 \text{ m s}^{-1}$) reduziert. Die Seismogramme sind mit dem Faktor $(r/1 \text{ m})^{1.2}$ abhängig vom Offset r skaliert. Nur jedes zweite der Seismogramme ist dargestellt, welche für die in Abb. 12 gezeigte Transformation verwendet wurden.

(b) Normierter Betrag der Fourier-Bessel Entwicklungskoeffizienten $G(\omega, p)$, die der Berechnung der Seismogramme in (a) zugrunde liegen. **A:** Die Langsamkeit Fundamentalmode der Rayleigh-Wellen ist bei großen Frequenzen etwas größer als die Langsamkeit der Scherwellen in der Schicht. Die Asymptote für kleine Frequenzen ist etwas größer als v_S^{-1} im Halbraum. Die Frequenz, bei welcher die Mode von der einen zur anderen Asymptote wechselt, wird durch die Mächtigkeit der Schicht bestimmt: je mächtiger die Schicht, um so kleiner die Frequenz. **B:** Erste höhere Mode der Rayleigh-Wellen. Die Superposition der höheren Moden bildet nicht dispergierte Raumwellen (horizontale Tangenten). Die Lage dieser Tangenten ergibt sich daher direkt aus den Geschwindigkeiten des Modells. **C:** Direkte Scherwelle in der Schicht. **D:** Direkte Kompressionswelle in der Schicht. **E:** Refraktierte Scherwelle aus dem Halbraum. **F:** Refraktierte Kompressionswelle aus dem Halbraum. **G:** *Leaky*-Moden, die als multiple Reflexionen in der Schicht verstanden werden können. Die reflektierten Signale interferieren konstruktiv, strahlen aber Energie in den Halbraum ab. Alle Signale unterhalb der Linie **E** sind verlustbehaftet. Sie strahlen Scherwellen-Energie in den Halbraum ab.

Tabelle 2: Schicht über Halbraum mit zusätzlicher, tiefer Diskontinuität (*LOHdint*). z_i : Tiefe der Oberkante der Schicht, v_P : Geschwindigkeit der Kompressionswellen, v_S : Geschwindigkeit der Scherwellen, ν : Poisson-Zahl, ρ : Dichte, Q_P , Q_S : Güte des Kompressionswellen- bzw. Scherwellenmoduls.

z_i/m	$v_P/\text{km s}^{-1}$	$v_S/\text{km s}^{-1}$	ν	$\rho/\text{g cm}^{-3}$	Q_P	Q_S
10	0.69282	0.40	0.25	1.7	100	100
100	1.73205	1.00	0.25	2.0	100	100
∞	5.19615	3.00	0.25	2.5	100	100

3.2 Normalmoden: Eigenlösungen des Randwertproblems

Bei der Inversion von Messdaten wird für gewöhnlich die Dispersion der beobachteten Oberflächenwellen durch die Eigenschwingungen des geschichteten Halbraums (sogenannte *Normalmoden*) interpretiert. Die Normalmoden sind Eigenlösungen des elastischen Randwertproblems, die die Spannungsfreiheit der freien Oberfläche erfüllen und keine Wellenenergie in den Halbraum abstrahlen und deren Amplitude für zunehmende Tiefe gegen null strebt. Die Rayleigh-Wellen sind die Lösungen für die Vertikal- und Radialkomponente der Auslenkung. Die Dispersionsbeziehung $p(\omega)$ ergibt sich aus den Wertepaaren (ω, p) für die die charakteristische Funktion der Rayleigh-Wellen $\Delta_R(\omega, p)$ Nullstellen besitzt (Takeuchi und Saito 1972, Gl. 66). Die Partikelbewegung der Rayleigh-Wellen ist elliptisch polarisiert in einer vertikal stehenden Ebene in der die Quelle liegt.

Love-Wellen sind parallel zur Oberfläche transversal polarisiert. Ihre Theorie ist ganz analog zu der der Rayleigh-Wellen, mit dem Unterschied, dass sie a) einfacher ist, da das Medium nur in einer Komponente ausgelenkt wird, b) die P-Wellen-Geschwindigkeit v_P nicht in der Differentialgleichung auftritt und c) im homogenen Halbraum keine Love-Wellen existieren können.

Die Theorie der Normalmoden wird in den gängigen Lehrbüchern der theoretischen Seismologie beschrieben (z. B. Aki und Richards 2002). Eine ausgezeichnete Darstellung der Theorie für transversal isotrope Medien geben Takeuchi und Saito (1972). Verschiedene, gebräuchliche Algorithmen zur Lösung des Eigenwertproblems wurden von Buchen und Ben-Hador (1996) verglichen

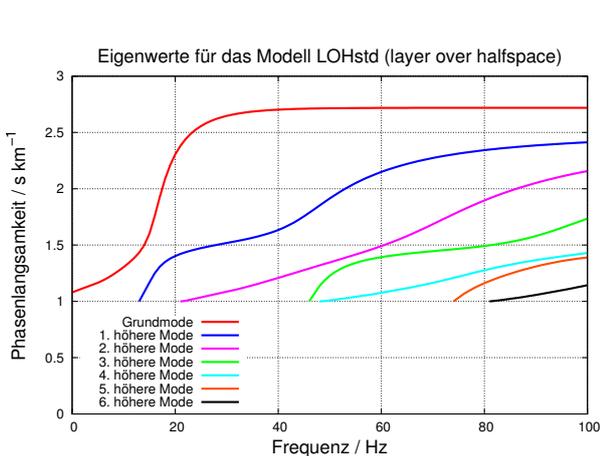


Abbildung 5: Dispersionskurven für die ersten sieben Normalmoden der Rayleigh-Wellen für das Modell *LOHstd* (Tab. 1). Die Fundamentalmode hat die Nummer #0. Die Dispersionsbeziehungen ergeben sich aus den Nullstellen der charakteristischen Gleichung. Nur für Werte der Langsamkeit größer als 1 s km^{-1} , dem Kehrwert von v_S im Halbraum, existieren für dieses Modell Normalmoden. Aus rechentechnischen Gründen sind die Kurven nicht vollständig dargestellt.

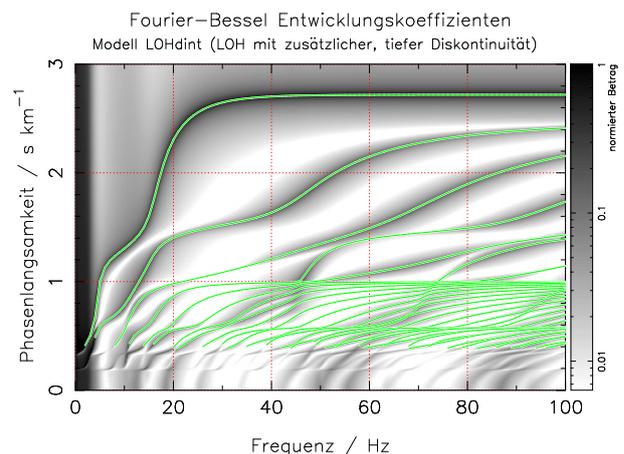


Abbildung 6: Betrag der Fourier-Bessel Entwicklungskoeffizienten (entsprechend Abb. 4) und überlagert die Dispersionskurven (entsprechend Abb. 5) für das Modell *LOHdint* (Tab. 2). Der Struktur des Modells *LOHstd* wurde in 100 m Tiefe eine zusätzliche Diskontinuität zu einem Halbraum mit der Scherwellengeschwindigkeit $v_S = 3 \text{ km s}^{-1}$ hinzugefügt. Signale, die für *LOHstd* zu den *Leaky*-Moden gehören, werden jetzt zu Normalmoden.

und mit einheitlicher Nomenklatur mathematisch formuliert. Die Beispiele in diesem Beitrag wurden mit einem Programm von Friederich (1999) berechnet, das den von Woodhouse (1988) entwickelten *root-count* nutzt.

Für das Modell *LOHstd* sind die von der Frequenz abhängigen Werte der Phasenlangsamkeit $p(\omega)$, für welche Normalmoden der Rayleigh-Wellen existieren (*Eigenwerte* für $\Delta_R(\omega, p) = 0$), in Abb. 5 dargestellt. Jede Normalmode wird durch eine Wellenlösung für die Ausbreitung parallel zur Oberfläche und eine vertikale Variation (*Eigenfunktion*) der Amplituden der Auslenkungen und elastischen Spannungen beschrieben. Die Komponenten der Auslenkung sind in Abb. 7 abgebildet. Mit sogenannten *Sensitivity-Kernels* (Abb. 8) kann quantitativ beschrieben werden, wie stark sich eine Änderung eines Modellparameters in gegebener Tiefe auf den jeweiligen Eigenwert auswirken würde. Je geringer die Frequenz, umso tiefer dringen die Oberflächenwellen in den Untergrund ein. Daher sind die kleinsten, noch auswertbaren Frequenzen für die Erkundungstiefe entscheidend. Mit zunehmendem Obertonindex (höhere Moden) oszillieren Eigenfunktionen und *Sensitivity-Kernels* rascher mit der Tiefe. Höhere Moden können, falls sie auswertbar sind, das strukturelle Abbild schärfer machen.

3.3 Tücken

Probleme bei der praktischen Auswertung und Inversion von Oberflächenwellen können dadurch entstehen, dass das beobachtete Signal nicht adäquat durch Normalmoden beschrieben werden kann. Die Normalmoden sind ein rein mathematisches Konzept für die Eigenschwingungen eines begrenzten rein elastischen Mediums. Die tatsächlich beobachteten Signale müssen damit nicht identisch sein. In der Flachseismik ist das Problem tückischer als in der Teleseismik, da

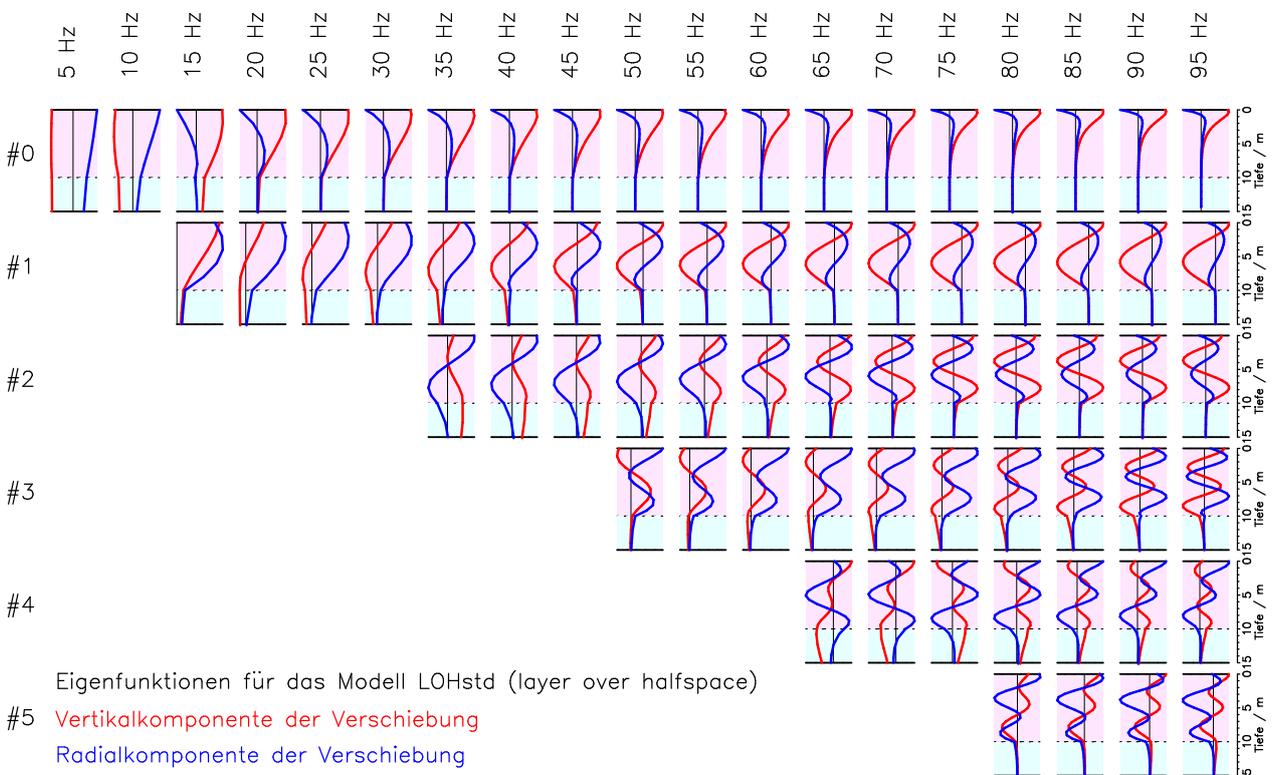


Abbildung 7: Eigenfunktionen der Fundamentalmode (#0) und der ersten fünf höheren Moden für das Modell *LOHstd* (Tab. 1). Entlang der in Abb. 5 dargestellten Dispersionskurven existieren Eigenlösungen des elastischen Randwertproblems für die Rayleigh-Wellen. Die Lösungen sind Wellen, die sich parallel zur freien Oberfläche ausbreiten und deren Amplitude von der Tiefe abhängt. Die Tiefenabhängigkeit der Vertikal- (rot) und Radial-Komponente (blau) ist dargestellt. Je kleiner die Frequenz, umso tiefer dringen die Wellen ein. Je größer der Obertonindex, umso mehr Nullstellen haben die Eigenfunktionen.

die Krusten- und Mantelstruktur (und damit die dazugehörigen Normalmoden) vorab wesentlich besser bekannt ist, als die Untergrundstruktur vor einer flachseismischen Erkundung. Die für die Flachseismik typischen, starken Kontraste der Materialparameter und der weite Bereich möglicher Werte der Poisson-Zahl können zu überraschenden Effekten führen.

Im Modell *LOHstd* existieren für $p < 1 \text{ s km}^{-1}$ keine Normalmoden. Trotzdem treten hier Signale auf (**G** in Abb. 4b), die als dispergierte Oberflächenwellen von den Normalmoden kaum unterscheidbar sind. Es handelt sich hier um geführte Wellen (z. B. Roth et al. 1998), die zwar Energie in den Halbraum abstrahlen, aber trotzdem mit großer Amplitude und dispergiert an der Oberfläche auftreten. Im Modell *LOHdint* (Tab. 2) wurde eine zusätzliche Diskontinuität zu einem noch schnelleren Halbraum eingefügt. In Abb. 6 ist der Betrag der Fourier-Bessel Entwicklungskoeffizienten für dieses Modell dargestellt. Zusätzlich sind dort die Dispersionskurven der Normalmoden eingetragen. Signale die in Abb. 4b zu verlustbehafteten Moden gehörten, sind jetzt zu Normalmoden geworden. Besonders deutlich ist das bei der ersten höheren Mode bei 10 Hz.

In einigen Klassen geschichteter Strukturen, zu denen auch der elastische Wellenleiter (LFB, *layer with fixed bottom*) gehört, können Rayleigh-Moden entarten (Kausel et al. 2015). Die Dispersionsbeziehung $p_l(\omega)$ zweier Moden mit unterschiedlichem Obertonindex l wird dann bei einer Frequenz identisch. Beide Moden sind in der Dispersionsbeziehung an dieser Stelle ununterscheidbar. Bereits im einfachen *LOHstd*-Modell genügt eine kleine Änderung der Poisson-Zahl (Modell *LOHosc*, Tab. 3), um eine quasi-Entartung, eine starke Oskulation hervorzurufen (Forbriger und P. Malischewsky 2015; P. G. Malischewsky und Forbriger 2017). In Abb. 9a ist der normierte Abstand d zwischen Grundmode und erster höherer Mode in Abhängigkeit von der Poisson-Zahl ν_1

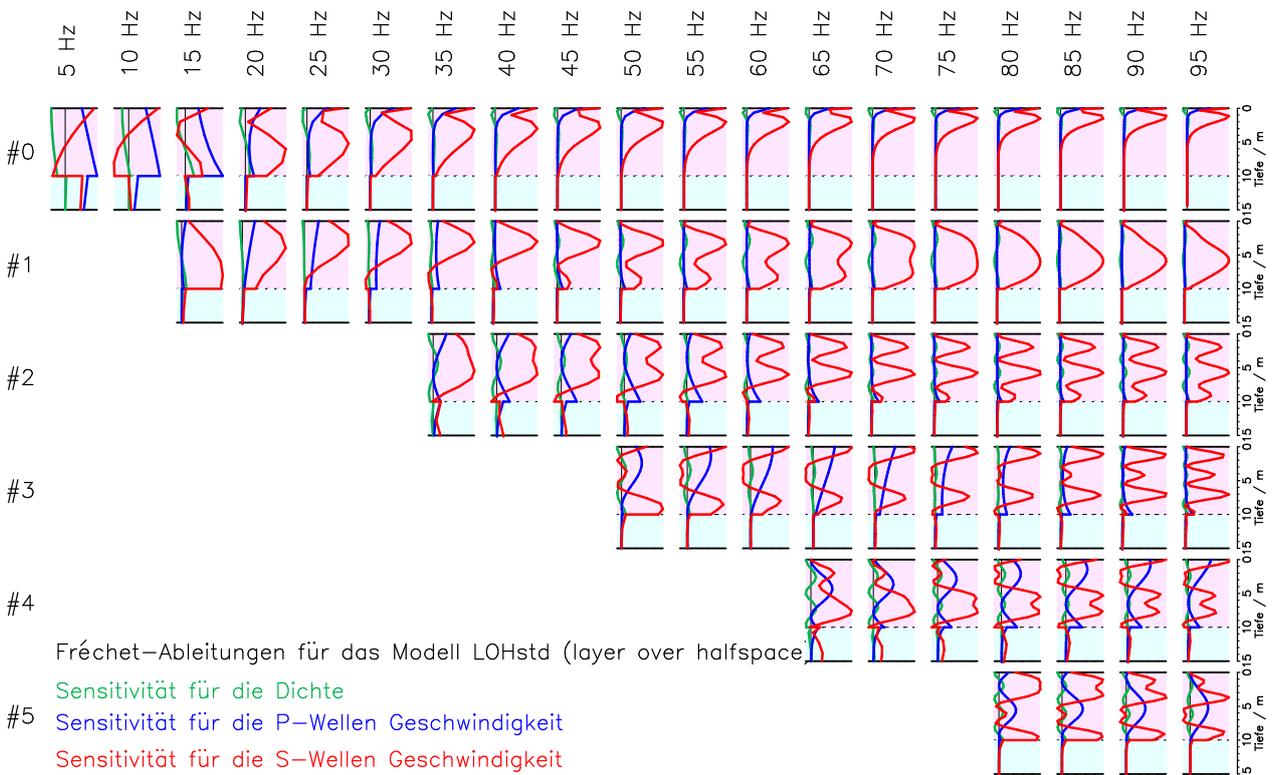


Abbildung 8: Sensitivity-Kernels (Fréchet-Ableitungen) für die seismischen Geschwindigkeiten v_p und v_s und für die Dichte im Modell *LOHstd* (Tab. 1). Dargestellt sind die Sensitivity-Kernels der Fundamentalmode (#0) und der ersten fünf höheren Moden entsprechend der in Abb. 5 gezeigten Dispersionskurven. Die Fréchet-Ableitung ist ein Maß dafür, wie sich der Eigenwert (Phasenlangsamkeit) ändern würde, falls der entsprechende Modellparameter in der gegebenen Tiefe verändert würde. Bei der Grundmode lässt nur die Phasenlangsamkeit bei kleinen Frequenzen (kleiner als 20 Hz) Rückschlüsse auf die Eigenschaften des Halbraumes zu. Offensichtlich wirken sich in einigen Frequenzbereichen auch die P-Wellen Geschwindigkeit und Dichtestruktur auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Rayleigh-Wellen aus.

Tabelle 3: Schicht über Halbraum mit Oskulation (*LOHosc*). z_i : Tiefe der Oberkante der Schicht, v_P : Geschwindigkeit der Kompressionswellen, v_S : Geschwindigkeit der Scherwellen, ν : Poisson-Zahl, ρ : Dichte, Q_P , Q_S : Güte des Kompressionswellen- bzw. Scherwellenmoduls.

z_i/m	$v_P/\text{km s}^{-1}$	$v_S/\text{km s}^{-1}$	ν	$\rho/\text{g cm}^{-3}$	Q_P	Q_S
10	1.50000	0.38331	0.465069	1.7	100	100
∞	1.73205	1.00000	0.250000	2.0	100	100

Tabelle 4: Schicht über Halbraum mit mehrdeutiger Dispersionsbeziehung (*LOHnudc*). z_i : Tiefe der Oberkante der Schicht, v_P : Geschwindigkeit der Kompressionswellen, v_S : Geschwindigkeit der Scherwellen, ν : Poisson-Zahl, ρ : Dichte, Q_P , Q_S : Güte des Kompressionswellen- bzw. Scherwellenmoduls.

z_i/m	$v_P/\text{km s}^{-1}$	$v_S/\text{km s}^{-1}$	ν	$\rho/\text{g cm}^{-3}$	Q_P	Q_S
10	0.69282	0.20	0.455	1.7	100	100
∞	4.33010	2.50	0.250	2.3	100	100

in der Schicht und dem Geschwindigkeitskontrast $r_S = v_{S1} v_{S2}^{-1}$ zum Halbraum dargestellt. Es gibt offenbar Werte $\nu_1(r_S)$ für die der Abstand nahezu verschwindet. Für das Modell *LOHosc* in Tab. 3 ist das der Fall. Im Wellenfeld (Abb. 9b) geht die Grundmode bei ca. 16 Hz unmerklich in die erste höhere Mode und bei $p = 1 \text{ s km}^{-1}$ in die Leaky-Mode über. Die Dispersion des tatsächlich beobachtbaren Signals stimmt nicht mit dem Verlauf der Dispersionskurven der Normalmoden überein. Dieses Erscheinungsbild ist für Oskulationen typisch (Forbriger 2006). Diese Phänomene treten in der Flachseismik besonders häufig auf, da sie durch starke Parameterkontraste begünstigt werden (z. B. De Nil 2005; Liu und Fan 2012). Kerry (1981) beschreibt, wie Oskulationen auch die Berechnung synthetischer Dispersionskurven durch die Suche nach den Nullstellen der charakteristischen Funktion erheblich erschweren. Die Methode von Woodhouse (1988) zur Bestimmung des Obertonindex ist in diesen Fällen hilfreich.

Die gängigen Verfahren zur numerischen Berechnung von Dispersionskurven und auch viele Verfahren zur Analyse von Oberflächenwellen gehen davon aus, dass die Dispersionsbeziehung der Phasenlangsamkeit $p(\omega)$ (oder der Wellenzahl oder Phasengeschwindigkeit) einer Normalmode eine eindeutige Funktion der Frequenz ω ist. P. G. Malischewsky et al. (2017) haben kürzlich darauf hingewiesen, dass diese Erwartung nicht generell erfüllt ist. Bereits für den einfachen LOH-Fall wird in einem bestimmten Wertebereich der Poisson-Zahl die Dispersionsbeziehung als Funktion der Frequenz mehrdeutig. Ein solcher Fall tritt für das Modell *LOHnudc* (Tab. 4) auf. In Abb. 10 ist erkennbar, dass die erste höhere Mode bei Frequenzen zwischen 13.25 Hz und 13.7 Hz mit drei verschiedenen Ausbreitungsgeschwindigkeiten bei jeder Frequenz auftritt. P. G. Malischewsky et al. (2017) zeigen, dass dieses Phänomen bei starkem Kontrast zum Halbraum für Werte der Poisson-Zahl von $\nu > 0.19$ auftreten kann. In diesem Sinne mehrdeutige Dispersionsbeziehungen sind bei Rayleigh-Lamb-Wellen in freien Platten bekannt (z. B. Negishi 1987). Das Phänomen kann allerdings auch in Strukturen auftreten, die für seismische Anwendungen typisch sind.

3.4 Hartnäckige Irrtümer

Einige Vorstellungen von den Eigenschaften von Rayleigh-Wellen halten sich erstaunlich hartnäckig, obwohl sie nur für ausgewählte Spezialfälle gültig sind. Rayleigh-Wellen sind immer elliptisch polarisiert. Die Partikelbewegung ist aber nur im homogenen Halbraum generell retrograd. In Strukturen mit von der Tiefe abhängigen Eigenschaften ist die Elliptizität von der Frequenz abhängig und der Umlaufsinn der Partikel an der Oberfläche kann sich umkehren (P. G. Malischewsky et al. 2008). Bei den Frequenzen bei denen der Umlaufsinn wechselt verschwindet eine der Komponenten der Auslenkung. Verfahren wie HVSr (siehe Abschnitt 5.3) versuchen genau diesen Effekt zu nutzen.

Rayleigh-Wellen sind in der Regel hauptsächlich für die Scherwellen-Geschwindigkeit v_S des Mediums empfindlich, aber nicht ausschließlich. In Abb. 8 ist erkennbar, dass insbesondere bei kleinen Frequenzen die Phasengeschwindigkeit der Grundmode sowohl von der Kompressionswellen-Geschwindigkeit v_P , also auch der Verteilung der Massendichte abhängt.

Die Eindringtiefe der Wellen und damit die erreichbare Erkundungstiefe hängt von Frequenz, Ober-tonindex und der Struktur ab, in der sich die Wellen ausbreiten (Abb 8). Einfache Skalierungsbeziehungen zwischen Eindringtiefe und horizontaler Wellenlänge scheitern bei Oberflächenwellen in komplizierteren Strukturen.

Auch die Vorstellung, dass die Dispersionsbeziehung nur im Fernfeld gemessen werden kann und Messungen im Nahfeld grundsätzlich einem systematischen Fehler unterliegen, ist falsch. Im Fernfeld ist die Messung in der Regel einfacher, weil die Wellen dort näherungsweise ebene Wellenfronten haben. Die Dispersionsbeziehung ist allerdings unabhängig von der Form der Wellenfronten und gilt sowohl für zylindrische Wellenfronten im Nahfeld, als auch für Überlagerungen gestreuter Wellen. Wielandt (1993) beschreibt ein Verfahren zur Dispersionsanalyse in nicht-ebenen Wellenfeldern. Die Fourier-Bessel-Transformation (Forbriger 2003a) ist eine Methode zur Dispersionsanalyse, die auch im Nahfeld einer Punktquelle korrekte Ergebnisse liefert.

4 Inversion von Messdaten

Die klassische Inversion von Oberflächenwellen wird in zwei Stufen durchgeführt. Die erste Stufe ist eine Dispersionsanalyse. Deren Resultate werden in einer zweiten Stufe zu einem Strukturmodell des Untergrundes invertiert.

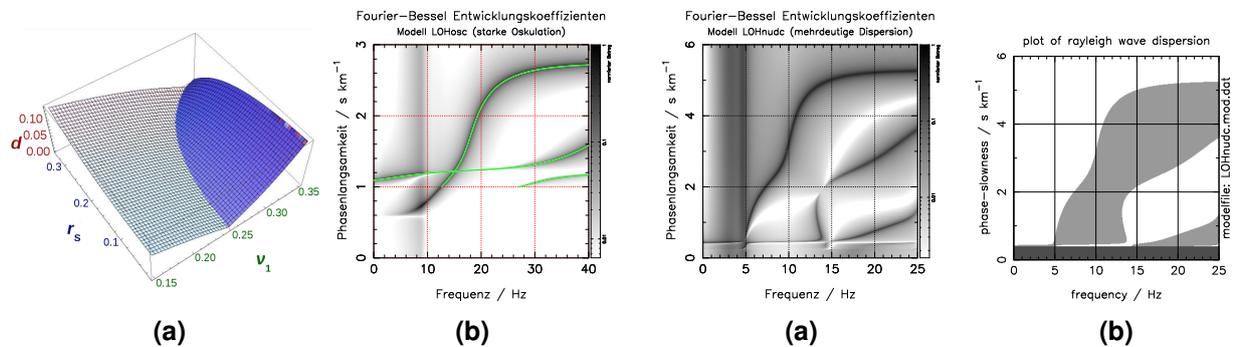


Abbildung 9: (a) Der kleinste Abstand d der Dispersionskurven der Grundmode und der ersten höheren Mode einer LOH-Struktur (P. G. Malischewsky und Forbriger 2017) hängt von der Poisson-Zahl ν_1 der Schicht und vom Kontrast r_S zum Halbraum ab. Er wird in einer dimensionslosen Auftragung abgelesen, die auf die Dicke und Scherwellengeschwindigkeit der Schicht normiert ist. (b) Fourier-Bessel Entwicklungskoeffizienten und Dispersionsbeziehungen für ein leicht modifiziertes Modell *LOHosc* (Tab. 3). Die Grundmode und die erste höhere Mode weisen bei 15 Hz eine starke Oskulation (Quasi-Entartung) auf. Die im Wellenfeld vertretene, dispergierte Welle, setzt sich aus Grundmode, erster höherer Mode und Leaky-Mode zusammen, ohne dass der Übergang erkennbar wäre.

Abbildung 10: (a) Fourier-Bessel Entwicklungskoeffizienten für das Modell *LOHnuc* (Tab. 4). Die Dispersionsbeziehung als Funktion der Frequenz ist für die erste höhere Mode im Frequenzintervall 13 Hz bis 14 Hz mehrdeutig. In diesem Intervall tritt die Mode mit drei verschiedenen Werten der Phasenlangsamkeit (entsprechend Wellenzahl oder Phasengeschwindigkeit) gleichzeitig auf. Konventionelle Programme zur Berechnung der Dispersionsbeziehung scheitern hier bei der Nullstellensuche. (b) Vorzeichen (positiv grau, negativ weiß) der charakteristischen Funktion, berechnet mit dem Algorithmus von Schwab und Knopoff (1972). Die Dispersionskurven der Normalmoden verlaufen an den Kontaktlinien zwischen grauen und weißen Flächen.

4.1 Erste Stufe: Dispersionsanalyse

Bei teleseismischen Aufzeichnungen kann die Fundamentalmode in einem begrenzten Entfernungsbereich im Seismogramm von den restlichen Komponenten des Wellenfeldes getrennt werden. In solchen Signalen, die nur aus einer ebenen Welle bestehen, kann die Dispersionsbeziehung $p(\omega)$ direkt aus der Phase der Fourier-Transformierten

$$\tilde{u}_z(\omega, r) = A(\omega) e^{i p(\omega) \omega r} \quad (3)$$

des Seismogramms $u_z(t, r)$ gewonnen werden. Mit der sogenannten *Zwei-Stations-Methode* (Kovach 1978), die in der Geotechnik häufig als *Spectral Analysis of Surface Waves* (SASW, Nazarian 1984; Nazarian und Desai 1993) bezeichnet wird, kann dann die Dispersionskurve durch Vergleich der Fourier-Phase an zwei Offsets r_1 und r_2 gewonnen werden. Dieses Verfahren scheitert, sobald sich mehrere Moden im Seismogramm überlagern (Forbriger 2003b, Sec. 6). Abb. 11 zeigt den Phasor, der durch die Überlagerung zweier Moden der Phasenlangsamkeit p_1 und p_2 entsteht. Aus dem Unterschied der Fourier-Phase

$$\tilde{u}_z(\omega, r) = A_1(\omega) e^{i p_1(\omega) \omega r} + A_2(\omega) e^{i p_2(\omega) \omega r} \quad (4)$$

zwischen zwei Offsets r_1 und r_2 kann nicht mehr eindeutig auf die Dispersionsbeziehungen geschlossen werden. Für flachseismische Datensätze ist es typisch, dass sich mehrere Moden in den Seismogrammen überlagern. Das Problem lässt sich allerdings leicht lösen, da flachseismische Datensätze heutzutage aus simultanen Registrierungen an zahlreichen Offsets bestehen. Zur Dispersionsanalyse kann dann eine Wellenfeld-Transformation verwendet werden, wie sie erstmals von McMechan und Yedlin (1981) beschrieben und von Gabriels et al. (1987) für eine flachseismische Inversion verwendet wurde. Diese Vorgehensweise wird in der Literatur häufig mit *MASW* (multi-channel analysis of surface waves) bezeichnet, obwohl die namensgebende

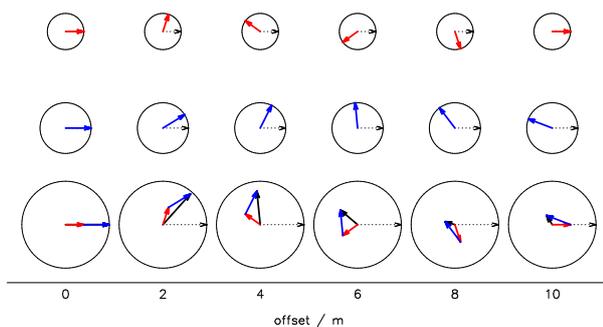


Abbildung 11: Interferenz zweier ebener Oberflächenwellen dargestellt anhand der Phasoren bei 15 Hz. Die erste Mode (rot) hat eine Phasengeschwindigkeit von 150 m s^{-1} und die Amplitude $A_1 = 1$. Die zweite Mode (blau) breitet sich mit 340 m s^{-1} aus und hat die Amplitude $A_2 = 1.4$. Die Fourier-Phase der Einzelmoden nimmt jeweils linear mit dem Offset zu. Im Gegensatz zu den Einzelmoden ist die Differenz der Fourier-Phase der Überlagerung (schwarz) von einem Offset zum anderen bedeutungslos.

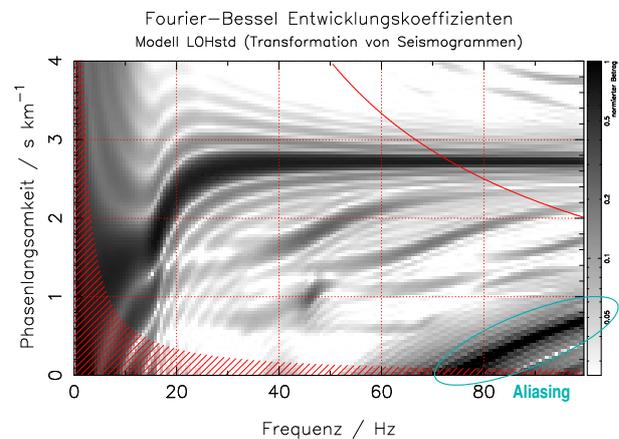


Abbildung 12: Durch Fourier-Bessel Transformation der Seismogramme (Abb. 4a) gewonnene Entwicklungskoeffizienten. Im Vergleich zu den theoretischen Entwicklungskoeffizienten (Abb. 4b) sind nur Fragmente der Signale erkennbar. Nebenmaxima aufgrund der beschränkten Ausdehnung der Auslage wirken sich störend aus. Rot schraffiert ist die zu erwartende Unschärfe aufgrund der auf 150 m begrenzten Auslage. Für Frequenzen kleiner 15 Hz kann kein zuverlässiger Wert der Phasenlangsamkeit bestimmt werden. Die rote Hyperbel markiert die Nyquist-Langsamkeit, aufgrund der Geophon-Abstandes von 5 m. Räumliches Aliasing ist bei Frequenzen größer 70 Hz deutlich erkennbar.

Methode (Park et al. 1999) nicht in der Lage ist mehrere Moden zuverlässig zu trennen, da sie keine Wellenzahl-Transformation enthält. Die Wellenfeld-Transformation ist nicht auf ebene Wellen beschränkt, sondern kann mathematisch korrekt auf Zylinder-Wellen angewendet werden, wie sie von Punktquellen angeregt werden (Forbriger 2003a). Henry et al. (1980) haben einen Inversionsansatz zur Berechnung von Fourier-Bessel Entwicklungskoeffizienten vorgestellt. Forbriger (2003b) und Klein et al. (2005) invertieren Fourier-Bessel Entwicklungskoeffizienten zu Strukturmodellen des Untergrundes. Die Entwicklungskoeffizienten können aber auch verwendet werden, um daraus Dispersionskurven abzulesen (z. B. Bohlen et al. 2004; Bussat und Kugler 2011).

Aufgrund der Abtastung des Wellenfeldes mit einer endlichen Anzahl von Geophonen, ist die Information im Datensatz beschränkt. Bei der Dispersionsanalyse führt das, wie bei jeder Spektralanalyse, zu einer endlichen Auflösung, zu Nebenmaxima und zu Aliasing im Wellenzahlbereich (Forbriger 2003a, Sec. 2.2). In Abb. 12 ist eine Wellenfeld-Transformation von Seismogrammen für das Modell *LOHstd* dargestellt. Bei einer Auslage von $L = 150$ m Länge liegen für die Berechnung 30 Seismogramme der Vertikalkomponente im Abstand von jeweils 5 m vor. Der schraffierte Bereich in der Abbildung gibt die von der Frequenz f abhängige Unschärfe $\Delta p = (fL)^{-1}$ an, die alleine aufgrund der endlichen Auslage entsteht. Die rote Hyperbel markiert die Nyquist-Langsamkeit. Bei Frequenzen größer 70 Hz ist ein Aliasing-Signal bei kleinen Werten der Phasenlangsamkeit deutlich erkennbar. Aufgrund der endlichen Auslage entstehen Nebenmaxima, die es erheblich erschweren, Dispersionsbeziehungen abzulesen (vgl. Abb. 4b). In der Praxis wird die kleinste verwendbare Frequenz und damit die Erkundungstiefe in der Regel durch die Länge der Auslage und die damit verbundene Unschärfe begrenzt. Verfahren, die direkt die Fourier-Phase in eine Dispersionsbeziehung einer einzelnen Mode umrechnen, sind grundsätzlich von der gleichen Unschärfebedingung betroffen, auch wenn dies oft übersehen wird. Die Länge der Auslage, die für das Verfahren zur Verfügung steht, wird dabei meist nicht von der technischen Ausrüstung, sondern von lateraler Heterogenität oder der räumlichen Begrenzung des Messgebietes beschränkt. Falls der Untergrund lateral zu heterogen ist, besteht keine Phasenkohärenz entlang des Profils und es kann keine sinnvolle Dispersionsbeziehung mehr bestimmt werden (z. B. Forbriger 2001, Abb. VI.40 S. 190). Falls die räumliche Änderung der Phasenlangsamkeit entlang eines langen Profils schwach genug ist, kann dieses in Teilabschnitte unterteilt werden. Bohlen et al. (2004) bilden auf diese Weise laterale Veränderungen der Untergrundstruktur ab.

4.2 Zweite Stufe: Strukturmodell

In der zweiten Stufe wird die Dispersionsbeziehung zu einem Strukturmodell des Untergrundes invertiert. Dieses Inversionsproblem ist nicht-linear und inhärent mehrdeutig. Da die Verwendung einer Dispersionskurve impliziert, dass die Struktur lateral homogen ist, ist der Modellraum überschaubar. Häufig wird die Anzahl der freien Modellparameter noch zusätzlich eingeschränkt, indem die Struktur durch homogene Schichten oder lineare Gradienten parametrisiert wird. Erfahrungsgemäß ist bei der Flachseismik auf Lockersedimenten zumindest in Oberflächennähe ein Gradient erforderlich und eine homogene Schicht nicht adäquat.

Als Optimierungsmethode kommen praktisch alle für nichtlineare Inversionsprobleme geeigneten Verfahren in Betracht und werden auch in der Praxis eingesetzt. Bei geeigneter Parametrisierung kann der Modellraum global abgesucht werden (z. B. Maraschini und Foti 2010; Wathelet 2008; Wilken und Rabbel 2012). Auch lokale, iterative Suchstrategien mit partiellen Ableitungen der zu invertierenden Beobachtungsgröße (z. B. Forbriger 2003b) oder konjugierten Gradienten der Misfit-Funktion werden verwendet (z. B. Bohlen et al. 2004). Die Vor- und Nachteile der einzelnen Verfahren und Ansätze zur Auflösungsanalyse im Detail darzustellen, würde den Rahmen dieses Beitrags sprengen.

Die aus den Messdaten bestimmte Dispersionsbeziehung durch eine synthetisch berechnete Dispersionskurve anzupassen, kann zu Komplikationen führen. Insbesondere durch die starken Kontraste der Materialeigenschaften in flachseismischen Strukturen treten in den Daten Oskulationen

auf (z. B. Boaga et al. 2013; Lu et al. 2007) oder höhere Moden dominieren (z. B. Cercato 2009). Beides kann zu einer falschen Zuordnung der Dispersionsbeziehung zu Normalmoden führen. Forbriger (2003a,b), O'Neill et al. (2006) und Ryden und Lowe (2004) berichten, dass diese Probleme ganz besonders bei der Untersuchung von Strukturen mit harter Deckschicht (asphaltierte Flächen) auftreten. Maraschini et al. (2010) vermeiden das Problem, indem Sie die Summe der Werte der Rayleigh-Determinante (charakteristische Funktion) entlang der Dispersionsbeziehung der Messdaten minimieren. Eine Modenzuordnung entfällt in diesem Fall, genauso wie bei der Inversion von Fourier-Bessel Entwicklungskoeffizienten (Forbriger 2003b).

4.3 Alternative: Wellenforminversion

Die Inversion vollständiger Wellenformen (*full waveform inversion*, FWI) führt das Strukturmodell direkt auf die gemessenen Seismogrammsignale zurück. Sie ist das einzige Verfahren, das auch Oberflächenwellen auf lateral beliebig heterogenen Strukturen invertieren kann, da keine Messung der Phasengeschwindigkeit (Dispersionsanalyse) erforderlich ist. Damit einher geht, dass grundsätzlich auch keine Identifizierung des aufgezeichneten Wellentyps oder eine Zuordnung der beobachteten Signale zu Normalmoden eines hypothetischen Untergrundmodells erforderlich ist.

Eine frühe Anwendung auf teleseismische Rayleigh-Wellen hat Friederich (2003) vorgestellt. Die Verfahren werden rege weiter entwickelt (z. B. Bozdağ et al. 2016; Fichtner und Villaseñor 2015) und auch die Anwendung auf flachseismische Fragestellungen und die Materialprüfung wird derzeit intensiv vorbereitet (z. B. Forbriger et al. 2014; Groos et al. 2017; Köhn et al. 2016; Wittkamp und Bohlen 2016).

Aufgrund der vielen Dimensionen des Modellraums bei 2D- oder sogar 3D-heterogenen Strukturen in Verbindung mit der inhärenten Nichtlinearität und Mehrdeutigkeit des Inversionsproblems, werden auch in Zukunft herkömmliche Verfahren zur Inversion von Oberflächenwellen zum Einsatz kommen, um geeignete Startmodelle für die FWI zu erzeugen.

4.4 Auflösungsanalyse

So vielfältig wie die verwendeten Inversionsalgorithmen sind auch die Verfahren zur Auflösungsanalyse. Lokale Suchstrategien können leicht um eine im Modellraum lokale Auflösungsanalyse auf der Grundlage partieller Ableitungen der Beobachtungsgröße ergänzt werden (z. B. Forbriger 2003b; Jackson 1976). Diese Verfahren sowie Untersuchungen der Auflösungsmatrix des linearisierten Problems und auch Rekonstruktionsanalysen wie *Checkerboard tests* für Tomographieergebnisse (z. B. Kugler et al. 2007) erlauben nur eine eingeschränkte Beurteilung der Aussagekraft der Messdaten (Lévêque et al. 1993). Globale Suchstrategien liefern nicht nur ein optimales Modell, sondern ein ganzes Ensemble gleichwertig geeigneter Modelle. Damit lässt sich auch *Trade-off* zwischen Parametern global im Modellraum darstellen (z. B. Wathelet et al. 2004).

Für eine gründliche Bewertung der Bedeutung der Inversionsergebnisse sollten mehrere Verfahren der Auflösungsanalyse kombiniert werden. Insbesondere ist es sinnvoll gezielt alternative Strukturmodelle zu testen, um die Notwendigkeit wesentlicher Modelleigenschaften zu prüfen. So lässt sich beim Beispieldatensatz *Rheinstetten*, der in Abschnitt 2.1 besprochen wurde, nachweisen, dass sich die Poisson-Zahl an der Oberkante zum Halbraum sprunghaft ändern muss.

5 Übersicht über praktische Verfahren und Anwendungen

5.1 Geschichte und Literatur

Frühe theoretische Arbeiten zur Dispersion von Oberflächenwellen in LOH-Strukturen einer Schicht über einem Halbraum stammen bereits aus den 1930er Jahren (z. B. Sezawa 1927; Sezawa und Kanai 1935, 1940). Die Suche nach den Nullstellen der charakteristischen Funktion war damals ohne elektronische Rechenanlagen eine ernstzunehmende Aufgabe. Diese Arbeiten wurden fast zeitgleich bereits für flachseismische Untersuchungen verwendet (z. B. Köhler 1935). Die Wellen wurden damals mit harmonischen Schwingern angeregt, um die Abhängigkeit der Phasengeschwindigkeit von der Frequenz auch ohne Fourier-Transformation bestimmen zu können. Später (z. B. Korschunow 1955) wurden mechanische Mader-Ott Analysatoren (Hinzen et al. 2013) zur Fourier-Transformation verwendet. Bemerkenswert ist, dass Korschunow (1955) explizit die Oskulationen zur Inversion der Messdaten verwendet, die im Wellenleiter auftreten (LFB-Modell, Sezawa und Kanai 1935).

Die Entwicklung der flachseismischen Anwendung wurde auch durch die teleseismischen Forschungen zu Oberflächenwellen (siehe z. B. Kovach 1978) und neue Rechenverfahren zur Seismogrammanalyse und zur synthetischen Berechnung von Dispersionskurven mit elektronischen Rechnern gefördert. Der Fortschritt verlief phasenweise und in Geophysik und Geotechnik häufig parallel (Forbriger 2001, Kap. 1.2). Mit der fortschreitenden technischen Entwicklung von handlichen Seismik-Apparaturen mit vielen synchronen Kanälen und schnellen Arbeitsplatzrechnern, auf denen iterative Inversionsverfahren effizient durchgeführt werden können, haben flachseismische Untersuchungen von Oberflächenwellen weitere Attraktivität gewonnen.

Socco et al. (2010) geben einen umfassenden Überblick über die jüngere Entwicklung und die Vielfalt der Anwendungsbereiche und Inversionsverfahren. Von Garofalo et al. (2016a) wurden in einer Blindstudie Datensätze von drei Testgebieten mit unterschiedlichen Analyse- und Inversionsverfahren untersucht. Dabei kamen sowohl aktive als auch passive Messungen zum Einsatz. Umfangreiche Bohrlochmessungen (Garofalo et al. 2016b) bieten *Ground truth*, also die direkte Überprüfung der Inversionsergebnisse im Vergleich zu den tatsächlichen Untergrundeigenschaften. Von Foti et al. (2017) wird eine Handreichung für die praktische Anwendung vorbereitet.

5.2 Aktive Verfahren

Flachseismische Untersuchungen profitieren davon, dass Rayleigh-Wellen sehr einfach und flexibel durch Hammerschlag angeregt werden können. Räumliches Aliasing spielt daher heutzutage bei sorgfältiger Durchführung praktisch keine Rolle mehr. Die meisten flachseismischen Erkundungen mit Oberflächenwellen verwenden die Dispersion der Grundmode entlang eines linearen Profils. Dabei wird vorausgesetzt, dass die Materialeigenschaften unter dem Profil nur mit der Tiefe variieren. Zur Überprüfung werden, wie auch in der Refraktionsseismik üblich, sowohl ein Hin- als auch ein Rückschuss registriert. Die simultane Inversion von Rayleigh- und Love-Wellen (z. B. Dal Moro und Ferigo 2011; Wittkamp 2016) oder von Rayleigh-Wellen und Laufzeiten von Raumwellen (z. B. Forbriger 2003b) kann die Aussagekraft erhöhen.

Eine Phasenlaufzeit-tomographie (Kugler et al. 2007) wird in der Flachseismik nur äußerst selten angewendet. Sie erfordert, dass laterale Variationen sehr moderat ausfallen und die Fundamentalmode aus den Beobachtungen extrahiert werden kann. Für tomographische Untersuchungen wird in der Flachseismik zukünftig die Inversion vollständiger Wellenformen (FWI) an Bedeutung gewinnen.

Die Anwendungsbereiche aktiver Verfahren der Oberflächenwellenanalyse reichen von der seismischen Erkundung bis zu sehr kleinen Skalen. Sie werden zur Untersuchung von Asphaltsschichten eingesetzt (z. B. Ryden und Lowe 2004) sowie in der Materialprüfung (z. B. Köhn et al. 2016; Mutlib et al. 2016; Papaalias et al. 2008) bis hinab zur μm -Skala (z. B. Hesjedal 2010).

5.3 Passive Verfahren

Mit der allgemeinen Begeisterung für Verfahren der seismischen Interferometrie (Boschi und Weemstra 2015; Wapenaar et al. 2008) werden diese Verfahren auch zunehmend in der flachseismischen Erkundung eingesetzt. Dabei wird die Information über die Struktur des Untergrundes aus dem seismischen Hintergrundsignal gewonnen. Diese Methoden, die ohne aktive Quellen auskommen, sind in Fällen von Vorteil, bei denen der Einsatz starker seismischer Quellen nicht möglich ist, weil dadurch (z.B. in besiedelten Gebieten) Schäden verursacht werden könnten. Aber auch, wenn die verfügbaren Quellen nicht stark genug sind, um tiefe Frequenzen ausreichend anzuregen, kann durch die Verwendung des Hintergrundsignals die Erkundungstiefe vergrößert werden (Garofalo et al. 2016a).

Durch Kreuzkorrelation der an zwei Orten aufgezeichneten Hintergrundsignale kann die sogenannte *ambient noise Green's function* der Oberflächenwellen und damit ihre Dispersionsbeziehung gewonnen werden (z. B. Shapiro et al. 2005). Falls ein Array von Empfängern (Geophonen) zur Verfügung steht, können diese Analysen für eine *ambient noise tomography* (ANT) verwendet werden (z. B. Bensen et al. 2007; Bussat und Kugler 2011).

Dominieren einzelne Wellenzüge in den Daten, so kann durch *fk*-Analyse die Dispersionsbeziehung und auch die Ausbreitungsrichtung der Wellen bestimmt werden (z. B. Asten und Henstridge 1984; Rost und Thomas 2002). Für die sogenannten SPAC-Methode (*spatial autocorrelation*, z. B. Aki 1957; Ikeda et al. 2012) werden möglichst rotationssymmetrische Arrays verwendet. Bei der Inversion zum Strukturmodell wird dann das Ergebnis der räumlichen Korrelation der Signale (in der idealisierten Theorie eine Bessel-Funktion) durch eine numerische Vorhersage angepasst.

Die HVSR-Methode (z. B. Hobiger et al. 2013) wertet die Frequenzabhängigkeit des Amplitudenverhältnisses zwischen Horizontal- und Vertikal-Komponente (H/V) an einem einzelnen Beobachtungsort aus. Bei Verwendung des seismischen Hintergrundsignals wird dieses Verhältnis als Elliptizität der Grundmode der Rayleigh-Wellen interpretiert.

Die meisten dieser Verfahren setzen die Gültigkeit von Annahmen über das beobachtete Wellenfeld voraus. Erwartet wird beispielsweise, dass das Wellenfeld diffus ist oder dass die Grundmode dominiert oder dass die Energie auf alle Wellentypen gleich verteilt ist. Ob diese Annahmen erfüllt sind, kann häufig nicht anhand der Messsignale selber überprüft werden. Dies liegt an der stochastischen Natur des Hintergrundsignals und der nur beschränkten Anzahl von Beobachtungspunkten und der Beobachtungsdauer. Bonnefoy-Claudet et al. (2006) zeigen, dass das seismische Hintergrundsignal situationsabhängig sehr vielfältig zusammengesetzt sein kann. Tatsächlich kann das zu Fehlinterpretationen oder und systematischen Fehlern im Inversionsergebnis führen (Fichtner und Villaseñor 2015; Hanssen und Bussat 2008). Horstmann und Forbriger (2010) zeigen, wie die Auswertung von Kreuzkorrelogrammen der jeweiligen Situation angepasst und korrekt interpretiert werden kann.

6 Software

Einige Programme zur Berechnung, Analyse und Inversion von Oberflächenwellen sind frei verfügbar. Von Herrmann (2013) wird die klassische Sammlung *Computer Programs in Seismology* (Herrmann 2017) zur Verfügung gestellt. Das Programmpaket *geopsy* (Geopsy team 2017) hat weite Verbreitung in der Ingenieurseismologie gefunden (Wathelet 2008; Wathelet et al. 2004). Die Fourier-Bessel Entwicklungskoeffizienten für diesen Beitrag wurden mit *syg* (Forbriger 2017a) berechnet, das auf dem *Reflectivity*-Algorithmus *refseis* (Ungerer und Forbriger 2017; Ungerer und Wielandt 2017) von Ungerer (1990) beruht. Einen alternativen numerischen Ansatz (Wang 1999) bieten die Programme *qseis* und *mseis* (Wang 2017a,b). Mit dem Programm *greda* (Forbriger 2012) kann eine Wellenfeldtransformation durchgeführt werden. Die so berechneten Fourier-Bessel Entwicklungskoeffizienten werden mit *gremlin* (Forbriger 2017b) invertiert.

Danksagung

Wolfgang Friederich danke ich für die Überlassung des Programms `flspher` mit dem die in Abschnitt 3 gezeigten Dispersionsbeziehungen, Eigenfunktionen und Sensitivity-Kernels berechnet wurden. Einige der Abbildungen wurden mir dankenswerter Weise von Peter Malischewsky und Lisa Groos zur Verfügung gestellt. Die Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG, FO506/1-1) und das Bundesministerium für Bildung und Forschung (GEOTECHNOLOGIEN, 03G0752A) haben die Arbeit an diesem Thema gefördert.

Literatur

- Aki, K. (1957). „Space and time spectra of stationary stochastic waves, with special reference to microtremors“. In: *Bull. Earthq. Res. Inst.* 35.3, S. 415–456. URL: <http://hdl.handle.net/2261/11892> (besucht am 2017-02-15).
- Aki, K. und P. G. Richards (2002). *Quantitative Seismology*. 2. Aufl. Sausalito: University Science Books. ISBN: 0-935702-96-2.
- Asten, M. W. und J. D. Henstridge (1984). „Array estimator and the use of microseisms for reconnaissance of sedimentary basins“. In: *Geophysics* 49.11, S. 1828–1837. DOI: 10.1190/1.1441596.
- Bensen, G. D., M. H. Ritzwoller, M. P. Barmin, A. L. Levshin, F. Lin, M. P. Moschetti, N. M. Shapiro und Y. Yang (2007). „Processing seismic ambient noise data to obtain reliable broad-band surface wave dispersion measurements“. In: *Geophys. J. Int.* 169, S. 1239–1260. DOI: 10.1111/j.1365-246X.2007.03374.x.
- Boaga, J., G. Cassiani, C. L. Strobbia und G. Vignoli (2013). „Mode misidentification in Rayleigh waves: Ellipticity as a cause and a cure“. In: *Geophysics* 78.4, EN17–EN28. DOI: 10.1190/GEO2012-0194.1.
- Bohlen, T., S. Kugler, G. Klein und F. Theilen (2004). „1.5D inversion of lateral variation of Scholte-wave dispersion“. In: *Geophysics* 69.2, S. 330–344. DOI: 10.1190/1.1707052.
- Bonnefoy-Claudet, S., F. Cotton und P.-Y. Bard (2006). „The nature of noise wavefield and its applications for site effects studies: A literature review“. In: *Earth-Sci. Rev.* 79.3–4, S. 205–227. DOI: 10.1016/j.earscirev.2006.07.004.
- Boschi, L. und C. Weemstra (2015). „Stationary-phase integrals in the cross correlation of ambient noise“. In: *Rev. Geophys.* 53.2, S. 411–451. DOI: 10.1002/2014RG000455.
- Bozdag, E., D. Peter, M. Lefebvre, D. Komatitsch, J. Tromp, J. Hill, N. Podhorszki und D. Pugmire (2016). „Global adjoint tomography: first-generation model“. In: *Geophys. J. Int.* 207.3, S. 1739–1766. DOI: 10.1093/gji/ggw356.
- Buchen, P. und R. Ben-Hador (1996). „Free-mode surface-wave computations“. In: *Geophys. J. Int.* 124, S. 869–887. DOI: 10.1111/j.1365-246X.1996.tb05642.x.
- Bussat, S. und S. Kugler (2011). „Offshore ambient-noise surface-wave tomography above 0.1 Hz and its applications“. In: *The Leading Edge* 30.5, S. 514–524. DOI: 10.1190/1.3589107.
- Cercato, M. (2009). „Addressing non-uniqueness in linearized multichannel surface wave inversion“. In: *Geophys. Prospect.* 57, S. 27–47. DOI: 10.1111/j.1365-2478.2007.00719.x.
- Dal Moro, G. und F. Ferigo (Nov. 2011). „Joint analysis of Rayleigh- and Love-wave dispersion: Issues, criteria and improvements“. In: *J. Appl. Geophys.* 75.3, S. 573–589. DOI: 10.1016/j.jappgeo.2011.09.008.
- De Nil, D. (2005). „Characteristics of Surface Waves in Media with Significant Vertical Variations in Elasto-Dynamic Properties“. In: *J. Environ. Eng. Geoph.* 10.3, S. 263–274. DOI: 10.2113/JEEG10.3.263.
- Fichtner, A. und A. Villaseñor (2015). „Crust and upper mantle of the western Mediterranean - Constraints from full-waveform inversion“. In: *Earth Planet. Sc. Lett.* 428, S. 52–62. DOI: 10.1016/j.epsl.2015.07.038.
- Forbriger, T. (2001). „Inversion flachseismischer Wellenfeldspektren“. Dissertation. Institut für Geophysik, Universität Stuttgart. DOI: 10.18419/opus-142.
- (2003a). „Inversion of shallow-seismic wavefields: I. Wavefield transformation“. In: *Geophys. J. Int.* 153, S. 719–734. DOI: 10.1046/j.1365-246X.2003.01929.x.
- (2003b). „Inversion of shallow-seismic wavefields: II. Inferring subsurface properties from wavefield transforms“. In: *Geophys. J. Int.* 153, S. 735–752. DOI: 10.1046/j.1365-246X.2003.01985.x.
- (2006). *Einige Gedanken zu: Oskulationen von Dispersionskurven, Entartung und Hybridisierung von Moden*. URN: nbn:de:swb:90-370335.
- (2012). *Wavefield transformation and dispersion analysis*. open source software. URL: http://www.opentoast.de/Data_analysis_code/Wavefield_transformation.php (besucht am 2017-02-09).
- (2017a). *Fourier-Bessel expansion coefficients by the reflectivity method*. open source software. URL: <https://git.scc.kit.edu/Seitosh/Seitosh/tree/master/src/green/synt> (besucht am 2017-02-16).
- (2017b). *Inversion of Fourier-Bessel expansion coefficients*. open source software. URL: <https://git.scc.kit.edu/Seitosh/Seitosh/tree/master/src/green/gremlin1> (besucht am 2017-02-09).
- Forbriger, T., M. Auras, F. Bilgili, T. Bohlen, S. Butzer, S. Christen, L. Cristiano, W. Friederich, R. Giese, L. Groos, H. Igel, F. Köllner, R. Krompholz, S. Lüth, S. Mauerberger, T. Meier, I. Mosca, D. Niehoff, H. Richter, M. Schäfer, A. Schuck, F. Schumacher, K. Sigloch, M. Vormbaum und F. Wuttke (2014). „Toolbox for Applied Seismic Tomography (TOAST)“. In: *Tomography of the Earth's Crust: From Geophysical Sounding to Real-Time Monitoring*. Hrsg. von M. Weber. GEOTECHNOLOGIEN science report 21. Springer International Publishing, Cham, S. 135–155. DOI: 10.1007/978-3-319-04205-3_8.
- Forbriger, T. und P. Malischewsky (2015). *Oskulationen von Oberflächenwellen*. Abschlussbericht, DFG FO 506/1-1.
- Foti, S., F. Hollender, F. Garofalo, D. Albarello, M. Asten, P.-Y. Bard, C. Comina, C. Cornou, B. Cox, G. D. Giulio, T. Forbriger, K. Hayashi, E. Lunedei, A. Martin, D. Mercierat, M. Ohrnberger, V. Poggi, F. Renalier, D. Sicilia und L. V. Socco (2017). „Guidelines for the good practice of surface waves analysis — a product of the InterPACIFIC project“. In: *B. Earthq. Eng.* submitted.
- Friederich, W. (1999). „Propagation of seismic shear and surface waves in a laterally heterogeneous mantle by multiple forward scattering“. In: *Geophys. J. Int.* 136, S. 180–204. DOI: 10.1046/j.1365-246X.1999.00720.x.
- (2003). „The S-velocity structure of the East Asian mantle from the inversion of shear and surface waveforms“. In: *Geophys. J. Int.* 153, S. 88–102. DOI: 10.1046/j.1365-246X.2003.01869.x.

- Fuchs, K. und G. Müller (1971). „Computation of Synthetic Seismograms with the Reflectivity Method and Comparison with Observations“. In: *Geophys. J. R. astr. Soc.* 23.4, S. 417–433. DOI: 10.1111/j.1365-246X.1971.tb01834.x.
- Gabriels, P., R. Snieder und G. Nole (1987). „In situ measurements of shear-wave velocity in sediments with higher-mode Rayleigh waves“. In: *Geophys. Prospect.* 35, S. 187–196. DOI: 10.1111/j.1365-2478.1987.tb00812.x.
- Garofalo, F., S. Foti, F. Hollender, P. Bard, C. Cornou, B. Cox, M. Ohrnberger, D. Sicilia, M. Asten, G. D. Giulio, T. Forbriger, B. Guillier, K. Hayashi, A. Martin, S. Matsushima, D. Mercerat, V. Poggi und H. Yamanaka (2016a). „InterPACIFIC project: Comparison of invasive and non-invasive methods for seismic site characterization. Part I: Intra-comparison of surface wave methods“. In: *Soil. Dyn. Earthq. Eng.* 82, S. 222–240. DOI: 10.1016/j.soildyn.2015.12.010.
- Garofalo, F., S. Foti, F. Hollender, P. Bard, C. Cornou, B. Cox, A. Dechamp, M. Ohrnberger, V. Perron, D. Sicilia, D. Teague und C. Vergnault (2016b). „InterPACIFIC project: Comparison of invasive and non-invasive methods for seismic site characterization. Part II: Inter-comparison between surface-wave and borehole methods“. In: *Soil. Dyn. Earthq. Eng.* 82, S. 241–254. DOI: 10.1016/j.soildyn.2015.12.009.
- Geopsy team (2017). *geopsy*. open source software. URL: <http://geopsy.org/> (besucht am 2017-02-09).
- Groos, L., M. Schäfer, T. Forbriger und T. Bohlen (2017). „Application of a complete workflow for 2D elastic full-waveform inversion to recorded shallow-seismic Rayleigh waves“. In: *Geophysics* 82.2, R109–R117. DOI: 10.1190/GEO2016-0284.1.
- Groos, L. (2013). „2D full waveform inversion of shallow seismic Rayleigh waves“. urn: nbn:de:swb:90-373206. Dissertation. Karlsruhe Institute of Technology. URL: <http://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:swb:90-373206>.
- Hanssen, P. und S. Bussat (Juni 2008). „Pitfalls in the analysis of low frequency passive seismic data“. In: *First Break* 26.6, S. 111–119.
- Henry, M., J. A. Orcutt und R. L. Parker (1980). „A new method for slant stacking refraction data“. In: *Geophys. Res. Lett.* 7.12, S. 1073–1076. DOI: 10.1029/GL007i012p01073.
- Herrmann, R. B. (2013). „Computer Programs in Seismology: An Evolving Tool for Instruction and Research“. In: *Seism. Res. Lett.* 84.6, S. 1081–1088. DOI: 10.1785/0220110096.
- (2017). *Computer Programs in Seismology*. open source software. URL: <http://www.eas.slu.edu/eqc/eqccps.html> (besucht am 2017-02-09).
- Hesjedal, T. (2010). „Surface acoustic wave-assisted scanning probe microscopy — a summary“. In: *Rep. Prog. Phys.* 73.1, S. 016102. DOI: 10.1088/0034-4885/73/1/016102.
- Hinzen, K.-G., S. K. Reamer und F. Scherbaum (2013). „Slow Fourier Transform“. In: *Seism. Res. Lett.* 84.2, S. 251–257. DOI: 10.1785/0220120139.
- Hobiger, M., C. Cornou, M. Wathelet, G. D. Giulio, B. Knapmeyer-Endrun, F. Renalier, P.-Y. Bard, A. Savvaidis, S. Hailmikael, B. N. Le, M. Ohrnberger und N. Theodoulidis (2013). „Ground structure imaging by inversions of Rayleigh wave ellipticity: sensitivity analysis and application to European strong-motion sites“. In: *Geophys. J. Int.* 192.1, S. 207–229. DOI: 10.1093/gji/ggs005.
- Horstmann, T. und T. Forbriger (2010). „Verbesserung einer Kreuzkorrelationsanalyse mit ungünstiger Quellverteilung durch Slant Stack und Migrationsanalyse“. In: *DGG Mittlg.* 2, S. 19–28. URL: <https://dgg-online.de/publikationen/mitteilungen/> (besucht am 2017-02-15).
- Ikeda, T., T. Matsuoka, T. Tsuji und K. Hayashi (2012). „Multimode inversion with amplitude response of surface waves in the spatial autocorrelation method“. In: *Geophys. J. Int.* 190.1, S. 541–552. DOI: 10.1111/j.1365-246X.2012.05496.x.
- Jackson, D. D. (1976). „Most Squares Inversion“. In: *J. Geophys. Res.* 81.5, S. 1027–1030. DOI: 10.1029/JB081i005p01027.
- Kausel, E., P. Malischewsky und J. Barbosa (2015). „Osculations of spectral lines in a layered medium“. In: *Wave Motion* 56, S. 22–42. DOI: 10.1016/j.wavemoti.2015.01.004.
- Kerry, N. J. (1981). „Synthesis of seismic surface waves“. In: *Geophys. J. R. astr. Soc.* 64, S. 425–446. DOI: 10.1111/j.1365-246X.1981.tb02675.x.
- Klein, G., T. Bohlen, F. Theilen, S. Kugler und T. Forbriger (2005). „Acquisition and Inversion of Dispersive Seismic Waves in Shallow Marine Environments“. In: *Mar. Geophys. Res.* 26.2–4, S. 287–315. DOI: 10.1007/s11001-005-3725-6.
- Köhler, R. (1935). „Dispersion und Resonanzerscheinungen im Baugrund“. In: *Zeitschr. f. techn. Phys.* 12, S. 597–600.
- Köhn, D., T. Meier, M. Fehr, D. De Nil und M. Auras (2016). „Application of 2D elastic Rayleigh waveform inversion to ultrasonic laboratory and field data“. In: *Near Surf. Geophys.* 14.5, S. 461–476. DOI: 10.3997/1873-0604.2016027.
- Korschunow, A. (1955). „On surface-waves in loose materials of the soil“. In: *Geophys. Prospect.* 3, S. 359–380.
- Kovach, R. L. (1978). „Seismic Surface Waves and Crustal and Upper Mantle Structure“. In: *Rev. Geophys. Space Phys.* 16.1, S. 1–13. DOI: 10.1029/RG016i001p00001.
- Kugler, S., T. Bohlen, T. Forbriger, S. Bussat und G. Klein (2007). „Scholte-wave tomography for shallow-water marine sediments“. In: *Geophys. J. Int.* 168.2, S. 551–570. DOI: 10.1111/j.1365-246X.2006.03233.x.
- Lévêque, J.-J., L. Rivera und G. Wittlinger (1993). „On the use of the checker-board test to assess the resolution of tomographic inversions“. In: *Geophys. J. Int.* 115.1, S. 313–318. DOI: 10.1111/j.1365-246X.1993.tb05605.x.
- Liu, X. und Y. Fan (2012). „On the characteristics of high-frequency Rayleigh waves in stratified half-space“. In: *Geophys. J. Int.* 190, S. 1041–1057. DOI: 10.1111/j.1365-246X.2012.05479.x.
- Lu, L., C. Wang und B. Zhang (2007). „Inversion of multimode Rayleigh waves in the presence of a low-velocity layer: numerical and laboratory study“. In: *Geophys. J. Int.* 168, S. 1235–1246. DOI: 10.1111/j.1365-246X.2006.03258.x.
- Malischewsky, P. G. und T. Forbriger (2017). *Investigation of osculations of surface-wave dispersion curves for a 2-layer model in dependence on material parameters*. in Vorbereitung.
- Malischewsky, P. G., T. Forbriger und C. Lomnitz (2017). „Unusual, equivocal Rayleigh-dispersion curves for simple models taking into account the special propagation conditions in the valley of Mexico City (CDMX) — Preliminary results“. In: *Geofísica Internacional* 56.1, S. 7–12. DOI: 10.19155/geofint.2017.056.1.1.
- Malischewsky, P. G., F. Scherbaum, C. Lomnitz, T. T. Tuan, F. Wuttke und G. Shamir (2008). „The domain of existence of prograde Rayleigh-wave particle motion for simple models“. In: *Wave Motion* 45.4, S. 556–564. DOI: 10.1016/j.wavemoti.2007.11.004.
- Maraschini, M., F. Ernst, S. Foti und L. V. Socco (2010). „A new misfit function for multimodal inversion of surface waves“. In: *Geophysics* 75.4, G31–G43. DOI: 10.1190/1.3436539.
- Maraschini, M. und S. Foti (2010). „A Monte Carlo multimodal inversion of surface waves“. In: *Geophys. J. Int.* 182, S. 1557–1566. DOI: 10.1111/j.1365-246X.2010.04703.x.
- McMechan, G. A. und M. J. Yedlin (1981). „Analysis of dispersive waves by wave field transformation“. In: *Geophysics* 46, S. 869–874. DOI: 10.1190/1.1441225.
- Mutlib, N. K., S. B. Baharom, A. El-Shafie und M. Z. Nuawi (2016). „Ultrasonic health monitoring in structural engineering: buildings and bridges“. In: *Struct. Control Health.* 23.3, S. 409–422. DOI: 10.1002/stc.1800.
- Nazarian, S. (1984). „In situ determination of elastic moduli of soil deposits and pavement systems by spectral-analysis-of-surface-waves method“. Diss. University of Texas at Austin.

- Nazarian, S. und M. R. Desai (1993). „Automated Surface Wave Method: Field Testing“. In: *J. Geotech. Engrg.* 119.7, S. 1094–1111. DOI: 10.1061/(ASCE)0733-9410(1993)119:7(1094).
- Negishi, K. (1987). „Existence of Negative Group Velocities in Lamb Waves“. In: *Jpn. J. Appl. Phys.* 26.S1, S. 171–173. DOI: 10.7567/JJAPS.26S1.171.
- O'Neill, A., J. Safani und T. Matsuoka (2006). „Rapid shear wave velocity imaging with seismic landstreamers and surface wave inversion“. In: *Explor. Geophys.* 37.4, S. 292–306. DOI: 10.1071/EG06292.
- Papaelias, M. P., C. Roberts und C. L. Davis (2008). „A review on non-destructive evaluation of rails: State-of-the-art and future development“. In: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part F: Journal of Rail and Rapid Transit* 222.4, S. 367–384. DOI: 10.1243/09544097JRR209.
- Park, C. B., R. D. Miller und J. Xia (1999). „Multichannel analysis of surface waves“. In: *Geophysics* 64.3, S. 800–808. DOI: 10.1190/1.1444590.
- Rost, S. und C. Thomas (2002). „Array Seismology: Methods and Applications“. In: *Rev. Geophys.* 40.3, pages. DOI: 10.1029/2000RG000100.
- Roth, M., K. Holliger und A. G. Green (1998). „Guided waves in near-surface seismic surveys“. In: *Geophys. Res. Lett.* 25.7, S. 1071–1074. DOI: 10.1029/98GL00549.
- Ryden, N. und M. J. S. Lowe (2004). „Guided wave propagation in three-layer pavement structures“. In: *J. Acoust. Soc. Am.* 116.5, S. 2902–2913. DOI: 10.1121/1.1808223.
- Schwab, F. und L. Knopoff (1972). „Fast Surface Wave and Free Mode Computations“. In: *Methods in Computational Physics, Seismology: Surface Waves and Earth Oscillations*. Hrsg. von B. A. Bolt. Bd. 11. New York und London: Academic Press, S. 87–180. ISBN: 0-12-460811-6. DOI: 10.1016/B978-0-12-460811-5.50008-8.
- Sezawa, K. (1927). „Dispersion of Elastic Waves propagated on the Surface of Stratified Bodies and on Curved Surfaces“. In: *Bull. Earthq. Res. Inst.* 9, S. 1–18. URL: <http://hdl.handle.net/2261/9865> (besucht am 2017-02-15).
- Sezawa, K. und K. Kanai (1935). „Discontinuity in the Dispersion Curves of Rayleigh Waves“. In: *Bull. Earthq. Res. Inst.* 13, S. 237–244. URL: <http://hdl.handle.net/2261/10182> (besucht am 2017-02-08).
- (1940). „Dispersive Rayleigh-waves of Positive or Negative Orbital Motion, and Allied Problems“. In: *Bull. Earthq. Res. Inst.* 3, S. 1–10. URL: <http://hdl.handle.net/2261/10470> (besucht am 2017-02-15).
- Shapiro, N. M., M. Campillo, L. Stehly und M. H. Ritzwoller (11. März 2005). „High-Resolution Surface-Wave Tomography from Ambient Seismic Noise“. In: *Science* 307.5715, S. 1615–1617. DOI: 10.1126/science.1108339.
- Socco, L. V., S. Foti und D. Boiero (2010). „Surface-wave analysis for building near-surface velocity models - Established approaches and new perspectives“. In: *Geophysics* 75.5, A83–A102. DOI: 10.1190/1.3479491.
- Takeuchi, H. und M. Saito (1972). „Seismic Surface Waves“. In: *Methods in Computational Physics, Seismology: Surface Waves and Earth Oscillations*. Hrsg. von B. A. Bolt. Bd. 11. New York und London: Academic Press, S. 217–295. ISBN: 0-12-460811-6. DOI: 10.1016/B978-0-12-460811-5.50010-6.
- Ungerer, J. (1990). „Berechnung von Nahfeldseismogrammen mit der Reflektivitätsmethode“. Diplomarbeit. Institut für Geophysik, Universität Stuttgart, Germany.
- Ungerer, J. und T. Forbriger (2017). *Reflectivity method (refmet)*. open source software. URL: <https://git.scc.kit.edu/Seitosh/Seitosh/tree/master/src/synt/ref/refmet> (besucht am 2017-02-09).
- Ungerer, J. und E. Wielandt (2017). *Reflectivity method (refseis)*. open source software. URL: <http://www.software-for-seismometry.de/software/refseis/> (besucht am 2017-02-09).
- Wang, R. (2017a). *MSEIS — for marine seismic application*. open source software. URL: <ftp://ftp.gfz-potsdam.de/pub/home/turk/wang/mseis2006-code+input.zip> (besucht am 2017-02-10).
- (2017b). *QSEIS — Fortran code for calculating synthetic seismograms based on a layered viscoelastic half-space earth model*. open source software. URL: <ftp://ftp.gfz-potsdam.de/pub/home/turk/wang/qseis2D.rar> (besucht am 2017-02-10).
- Wang, R. (1999). „A Simple Orthonormalization Method for Stable and Efficient Computation of Green's Functions“. In: *Bull. Seism. Soc. Am.* 89.3, S. 733–741. URL: <http://www.bssaonline.org/content/89/3/733> (besucht am 2017-02-10).
- Wapenaar, K., D. Draganov und J. O. A. Robertsson, Hrsg. (2008). *Seismic interferometry: history and present status*. SEG geophysics reprint series; 26. Tulsa, Oklahoma, U.S.A.: Society of Exploration Geophysicists. DOI: 10.1190/1.9781560801924.
- Wathelet, M. (2008). „An improved neighborhood algorithm: Parameter conditions and dynamic scaling“. In: *Geophys. Res. Lett.* 35.9, L09301. DOI: 10.1029/2008GL033256.
- Wathelet, M., D. Jongmans und M. Ohrnberger (2004). „Surface-wave inversion using a direct search algorithm and its application to ambient vibration measurements“. In: *Near Surf. Geophys.* 2, S. 211–221. URL: <http://geopsy.org/> (besucht am 2017-02-09).
- Wielandt, E. (1993). „Propagation and structural interpretation of non-plane waves“. In: *Geophys. J. Int.* 113.1, S. 45–53. DOI: 10.1111/j.1365-246X.1993.tb02527.x.
- Wilken, D. und W. Rabbel (2012). „On the application of Particle Swarm Optimization strategies on Scholte-wave inversion“. In: *Geophys. J. Int.* 190, S. 580–594. DOI: 10.1111/j.1365-246X.2012.05500.x.
- Wittkamp, F. und T. Bohlen (2016). „Field Data Application of Individual and Joint 2-D Elastic Full Waveform Inversion of Rayleigh and Love Waves“. In: *Near Surface Geoscience 2016 - 22nd European Meeting of Environmental and Engineering Geophysics*. EAGE. DOI: 10.3997/2214-4609.201602079.
- Wittkamp, F. (2016). „Individual and joint 2-D elastic full-waveform inversion of Rayleigh and Love waves“. Masterarbeit. Karlsruhe Institute of Technology (KIT). DOI: 10.5445/IR/1000058955.
- Woodhouse, J. H. (1988). „The Calculation of Eigenfrequencies and Eigenfunctions of the Free Oscillations of the Earth and the Sun“. In: *Seismological Algorithms*. Hrsg. von D. J. Doornbos. London: Academic Press. Kap. IV.2, S. 321–370. ISBN: 0-12-220770-X.

Dieser Beitrag ist erschienen in: DGG-Kolloquium. Neue Entwicklungen in der Angewandten Seismik. Potsdam, 29. März 2017. Mitteilungen der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft. Sonderband I/2017, ISSN 0947-1944.