

Seismische Untersuchungen der kristallinen Kruste an der KTB-Lokation

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Christian-Albrechts-Universität
zu Kiel

vorgelegt von

Christiane Trela

Kiel
2003

Referent: Prof. Dr. W. Rabbel

Korreferent: Prof. Dr. G. Borm

Tag der mündlichen Prüfung: 02.06.2003

Zum Druck genehmigt: Kiel, den 02.06.2003

Der Dekan

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden seismische Untersuchungen an der kristallinen Kruste der Kontinentalen Tiefbohrungs-Lokation (KTB) in Windischeschenbach/Oberpfalz analysiert. Ziel dieser Arbeit ist es, verschiedene, die Wellenausbreitung beeinflussende, Gesteinsparameter (Ausbreitungsgeschwindigkeit, Dämpfung etc.) zu bestimmen. Dafür werden Daten von seismologischen und bohrlochseismischen in-situ Messungen ausgewertet, Laboruntersuchungen an Gesteinsproben der KTB-Hauptbohrung und gezielte seismische Modellierungen zur Interpretation der markanten durchteuften Störzone SE1 (*steep event 1*) durchgeführt.

Die Dämpfungseigenschaften der Oberkruste an der KTB werden an Erdbeben aus unterschiedlichen Entfernungsbereichen untersucht. Es wird ein effektiver, frequenzunabhängiger Qualitätsfaktor Q für den Teufenbereich bis 4 km mit der Methode der Spektrendivision bestimmt. Die P-Wellenauswertung ergibt ein $Q_p \approx 40$ im Frequenzbereich von 10 bis etwa 20 Hz und von 25 bis 42 Hz. Für die S-Welle ergibt sich im Frequenzbereich von 25 bis etwa 42 Hz ein $Q_s \approx 110$. Diese niedrigen, stark streuenden Q -Werte deuten auf eine starke Dämpfung der seismischen Wellen auch im Kristallin im oberflächennahen Bereich der Kruste hin. Der Anteil an Streudämpfung ist dabei höher als an intrinsischer Dämpfung. Das wird durch das Verhältnis $Q_P/Q_S \approx 0.4$ der Lokalbeben belegt.

Die Ergebnisse der seismologischen Auswertung bestätigen frühere Dämpfungsuntersuchungen an der KTB und erweitern diese für niedrigere Frequenzen durch Einsatz eines neuentwickelten Bohrlochseismometers.

Die Interpretation der ermittelten Intervallgeschwindigkeiten der VSP-Messung (*Vertical Seismic Profiling*) am Schusspunkt SP101 von 1999 wird durch Laboruntersuchungen überprüft. Der Unterschied zwischen den seismischen Geschwindigkeiten aus der Auswertung der VSP-Messung und den ermittelten Geschwindigkeiten an Bohrmaterial der entsprechenden Teufe der KTB-Hauptbohrung lassen sich jedoch durch die Lithologie allein nicht erklären. Diese Differenzen sind besonders deutlich bei der P-Welle unterhalb von 7400 m bis zur gemessenen Endteufe von 8500 m. In dieser Arbeit wird der bisher nicht quantifizierte Einfluss von Porendruck an KTB-Gesteinen bestimmt. Dafür wird exemplarisch die seismische Geschwindigkeit an Hornblendegneis aus der Teufe von etwa 7000 m mit einem Ultraschallverfahren unter hydrostatischen Druckbedingungen untersucht.

Die Bestimmung des Porendruckeinflusses auf die seismische Geschwindigkeit ergibt bei Umschließungsdrücken von 100 MPa eine Geschwindigkeitserniedrigung der P-Welle von maximal 1.6 % (100 m/s). Für die S-Welle ist dieser Effekt mit 7.9 % (270 m/s) wesentlich ausgeprägter. Bei höheren Umschließungsdrücken (250 MPa) ist die Geschwindigkeitserniedrigung durch Porendruck deutlich unterhalb von 100 m/s sowohl für die P- als auch die S-Welle. Der Einfluss von Porendruck auf die Geschwindigkeitsabnahme beträgt nach

den Laboruntersuchungen höchstens 2 % und kann also keine wesentliche Ursache für die beobachtete Geschwindigkeitsabnahme beim VSP-Experiment sein.

Eine weitere Fragestellung gilt der Natur des SE1-Reflektors an der KTB-Lokation, der als tektonische Verwerfungsfläche interpretiert wird. Um die Feinstruktur des SE1 zu ermitteln, werden die starken Reflexionen der PS-konvertierten Wellen vom Schusspunkt SP101 (*Zero Offset*) des VSP-Datensatzes von 1999 ausgewertet.

Aus den Bohrlochmessungen und Untersuchungen an Bohrkernen der KTB-Hauptbohrung ist bekannt, dass die Störzone geringere Geschwindigkeits- und Dichtewerte als das Umgebungsgestein besitzt. Diese seismische *low velocity zone* (Schicht mit erniedrigter Geschwindigkeit) lässt sich aus den seismischen Messungen über Kreuzkorrelation der Polarität der direkten P-Welle und der PS-reflektierten Welle belegen. Die Bestimmung des Reflexionskoeffizienten aus den gemittelten Amplitudenspektren der PS-Reflektierten im Verhältnis zur direkten P-Welle der Geophonteufer 5300 bis 6200 m ergibt eine systematische Frequenzabhängigkeit im Bereich zwischen 120 und 250 Hz. Dieses charakteristische Merkmal des SE1 kann durch Welleninterferenz erklärt und mit der Reflektivitätsmethode verifiziert werden. Durch die 1D-Modellierung des Reflexionskoeffizienten können Modelle für den SE1 als homogene und ebene *low velocity zone* in einer ersten Näherung erzeugt werden. Ein Modell mit der besten Anpassung der Frequenzabhängigkeit des Reflexionskoeffizienten an die in-situ Messungen zeigt eine Breite des SE1 von ca. 20 m und ein erhöhtes V_P/V_S -Verhältnis von ca. 2 bei einer Geschwindigkeitsreduktion der P-Welle von 6500 m/s auf 4800 m/s. Beide Ergebnisse liegen im Rahmen von Beobachtungen an anderen Störzonen im Kristallin.

Die Ursache der beobachteten Komplexität des SE1 wird mit 2D Finite Differenzen-Modellierungen näher untersucht. Aus der Vielzahl geometrischer und stofflicher Einflussgrößen werden einige wesentliche Parameter systematisch variiert. Dazu wird ein Grundmodell mit den Eingangsgrößen des 1D-Modells verwendet. Es zeigt sich im qualitativen Vergleich der Wellenformen, dass Fokussierungs- und Defokussierungseffekte durch eine Undulation der Oberfläche des SE1 für den Frequenzbereich mit 80 Hz Hauptfrequenz sehr gering und somit nicht in Feldseismogrammen auflösbar sind. Bei Annahme von zufallsverteilten Geschwindigkeiten im SE1 kann eine verbesserte Übereinstimmung von beobachteter und modellierter Reflexionsantwort erzielt werden. Die Einführung einer Schicht mit gradueller Änderung der Geschwindigkeits- und Dichtewerte (Gradientschicht) um den Kernbereich einer Störungszone reduziert den Impedanzkontrast und damit die Amplituden der reflektierten Wellen. Um die stückweisen kohärenten Welleneinsätze der beobachteten Daten zu simulieren, wird abschließend der SE1 als unterbrochene, ebene, inhomogene *low velocity zone* mit Kernzone und Gradientschicht modelliert. Damit konnte ein theoretisches Modell, welches das seismische Verhalten des SE1-Reflektors erklärt, gefunden werden.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
1.1	Ziel	5
1.2	Messgebiet KTB-Lokation	7
1.3	Bohrlochsondenentwicklung für die KTB	10
2	Seismologische Untersuchungen	13
2.1	Physikalische Grundlagen und Maßzahlen der Dämpfung	13
2.2	Literaturauswertung zu Dämpfungsuntersuchungen an der KTB-Lokation	16
2.3	Q-Bestimmung im Projekt "Seismologisches Tiefenlabor"	17
2.3.1	Die Methode der Spektrendivision	18
2.3.2	Datengrundlage und -auswahl	20
2.3.3	Datenprozessing	23
2.3.4	Diskussion der Ergebnisse	32
3	Petrophysikalische Untersuchungen	35
3.1	Labormessungen unter Porendruck	35
3.2	Charakterisierung des Probenmaterials	39
3.3	Ultraschallgeschwindigkeiten	42
3.3.1	Ultraschallmessungen in der Durchströmungsanlage	42
3.3.2	Ultraschallmessung an der triaxialen Stempelpresse	48
3.3.3	Diskussion der V_P - und V_S -Messungen	51
4	VSP - Numerische Modellierung	61
4.1	Untersuchungsobjekt Reflektor SE1	61
4.1.1	Geologischer Befund im Bohrloch	61
4.1.2	Raumlage der SE1-Störung	62
4.1.3	Literaturauswertung zur Ursache der seismischen Reflektivität - Struktur des SE1	65

4.2	Datenprozessing der PS-reflektierten Wellen	67
4.2.1	Polarität	67
4.2.2	Frequenzabhängiger Reflexionskoeffizient	68
4.3	1D-Modellierung der PS-reflektierten Wellen	74
4.3.1	Welleninterferenzeffekt am SE1	74
4.3.2	Modellparameter der 1D-Modellierung	77
4.3.3	Best Fitting Modelle	78
4.4	2D-Modellierung der PS-reflektierten Wellen	84
4.4.1	Anwendung der Finite Differenzen Methode	84
4.4.2	Komplexer Aufbau des SE1	85
5	Gesamtdiskussion und Ausblick	97
	Literaturverzeichnis	101
	Anhang	111
	A Seismologisches Tiefenlabor	113
	B Das Spannungsfeld an der KTB	117
	C Ergänzungen zu den Ultraschallmessungen	120
C.1	Probenmaterial für die Ultraschallmessungen	120
C.2	Kalibrierung der Ultraschallmessung	121
C.3	Instationäre Beobachtungen	122
C.4	Ergebnisse an der triaxialen Stempelpresse	127
C.5	Fehlerbetrachtung	131

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Ziel

Das durch direkte Erkundung mittels Bohrungen gewonnene Wissen über den lithologischen und strukturellen Aufbau der Erde und die in ihr ablaufenden Prozesse wird durch die Fortschritte in der ingenieurtechnischen Entwicklung der Bohrtechnik bestimmt. Auf der Kolahalbinsel ist die zu wissenschaftlichen Zwecken 1985 abgeteufte Bohrung mit etwa 12 km Tiefe die weltweit tiefste Bohrung. Forschungsvorhaben zur Untersuchung der Strukturen der kontinentalen Erdkruste werden z.Z. durch das unabhängige Wissenschaftskonsortium *International Continental Scientific Drilling Program* (ICDP) durchgeführt. ICDP ist eine Fortsetzung des Kontinentalen Tiefbohrprogramms der Bundesrepublik Deutschland (KTB) auf internationaler Ebene. An der KTB-Lokation in Windischeschenbach/Oberpfalz ist die Oberkruste durch zwei Bohrungen bis zu einer Tiefe von 4000 bzw. 9101 m erbohrt. Diese Bohrungen geben Aufschluss über die geologischen Strukturen und stofflichen Eigenschaften der oberen Erdkruste und ermöglichen in-situ Messungen.

Für die vorliegende Arbeit werden die Ergebnisse seismischer Messungen an der KTB verwendet und durch eigene Untersuchungen zu folgenden Fragestellungen ergänzt:

1. Welche Dämpfungseigenschaften der Oberkruste an der KTB lassen sich aus den seismologischen Aufzeichnungen im Bohrloch und an der Erdoberfläche bestimmen?
2. Wie groß ist der Einfluss des Porendrucks auf die im *Vertical Seismic Profiling* (VSP) beobachtete Geschwindigkeitsreduktion der P- und S-Wellen in Tiefen >7400 m?
3. Welche Informationen über die Feinstruktur des SE1-Reflektors können aus der VSP-Messung gezogen werden?

Die verwendeten Datensätze wurden in den Projekten "Seismologisches Tiefenlabor" (Borm et al., 2001) und "Tiefes VSP an der Kontinentalen Tiefbohrung" (Rabbel et al.,

1999) gewonnen, die besonders von der Deutschen Forschungsgemeinschaft im Rahmen des "KTB/ICDP-Schwerpunktprogrammes" und vom GeoForschungsZentrum Potsdam (GFZ) gefördert wurden.

Die Dämpfung der seismischen Wellen an der KTB wurde in der Vergangenheit überwiegend auf der Datengrundlage von induzierten Mikrobeben beim *Hydraulic Fracturing Experiment* und aus VSP-Messungen bestimmt (z.B. Li, 1995; Jia und Harjes, 1997; Pujol et al., 1998). Das Dämpfungsverhalten der kristallinen Erdkruste wird nun ergänzend auch für Lokal- und Fernbeben im Frequenzbereich von 5 bis 43 Hz untersucht und im Kapitel 2 dieser Arbeit vorgestellt. Die Untersuchungen wurden durch die Aufzeichnungen der Oberflächenseismometerstation Nottersdorf und die des neuentwickelten Bohrlochseismometers in der KTB-Vorbohrung in ca. 4 km Tiefe ermöglicht. Zur Bestimmung eines effektiven Qualitätsfaktors für die Kompressionswellen- und Scherwellenausbreitung in dem betrachteten Teufenbereich wurde die Methode der Spektrendivision angewendet.

Laboruntersuchungen und Modellierungsverfahren wurden zur Interpretation der VSP-Messungen herangezogen. Im Kapitel 3 folgt die Bestimmung des Einflusses des Porendrucks auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit der seismischen Wellen. Im Geschwindigkeitsprofil der Zero Offset VSP-Messung (SP101) wurde in einer Tiefe von 7400 m bis zur Endteufe der Messung bei 8500 m eine deutlich geringere P-Wellengeschwindigkeit gemessen als durch die mineralogische Zusammensetzung erwartet wird. Daher wurden die Geschwindigkeiten an einer Probe aus Hornblendegneis der KTB-Hauptbohrung aus einer Teufe von etwa 7000 m in einer Druckzelle im Labor mit Ultraschallmessungen bestimmt, wobei Umschließungsdruck und Porendruck variiert wurden.

Im Kapitel 4 wird die Reflektivität des markantesten durchteuften seismischen Reflektors der KTB-Lokation, des so genannten SE1 (*steep event 1*), durch numerische Modellrechnungen untersucht. Basierend auf dem VSP-Datensatz SP101 werden PS-Reflexionen auf der Vertikalkomponente analysiert und die Frequenzabhängigkeit des Reflexionskoeffizienten untersucht. Anschließend wird eine 1D-Modellierung mit der Reflektivitätsmethode (Fuchs und Müller, 1971) zur systematischen Suche nach einem, im Frequenzverhalten des Reflexionskoeffizienten mit den beobachteten Daten übereinstimmenden, Modell des SE1 als homogene *low velocity zone* (Schicht mit erniedrigter Geschwindigkeit) vorgestellt. Die Ergebnisse der 1D-Modellierung liefern ein Basismodell für die nachfolgenden Parametervariationen. Mit Hilfe von 2D FD-Modellierungen nach der Methode von Bohlen (1998) kann die Komplexität der SE1-Reflexionen qualitativ erklärt werden. Durch systematische Variation der geometrischen und stofflichen Eigenschaften des SE1 wird ein Geschwindigkeitsmodell erstellt, das mit den Charakteristiken der VSP-Beobachtungen übereinstimmt.

Den Abschluss der Arbeit bildet ein Anhang, in dem vor allem die zusätzlichen experimentellen Resultate der Laboruntersuchungen dokumentiert werden.

1.2 Messgebiet KTB-Lokation

Das geologische Umfeld

Die KTB liegt am Westrand des Böhmisches Massivs, des größten an der Erdoberfläche anstehenden Vorkommens von Kristallingestein in Zentraleuropa (Franke, 1989). In der Umgebung der KTB treffen Struktureinheiten des variszischen Orogengürtels, das Rheinoherzynikum, das Saxothuringikum und das Moldanubikum aufeinander. Die Grenze zwischen Saxothuringikum und Moldanubikum wird strukturgeologisch als Suture einer Kontinent-Kontinent-Kollision mit Deckenüberschiebungen interpretiert (Vollbrecht et al., 1989).

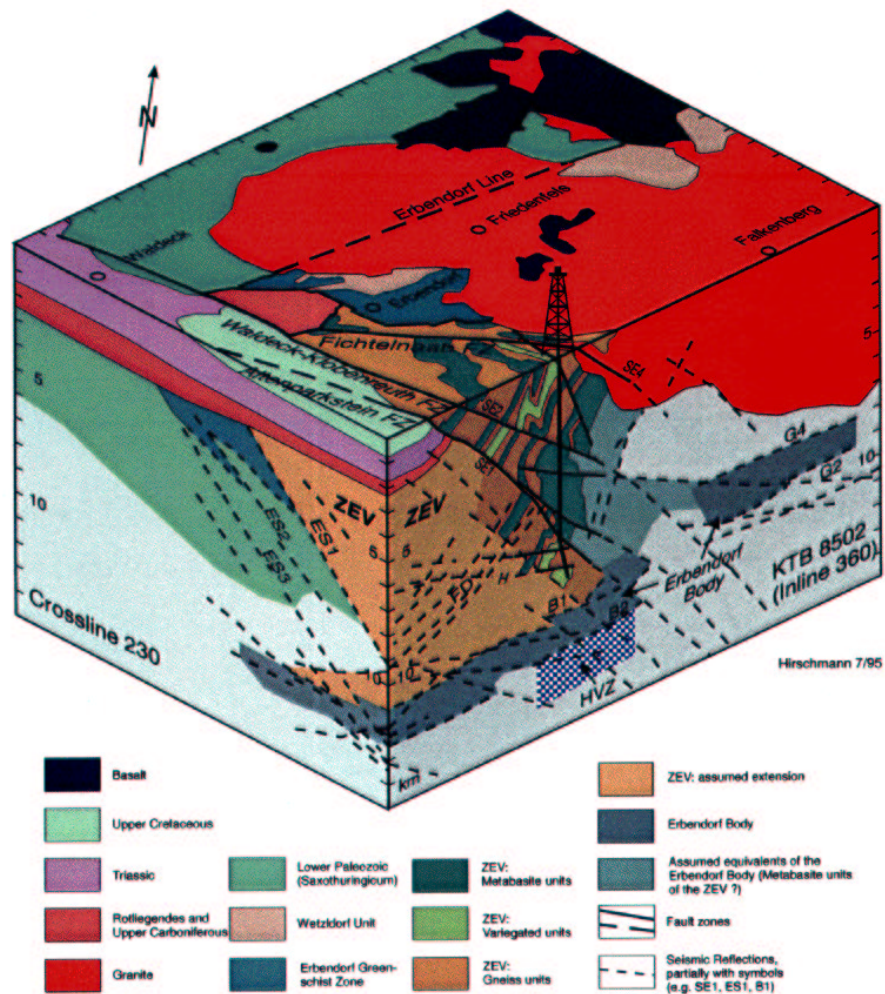


Abbildung 1.1: Blockschema der KTB-Lokation mit den seismischen Hauptstrukturen und deren geologischer Interpretation nach Harjes et al. (1997).

Die Bohrungen durchteufen die Zone von Erbdorf-Vohenstrauss (ZEV), einem kleinen Krustenabschnitt aus überwiegend Metabasiten und Gneisen. Westlich davon wird durch eine große Störungszone, der Fränkischen Linie, das Kristallin des Böhmisches Massivs von den permo-mesozoischen Sedimentschichten getrennt. Das Kristallin wurde um mehrere Kilometer (>3.5 km) auf das Mesozoikum der Süddeutschen Scholle aufgeschoben (Coyle und Wagner, 1994). Im Nordosten der KTB stehen oberkarbonische Granite an.

Die lithologischen Einheiten und komplexen tektonischen Strukturen im Umfeld der KTB sind in Abb. 1.1 dargestellt. Das geologische Modell basiert auf den Ergebnissen der "Integrated Seismic Experiment Oberpfalz 89"-Messkampagne (ISO 89) (Dürbaum, 1990), auf den Bohrlochmessungen und Korrelation mit geologischen Oberflächenkartierungen (Hirschmann, 1992). Der markanteste der durchteuften Reflektoren ist der so genannte SE1, der in der Bohrung zwischen 6.7 und 7.2 km Tiefe angetroffen wurde und sich als Bündel von Verwerfungen und kataklastischen Zonen mit 55° Einfallen nach NE darstellt. Diese Störzone wird als Fortsetzung der Altenparksteinstörung, Teil des Fränkischen Lineaments, angesehen (Hirschmann, 1992; Hluchy et al., 1992).

Nach den geologischen Profilen der Vor- und Hauptbohrung in Abb. 1.2 b), die aus Bohrlochmessungen und Untersuchungen an Bohrmaterial (Bohrkerne, Bohrklein, Bohrspülung etc.) gewonnen wurden, lassen sich die durchteuften Gesteine in drei Hauptklassen unterscheiden: Gneise, Metabasite und Wechsellagerungen von Metabasiten und Gneisen. Die Gneise bestehen vor allem aus Biotit-Plagioklas-Paragneisen mit Anteilen an Muskovit, Granat, Sillimanit und Kyanit (Müller et al., 1989). Die Metabasite sind Metagabbros und Amphibolite. In den Bohrprofilen finden sich auch geringe Anteile von Meta-Ultramafiten und magmatischen Ganggesteinen wie Lamprophyr und Aplit (Lich et al., 1992).

In Abb. 1.2 a) ist der Durchmesser des Bohrmeißels (Soll-Durchmesser) im Vergleich zum gemessenen maximalen Bohrllochdurchmesser dargestellt. Die Abweichungen vom Soll-Durchmesser sind durch Bohrlochwandausbrüche (*breakouts*) verursacht und werden in der vorliegenden Arbeit zur Abschätzung der Genauigkeit von Bohrlochmessungen verwendet. Die Teufenverteilung von Störungen ist in Abb. 1.2 b) und das Einfallen der detektierten Störungszonen ist im Bildausschnitt c) gezeigt. Im schematisch vereinfachten 3D-Strukturmodell der KTB-Hauptbohrung sind die stark verfalteten lithologischen Einheiten und der damit verbundene Wechsel des Schichteinfallens und mögliche Wechsel der Foliation gut zu erkennen.

Die Untersuchungen der vorliegenden Arbeit basieren auf Daten aus der KTB Vor- und Hauptbohrung einschließlich des Umfeldes. In der Abb. 1.2 sind die Positionen der Seismometer der seismologischen Untersuchungen aus dem Projekt "Seismologisches Tiefenlabor", die Quellen- und Empfängerpositionen der VSP-Messungen aus dem Projekt "Tiefes VSP an der Kontinentalen Tiefbohrung" und die Entnahmeteufe der im Labor untersuchten Gesteinsproben dargestellt.

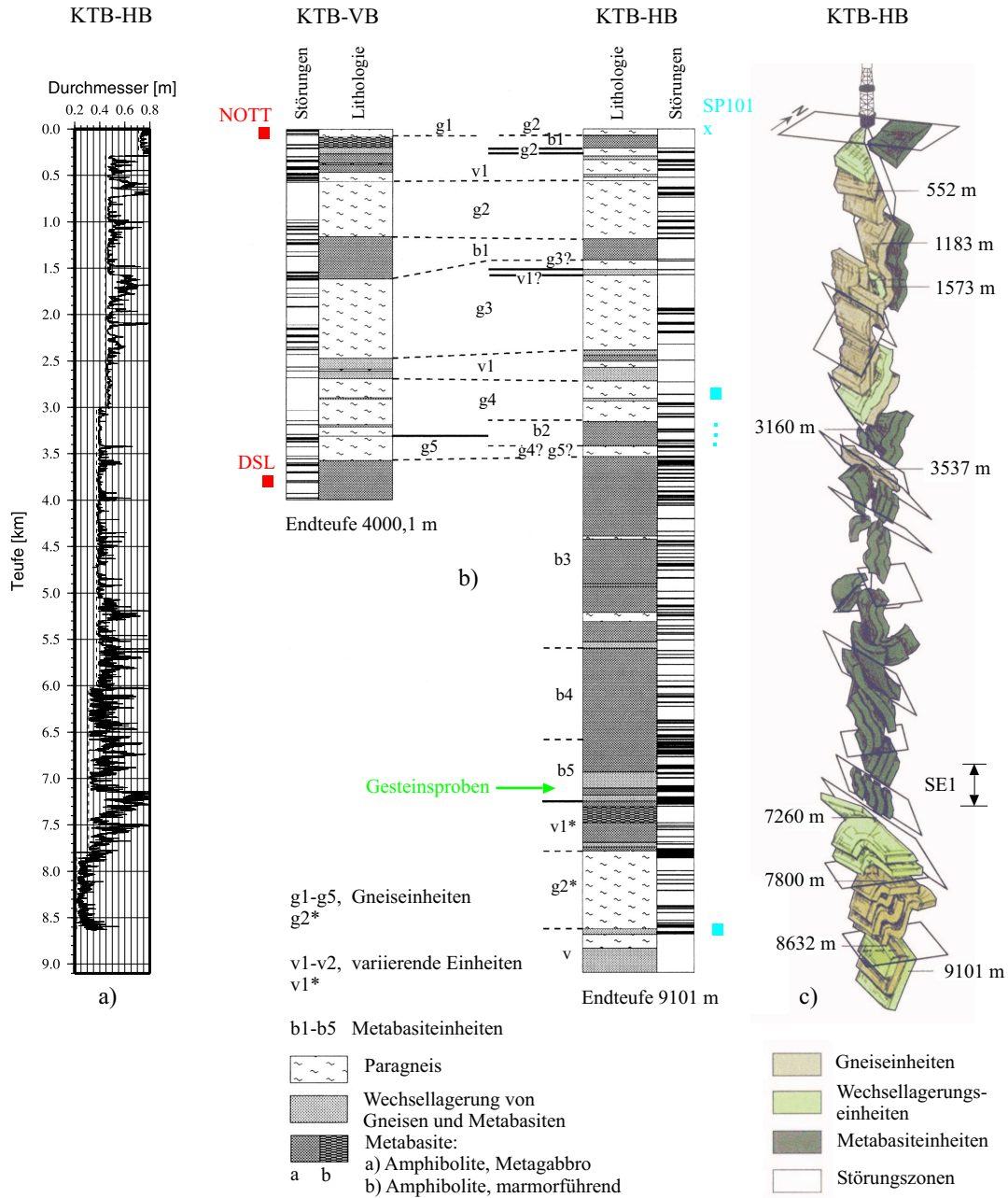


Abbildung 1.2: Messdaten und Interpretationen aus der Vorbohrung (VB) und Hauptbohrung (HB) der KTB: a) Durchmesser des Bohrmeißels und maximaler Bohrlochdurchmesser nach Kaliberlogmessungen (Daten von der KTB-Homepage), b) lithologische Profile mit beobachteten Störungen (ELEKTB Group, 1997) und Seismometer (rote Quadrate) der seismologischen Untersuchungen (Kapitel 2), Entnahmetiefe der Gesteinsproben (grüner Pfeil) zur Durchschallung (Kapitel 3) und Quell- und Empfängerpositionen (blaue Quadrate) der VSP-Messung 1999 SP101 im Kapitel 4, c) 3D strukturgeologisches Modell nach Hirschmann und Lapp (1994) mit Kennzeichnung der Störzone SE1.

1.3 Bohrlochsondenentwicklung für die KTB

Die Daten der Bohrlochregistrierungen in den Projekten "Seismologisches Tiefenlabor" und "Tiefes VSP an der Kontinentalen Tiefbohrung" werden im Folgenden ausgewertet. Abb. 1.3 zeigt die verwendeten Bohrlochsonden vor und nach einem Messeinsatz. Vorteile gegenüber Messungen an der Oberfläche bestehen durch die Aufzeichnung von seismischen Ereignissen unterhalb der Verwitterungsschicht, die meist eine starke Dämpfung der hohen Frequenzen verursacht und durch das Fehlen von hochfrequentem Rauschen durch Industrieanlagen, Verkehr etc., das mit der Tiefe abnimmt. So besitzen die aufgezeichneten Signale ein breiteres Frequenzspektrum und ein Monitoring von seismischen Aktivitäten mit relativ kleinen Magnituden ist möglich (Carter et al., 1991).



Abbildung 1.3: Bohrlochsonden an der KTB-Lokation in den Projekten "Seismologisches Tiefenlabor" und "Tiefes VSP an der Kontinentalen Tiefbohrung": links das Bohrlochseismometer BS-125 an der Vorbohrung, rechts die HP-/HT-Bohrlochsonde BG-250 an der Hauptbohrung.

Zur Erzeugung von Datensätzen aus Bohrlochmessungen waren Spezialentwicklungen von Bohrlochsonden notwendig, die durch das GeoForschungsZentrum Potsdam initiiert wurden. Handelsübliche Bohrlochgeophone bzw. -seismometer eignen sich nicht für die hohen Druck- und Temperaturbedingungen, wie sie in der KTB-Hauptbohrung in den großen Tiefen herrschen.

Für die seismologischen Langzeituntersuchungen wurde das Bohrlochseismometer BS-125 durch die französische Firma CREATECH nach Anleitung des GFZ entwickelt (Langzeitregistrierung bei hohen p, T -Bedingungen, Sensitivität etc.). Die BS-125 war vom

Februar 1998 bis Juni 2000 in der Vorbohrung in einer Tiefe von 3827 m installiert. Außerdem diente die BS-125 als wichtigstes Referenzgeophon bei den späteren VSP-Messungen zur Kontrolle der Einsatz- und Signalform der registrierten Wellen. Die relativ hohe Störanfälligkeit der Sonde führte dazu, dass der längste Zeitraum für eine kontinuierliche Messung nur drei Monate betrug.

Die am GFZ durchgeführte Modifikation der Sondenelektronik vom Februar 2000 verbesserte das elektronische Signal/Noise-Verhältnis bei Frequenzen $f > 5$ Hz um etwa 8 dB und bei $f = 1$ Hz um etwa 10 dB, sodass ein hinreichend kleiner Eigenstörpegel des Instrumentes gegeben ist. Die einzelnen Noisekurven der Seismometerstationen im Vergleich zu einem gerechneten *Low* und *High Noise Model* sind in der Abb. 1.4 dargestellt. Das Auflösungsvermögen der Registrierungen für eine halbe Oktave beträgt ab Februar 2000 für $f = 0.2$ Hz mehr als 500 nm (peak-peak), 5 nm für $f = 1$ Hz und 0.05 nm für $f = 10$ Hz. Ein Vergleich des Rauschpegels der beiden Stationen NOTT und DSL zeigt, dass vor der Modifikation erst bei $f > 10$ Hz das Bohrlochseismometer (DSL) ein geringeres Rauschen aufwies als die Oberflächenstation Nottersdorf (NOTT).

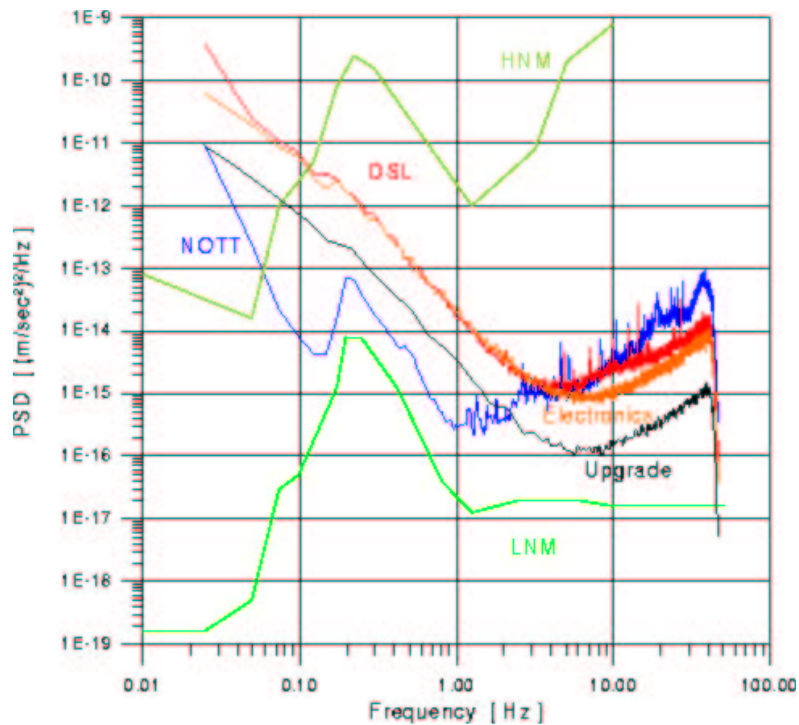


Abbildung 1.4: Typische Rauschwerte (PSD - *power spectrum density*) der seismologischen Stationen DSL und NOTT im Vergleich zum *Low Noise Model* (LNM) und *High Noise Model* (HNM) (persönliche Information von K.-H. Jäckel, GFZ); blau - Nottersdorf (Mark L4-3D), rot - DSL-Sonde (BS-125), orange - elektronisches Rauschen der DSL-Sonde, schwarz - elektronisches Rauschen der DSL-Sonde nach Modifikation der Sondenelektronik im Februar 2000 am GFZ.

Für die VSP- und MSP-Experimente 1999/2000 mit Geophonteufen von 3000 bis 8500 m in der Hauptbohrung wurde bei CREATECH eine neue Hochdruck-Hochtemperatur-Bohrlochgeophonsonde (HP-/HT-Bohrlochsonde) angefertigt. Diese so genannte BG-250 Sonde wurde zur optimalen Versuchsdurchführung aufgrund der kurzen Betriebsdauer von maximal 6 bis 8 Stunden im Vergleich zu den Wartungszeiten von etwa 24 Stunden für einen Wechselbetrieb zweifach angeschafft. Die Einsatzzeit der BG-250 wird begrenzt durch das Aufheizen der Elektronik. Eine Temperatur von 175° darf nicht überschritten werden. Isoliert wird die Sondenelektronik durch einen Thermobehälter. Die Ölfüllung verhindert die Implosion der Sonde.

Die technischen Eigenschaften der BS-125 und BG-250 sind in Tab. 1.1 aufgeführt. Die Bohrlochsonden wurden ausführlich getestet und mehrmals modifiziert. Damit war eine wesentliche Voraussetzung für die erfolgreiche Durchführung der geplanten seismischen Experimente an der KTB erfüllt. Nähere Informationen zur Datenakquisition sind in Rabbel et al. (1999); Rabbel und Borm (2000); Fischer (2000); Borm et al. (2001) gegeben.

	Bohrlochseismometer BS-125	HP-/HT-Bohrlochsonde BG-250
Sensor	4.5 Hz Dreikomponentengeophone, Geschwindigkeitsaufnehmer, auf 1 Hz elektronisch erweitert, kartesische Aufhängung mit motorgesteuerter Kompensation von max. $\approx 5^\circ$ Bohrlochneigung	15 Hz Dreikomponentengeophone, Geschwindigkeitsaufnehmer kartesische Aufhängung
Temperatur	max. 125°	max. 250°
Druck	max. 70 MPa	max. 140 MPa
Betriebsdauer	Dauerbetrieb	6-8 Stunden bei ca. 250°
Ankopplung	durch Anklemmarm an der Sonde	durch Anklemmarm an der Sonde
Vorverstärkung	40, 60, 80 dB	40, 60, 80 dB
Besonderheiten		Thermobehälter (Dewargefäß) zum Schutz der Sondenelektronik

Tabelle 1.1: Spezifikation der Bohrlochsonden BS-125 und BG-250.

Kapitel 2

Seismologische Untersuchung der Dämpfungseigenschaften der kristallinen Oberkruste

2.1 Physikalische Grundlagen und Maßzahlen der Dämpfung

Bei der Ausbreitung einer seismischen Welle im Untergrund kommt es zur Amplitudenabnahme durch Dämpfung (Absorption) der Welle. Im Folgenden soll damit nicht die reduzierte Amplitude aufgrund der räumlichen Ausbreitung gemeint sein, das so genannte *geometrical spreading*, sondern der Amplitudenverlust aufgrund von Wechselwirkungen mit dem Gestein. Es kommt dabei eine Vielzahl von verschiedenen physikalischen Dämpfungsmechanismen in Betracht. Die wichtigsten Mechanismen sind (z.B. Johnston et al., 1979):

- **anelastisches Verhalten der Gesteinsmatrix** durch intrinsische Anelastizität der Minerale und Reibungsverluste bei Relativbewegungen an Korngrenzen und Klüften
- **viskose Relaxation** und **Fluidfluss** zwischen und innerhalb der Poren durch Sättigung der Gesteine mit viskosen Fluiden
- **Streuung an Gesteinsinhomogenitäten** unterschiedlicher seismischer Impedanz

Die Absorption ist abhängig von der mineralogischen Zusammensetzung, der Struktur der Gesteine, der Porosität, dem Sättigungsgrad und dem Porenhalt. Einen erheblichen Einfluss haben auch die Umgebungsdruck- und Temperaturbedingungen sowie die Amplitude und der Frequenzinhalt der sich ausbreitenden Welle. In der Literatur findet man

unterschiedliche Angaben zu Absolutwerten der Dämpfung und deren Frequenzabhängigkeit bei verschiedenen Methoden und betrachteten Frequenzbereichen. Die Überlagerung unterschiedlicher Dämpfungsmechanismen erschwert die Interpretation von Dämpfungsuntersuchungen hinsichtlich der Lithologie und der materialspezifischen Sättigungs- und Porositätszustände im Untergrund. Laboruntersuchungen mit hohen Frequenzen lassen sich somit nur bedingt mit seismologischen Untersuchungen im Niederfrequenzbereich vergleichen.

Definition des Dämpfungsparameters Q

Die Absorption einer seismischen Welle lässt sich durch verschiedene Maßzahlen ausdrücken, wie z.B. durch den Absorptionskoeffizienten α , bestimmt aus der Amplitudeninformation an zwei Orten. Ein anderer wichtiger und in dieser Arbeit analysierter Parameter für die Charakterisierung der Absorptionseigenschaften eines Mediums ist die dimensionslose "seismische Güte Q " oder der Qualitätsfaktor Q . Der Kehrwert von Q wird als Dämpfung D oder als spezifische Dämpfung Q^{-1} bezeichnet.

Es gibt verschiedene Definitionen für Q (Pilant, 1979). Im Folgenden wird nur die Dämpfung von Raumwellen betrachtet und eine kurze theoretische Einführung gegeben. Ausführliche Herleitungen von Q aus der Wellengleichung bei Berücksichtigung elastischen und anelastischen Verhaltens sind in Aki und Richards (1980) dargestellt. O'Connell und Budiansky (1978) definieren den seismischen Qualitätsfaktor durch

$$\frac{2\pi}{Q} = - \left. \frac{\Delta E}{2\bar{E}} \right|_{\lambda} \quad (2.1)$$

mit ΔE als Energieverlust und \bar{E} als mittlere gespeicherte elastische Energie innerhalb einer Wellenlänge λ .

Mit dieser Beziehung lässt sich der Amplitudenabfall einer sich ausbreitenden Welle entlang des Laufweges ausdrücken als

$$\frac{2\pi}{Q} = - \left. \frac{2\Delta A}{A} \right|_{\lambda} \quad (2.2)$$

mit der Amplitudenänderung ΔA . Die Lösung der Wellengleichung für ein homogenes Medium und eine eindimensionale Wellenausbreitung entlang des Laufweges x lautet

$$u(x, t) = u_1 e^{-\alpha x} e^{-i(kx - 2\pi f t - \phi)} \quad (2.3)$$

mit der Verschiebung u in Abhängigkeit vom Laufweg x und der Laufzeit t , mit dem Absorptionsfaktor α , der Frequenz f , der Anfangsverschiebung u_1 und der Phasenverschiebung ϕ . Die Wellenzahl ergibt sich aus $k = 2\pi/\lambda$. Innerhalb einer Wellenlänge fällt $u(x, t)$ auf $e^{-\alpha\lambda} = e^{-\alpha c f^{-1}}$ ab, wobei c die Phasengeschwindigkeit bezeichnet.

Dann ist

$$-\frac{\Delta A}{A} \approx -\frac{\alpha c}{f} \quad (2.4)$$

und

$$\alpha = \frac{\pi f}{Q c} \quad (2.5)$$

Gl. 2.5 stellt die theoretische Beziehung zwischen dem Dämpfungskoeffizienten α aus der Wellengleichung und dem Qualitätsfaktor Q aus dem ermittelten Amplitudenabfall einer seismischen Welle dar (Pilant, 1979).

Für die Dämpfung ergibt sich nach Sanders (1993) folgende Beziehung:

$$D(f) = e^{-\pi Q^{-1} t f} = e^{-\pi t^* f} \quad (2.6)$$

Der t^* -Operator ist definiert durch die spezifische Dämpfung $Q^{-1}(x)$ und die seismische Geschwindigkeit $v(x)$ entlang des Laufweges (dx als Wegelement):

$$t^* = \int Q^{-1}(x) v^{-1}(x) dx \quad (2.7)$$

Bei seismischen Beobachtungen wird ein kumulatives Q entlang des Wellenweges bzw. über die Laufzeit bestimmt. Da es über mehrere Schichten berechnet wird und von unterschiedlichen Dämpfungsmechanismen herrührt, besteht Q aus der Summe der einzelnen reziproken Q -Werte und wird auch als effektives Q bezeichnet. Oft wird diese effektive Dämpfung in einen anelastischen Anteil, die intrinsische Dämpfung Q_i^{-1} , und eine scheinbare Dämpfung (*apparent* vor allem Streuung) Q_a^{-1} unterteilt (Spencer et al., 1982).

Methoden der Q -Bestimmung

Zur Bestimmung des Qualitätsfaktors Q gibt es eine Vielzahl an Methoden im Zeit- und Frequenzbereich. Dabei können direkte und reflektierte Wellen und deren Coda-Anteile untersucht werden. Tonn (1991) zeigte in einem Vergleich an synthetischen VSP Seismogrammen für die Ausbreitung der ebenen P-Wellen, dass keiner der zehn von ihm untersuchten Methoden bei der Dämpfungsbestimmung grundsätzlich Vorrang gegeben werden kann. Die Methoden sind vor allem in Abhängigkeit von geologischen Verhältnissen und der Qualität der Registrierungen auszuwählen.

Für seismologische Datensätze stehen beispielsweise Verfahren mit der Auswertung von *intensities* (Satake und Hashida, 1989), *pulse widths* (Wu und Lees, 1996), *amplitude variations*, *spectral ratios* (Evans und Zucca, 1993) und *spectral inversion* (Scherbaum, 1990) zur Auswahl.

Die Methode der Spektrendivision (*spectral ratio*) ist dabei ein sehr oft angewendetes Differenzverfahren zur Q -Bestimmung, das auch in dieser Arbeit verwendet wird.

2.2 Literaturlauswertung zu Dämpfungsuntersuchungen an der KTB-Lokation

Im Folgenden wird ein Überblick über die Ergebnisse der Untersuchungen zu den Dämpfungseigenschaften des kristallinen Gesteins an der KTB-Lokation gegeben. Da die Mechanismen der Absorption unterschiedlich in ihrem Frequenzverhalten sind, muss auf den untersuchten Frequenzbereich der folgenden Experimente geachtet werden. Gerade die Größe der Streueffekte hängt wesentlich von der Relation der seismischen Wellenlänge zur Größenordnung der Gesteinsinhomogenitäten ab.

Ein schwach frequenzabhängiges Q wurde durch die Auswertung in verschiedenen seismischen Frequenzbereichen der 1000 Hz-Aufzeichnungen von Li (1995) mit der modifizierten Spektrendivisionsmethode aus den Vertikalkomponenten der VSP-Messungen VSP3600 (Hohrath et al., 1992) und VSP6000 (Söllner et al., 1992) ermittelt. Die erste Messung fand in der KTB-Vorbohrung in einer Tiefe von 85 bis 3623 m mit sprengseismischer Anregung statt und die zweite Messung in der KTB-Hauptbohrung in einer Tiefe von 3000 bis 6013 m mit vibroseismischer Quelle. Die Quellen hatten an der Erdoberfläche jeweils 200 m Offset zum Bohrloch. Es wurden für kristallines Gestein ungewöhnlich niedrige Q -Werte bestimmt, die denen von Sedimentgesteinen aus Bohrlochuntersuchungen entsprechen.

Erklärt werden diese Ergebnisse durch Dämpfung der Wellen beim Durchgang durch heterogene und stark streuende oberflächennahe Schichten. Die Werte werden durch Auswertungen von Pujol et al. (1998) am Datensatz VSP6000 bestätigt und durch Vorhandensein von Fluiden im Tiefenbereich 3000 bis 4000 m als wahrscheinliche Ursache erklärt. Später wurden die Untersuchungen am Datensatz von VSP6000 auf die S-Welle erweitert (Li und Richwalski, 1996).

In Söllner et al. (1992) finden sich erste Hinweise auf Wellenstreuung an der KTB-Lokation. Genauer quantifiziert wurde diese später auch von Jia und Harjes (1997) durch die Auswertung von Mikrobeben des Fluidinjektionsexperimentes 1994 (Zoback und Harjes, 1997). Bei diesem Experiment wurden in 8.5 bis 9 km Tiefe hochfrequente Mikrobeben erzeugt. Die Aufzeichnungen dieser Beben wurden durch ein Bohrlochseismometer in 4 km Tiefe im Frequenzbereich von 30 bis 200 Hz ausgewertet und bei den Oberflächenstationen im Bereich von 30 bis 80 Hz analysiert. Über das Verhältnis der Q -Werte der P-Welle zur S-Welle mit entsprechenden Modellannahmen wurde abgeschätzt, dass zwischen 0 und 4 km Tiefe ($Q_P/Q_S \approx 0.5$) Streudämpfung und im Teufenbereich 4 bis 9 km ($Q_P/Q_S \approx 2$) intrinsische Dämpfung dominiert (unveröffentlichtes Manuskript von Jia und Harjes, 1997). Darüber hinaus wurde eine Teufenabhängigkeit von Q beobachtet, indem die frequenzabhängigen Q -Werte bei der P-Welle für den oberflächennahen Teufenbereich sehr gering sind, dagegen hoch für den tieferen Bereich der Kruste.

Die gleichen Mikrobeben werteten Rietbrock und Scherbaum (1999) nach Registrierungen eines seismologischen Netzwerkes aus mehreren Miniarrays an der Erdoberfläche aus. Die Untersuchungen ergaben, dass ein hoher Umfang der P-Coda der KTB durch ein einfaches deterministisches *single scattering* - Modell, d.h. durch einfach gestreute Wellenanteile, an einer geringen Anzahl von Streukörpern erklärt werden kann.

Statistische Parameter und damit Aussagen über die seismischen Heterogenitäten der Kruste leiteten Wu et al. (1994), Kneib (1995), Holliger (1997) und Jones und Holliger (1997) aus Bohrlochdaten (Sonic-Log und Dichte-Log) ab. Basierend auf diesen Ergebnissen wendeten Müller und Shapiro (2001) ein Streudämpfungsmodell an, um die Q-Werte der KTB zu modellieren. Sie konnten damit zeigen, dass die Streuung einen wesentlichen Beitrag zur Dämpfung liefert.

Als weiterer Datensatz für die Q-Bestimmung für die P-Welle wurden die Daten des *full waveform sonic*-Log der KTB-Vorbohrung ausgewertet (Li, 1997a).

Laboruntersuchungen zur Dämpfungsuntersuchung an KTB-Gesteinen wurden von Liu et al. (1997) und Prasad et al. (1994) durchgeführt. Liu et al. (1997) zeigen in einem triaxialen Belastungsversuch an einem stark foliierten Gneis die Richtungsabhängigkeit von Q für P- und S-Welle und quantifizierten, um wie viel größer die Q-Werte bei trockenem Gestein gegenüber wassergesättigtem Gestein sind. Bei einer Durchschallung mit 2 MHz und einem Umschließungsdruck von bis zu 300 MPa ergaben sich für die P-Welle Q-Werte <110 . Die Untersuchungen von Prasad et al. (1994) zeigen geringere Q_p -Werte für die Gneisproben als für die untersuchte Amphibolitprobe. Eine Richtungsabhängigkeit der Dämpfung im Gneis ist vorrangig dort ausgeprägt, wo die Mikroklüfte parallel zur Foliation auftreten.

Zusammenfassungen und weitere Untersuchungsergebnisse bzw. Anmerkungen zur Q-Bestimmung an der KTB-Lokation sind z.B. in Pujol et al. (1998), Müller und Shapiro (2001), Zillmer et al. (2002) gegeben.

2.3 Q-Bestimmung im Projekt "Seismologisches Tiefenlabor"

Zur Bestimmung der seismischen Güte Q aus seismologischen Aufzeichnungen des Projektes "Seismologisches Tiefenlabor" an der KTB-Lokation wurde die Methode der Spektrendivision angewendet. Zur Bestimmung eines effektiven Q der Oberkruste wurden die Registrierungen einer Station an der Erdoberfläche NOTT und im Bohrloch DSL in einer Tiefe von 3827 m ausgewertet.

2.3.1 Die Methode der Spektrendivision

Amplitudenspektrum

Das Amplitudenspektrum einer seismischen Welle wird mit Hilfe der Fourier-Transformation aus der Lösung der komplexen Wellengleichung für die Wellenausbreitung entlang des Laufweges x ermittelt:

$$u = u_1 e^{(-\alpha x)} e^{i(2\pi f t - k_r x)} \quad (2.8)$$

Darin sind u die Verschiebung in x -Richtung, α der Absorptionskoeffizient, f die Frequenz, t die Laufzeit und k_r der Realteil der komplexen Wellenzahl. Bei seismischen Aufzeichnungen hängt das gemessene Amplitudenspektrum von vielen Faktoren ab (Båth, 1974; Sheriff, 1975). Im Allgemeinen sind diese multiplikativ verbunden und charakterisieren die Einflüsse der Quelle, des Ausbreitungspfades und der Registrierung. Vereinfacht stellt man das Amplitudenspektrum $A(x, f)$ einer Raumwelle dar als

$$A(x, f) = O(x, f) S(x, f) I(f) G(x) D(x, f) \quad (2.9)$$

- O ... Quellspektrum und räumliche Abstrahlcharakteristik der Quelle
- S ... Standorteffekte (*site effects*)
- I ... Instrumenteneffekte und mechanische Ankopplung
- G ... sphärische Divergenz (*geometrical spreading*)
- D ... effektive Dämpfung (Summe der Absorptionseffekte)

Das Quellspektrum und die räumliche Abstrahlcharakteristik (Direktivität) eines Erdbeben sind meist nicht bekannt. Die Annahmen dazu hängen sehr von den Modellvorstellungen der Herdmechanismen ab. Unter Standorteffekten versteht man in der Ingenieurseismologie die Eigenschaft von Lockergesteinsschichten, die Amplituden seismischer Wellen zu verstärken oder zu reduzieren. Dabei kommt es auch zur Veränderung des Einfallswinkels der Wellen. Diese Effekte sind bei Festgesteinen im Allgemeinen vernachlässigbar. Verschiedene Sensoren und Datenlogger weisen üblicherweise unterschiedliche, aber bekannte Übertragungscharakteristiken auf und beeinflussen so das Amplitudenspektrum. Für die Auswertung seismischer Aufzeichnungen wird häufig eine Korrektur der Amplitudennormierung oder der unterschiedlichen, frequenzabhängigen Verstärkungsfaktoren der Geophone bzw. Seismometer und der Filtereigenschaften der Datenlogger notwendig. Die sphärische Divergenz kann bei bekannter Geometrie zwischen Quelle und Station und nach entsprechenden Modellvorstellungen berechnet werden. Häufig wird mit der Korrektur einer $1/\text{Laufweg}$ -Abhängigkeit dieser Amplitudenabnahme Rechnung getragen.

Spektrdivision

Bei dieser Methode lassen sich einige der oben genannten Einflussfaktoren durch Verhältnisbildung zweier Spektren, gemessen für eine Welle an verschiedenen Orten, eliminieren.

So kann unter der Annahme, dass die Wellenwege zu den beiden Stationen für den Weg von der Quelle bis zur Teufe des Bohrlochseismometers DSL nahezu gleich sind, das Quellspektrum vernachlässigt werden.

Über die Standorteffekte ist wenig an der KTB-Lokation bekannt. Es wird angenommen, dass diese im kristallinen Gestein von vergleichsweise geringer Bedeutung sind und somit nicht weiter betrachtet werden müssen.

Eine lineare Verstärkung ist oberhalb der Eigenfrequenz der zur Registrierung verwendeten seismischen Sensoren gegeben, bei NOTT oberhalb von 1 Hz und bei DSL oberhalb von 4.5 Hz. Da beide Seismometertypen darüber hinaus ähnliche Übertragungscharakteristiken aufweisen, die sich höchstens durch unterschiedliche Vorverstärkungen (multiplikative Faktoren) unterscheiden, entfallen auch die Terme I beim Spektralverhältnis.

Für die sphärische Divergenz gilt, wie für alle anderen hier nicht aufgeführten frequenzunabhängigen Einflussgrößen, dass sie nur zu einer frequenzunabhängigen Verschiebung der Abklingkurve des Spektralverhältnisses führt. Bei der Spektralverhältnisbildung der Amplitudenspektren der beiden Stationen NOTT (Index 1) als Referenzstation und DSL (Index 2) gehen nur noch die Terme $G(x)$ und $D(x, f)$ ein:

$$\frac{A_1(x, f)}{A_2(x, f)} = \frac{G_1(x) D_1(x, f)}{G_2(x) D_2(x, f)} \quad (2.10)$$

In der halblogarithmischen Darstellung und mit dem Dämpfungsansatz nach Gl. 2.6 ergibt sich

$$\ln \frac{|A_1(x, f)|}{|A_2(x, f)|} = \ln \frac{G_1(x)}{G_2(x)} - \frac{\Delta x \pi}{c Q} f \quad (2.11)$$

mit Δx als Laufweg zwischen den beiden Stationen NOTT und DSL. Durch die angenommene Frequenzunabhängigkeit von Q ist Gl. 2.11 eine Geradengleichung mit einer Steigung m

$$m = -\frac{\Delta x \pi}{c Q} \quad (2.12)$$

und einem Schnittpunkt n bei $f=0$ Hz

$$n = \ln \frac{|G_1(x)|}{|G_2(x)|} \quad (2.13)$$

Um keine zusätzlichen Annahmen zur Phasengeschwindigkeit c treffen zu müssen, werden die Laufwegdifferenz Δx und die Phasengeschwindigkeit c ersetzt durch die gemessene

Laufzeitdifferenz Δt der ankommenden Welle zwischen beiden Stationen. Ein effektives und frequenzunabhängiges Q für den Krustenbereich an der KTB-Lokation zwischen den beiden Stationen NOTT und DSL berechnet sich somit aus:

$$Q = -\frac{\Delta t \pi}{m} \quad (2.14)$$

Zusammengefasst eignet sich die Spektrendivision als Differenzmethode bei der Q -Bestimmung zwischen beiden Stationen, wenn folgende Annahmen gegeben sind:

- **frequenzunabhängige Verstärkung** der Signale im untersuchten Frequenzbereich durch Sensor und Datenlogger
- ausreichendes **Signal/Noise-Verhältnis** (S/N) über ein möglichst breites Frequenzband
- **Teil des Wellenweges** nahezu gleich
- **Frequenzunabhängigkeit von Q** (oder eine frequenzlineare Dämpfung)

2.3.2 Datengrundlage und -auswahl

Lage und Betrieb der Seismometerstationen

Zur Untersuchung der Übertragungseigenschaften der Oberkruste und des oberflächennahen Standortuntergrundes bei Frequenzen oberhalb von 1 Hz wurden im Projekt "Seismologisches Tiefenlabor" eine Seismometerstation in der KTB-Vorbohrung und eine an der Erdoberfläche installiert. Es wurden dabei das neu entwickelte Dreikomponenten-Bohrlochseismometer BS-125 in 3827 m Tiefe positioniert und ein Mark L4-3D Seismometer in Nottersdorf, in ca. 800 m Entfernung von der KTB-Vorbohrung.

Informationen zur Installation, zur Spezifikation und zum Betrieb dieser seismologischen Stationen sind in der Tab. 2.1 und in Borm et al. (2001) gegeben.

Die an der Erdoberfläche registrierten seismischen Wellenfelder sind im Allgemeinen durch Ausbreitungseffekte in den oberflächennahen Zonen der Erdkruste beeinflusst. Es wird angenommen, dass die Differenzen in der Signalform und im Frequenzgehalt zwischen beiden Seismometern wesentlich durch die letzten Kilometer Laufweg geprägt sind. Diese Unterschiede dienen als Ausgangspunkt der Untersuchungen zu den seismischen Eigenschaften des Untergrundes. Die Auswertung konzentriert sich im Folgenden auf die Bestimmung der effektiven Dämpfung der seismischen Wellen für die oberflächennahe Kruste mit der Methode der Spektrendivision.

	Oberflächenstation NOTT	Bohrlochseismometer DSL
Zeitraum	Feb. 1998 bis Juli 2000 mit Unterbrechungen	Feb. 1998 bis Juli 2000 mit Unterbrechungen
Standort/ Teufe	lat 49.811° N, lon 12.122° E/ in Nottersdorf, an der Erd- oberfläche, 490 m über NN	lat 49.818° N, lon 12.12° E/ 3827 m in der KTB-Vorbohrung, Bohrlochmund 513.4 m über NN
Sensor	Mark L-4 3D Geschwindigkeitsaufnehmer (kurzperiodisch) 1 Hz	BS-125 (CREATECH/France) Geschwindigkeitsaufnehmer 4.5 Hz Dreikomponentengeophone auf 1 Hz elektronisch erweitert, kompensiert max. $\approx 5^\circ$ Bohrlochneigung
Datenlogger/ Genauigkeit	bis Jan. 2000 PDAS-100/ <5 ms, ab Feb. 2000 Reftek-72A/ ± 5 ms	bis Jan. 2000 PDAS-100/ <5 ms, ab Feb. 2000 Quanterra/ ± 1 ms
Abtastrate	100 Hz kontinuierlich	100 Hz kontinuierlich, 1000 Hz Triggermodus (PDAS-100)

Tabelle 2.1: Lokation und technische Daten der seismologischen Stationen NOTT und DSL im Projekt "Seismologisches Tiefenlabor".

Kriterien der Auswahl von Zeitreihen

Im Zeitraum von Februar 1998 bis Juli 2000 wurden zahlreiche seismische Ereignisse an den Stationen NOTT und DSL kontinuierlich aufgezeichnet (Borm et al., 2001). Verwaltet wurden die großen Datenmengen mit dem Programmsystem GIANT (Rietbrock und Scherbaum, 1998). Mit dem Analyseprogramm für seismische Aufzeichnungen PITSA (Scherbaum und Johnson, 1992) wurden die kontinuierlichen Registrierungen auf seismische Ereignisse hin untersucht und bearbeitet.

Für die Anwendung der Methode der Spektrendivision sind Erdbeben mit folgenden Eigenschaften erforderlich:

- ausreichendes Signal/Noise-Verhältnis der Amplitudenspektren
- möglichst breites nutzbares Frequenzband
- möglichst vertikaler Welleneinfall

Es wurden schließlich Beben mit einer Magnitude $ML > 5$ im Entfernungsbereich von ca. 400 bis 700 km und ein Bebenschwarm mit einer Magnitude $ML \approx 1$ aus ca. 30 km Entfernung, nördlich von der KTB-Lokation, ausgewertet. Die Epizentren dieser Beben sind in der Abb. 2.1 dargestellt. Teleseismische Ereignisse sind für diese Analyse ungeeignet, da sie kaum hochfrequente Signalanteile enthalten und somit relativ schmalbandig sind.

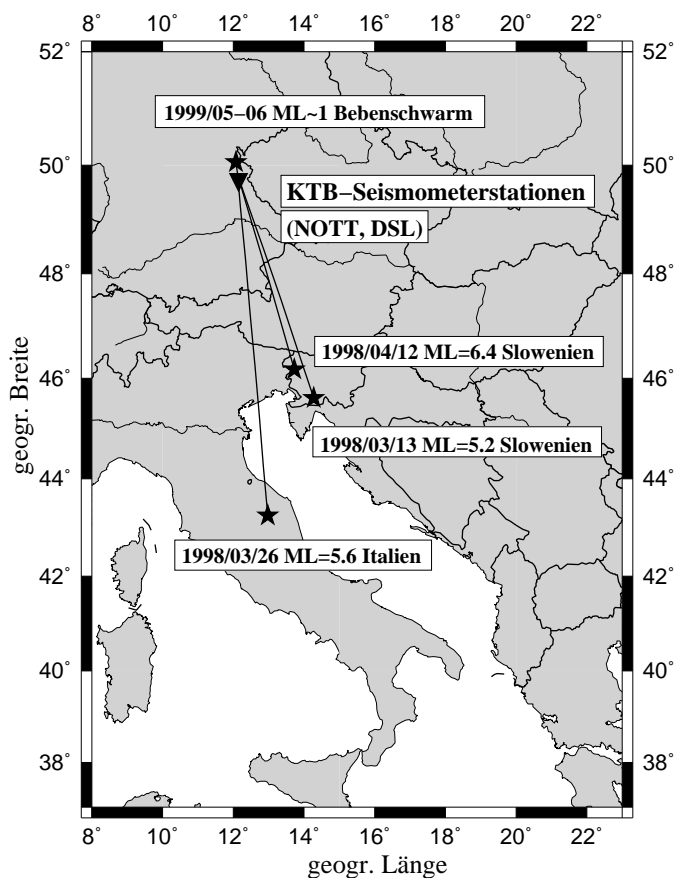


Abbildung 2.1: Geografische Lage der seismologischen Stationen NOTT und DSL und der Epizentren der zur Q-Bestimmung ausgewerteten Beben.

Datum	Herdzeit	Herdlokation/ z [km]	ML	Land	Entfernung [km]
13.03.98	15:14:56.82	45.61° N, 14.27° E/ 10	5.2	Slowenien	494
26.03.98	16:26:11.51	43.26° N, 12.97° E/ 10	5.6	Italien	732
12.04.98	10:55:33.4	46.17° N, 13.73° E/ 10	6.4	Slowenien	423
28.05.99	bis 11.06.99	50.06° N, 12.08° E/ 15	≈ 1	Deutschland	27

Tabelle 2.2: Herdparameter und Bezeichnungen der Beben für die Q-Bestimmung (Einzelauflistung des Bebenschwarms aus Deutschland im Anhang A, Tab. A.1).

Die entsprechenden Herdparameter wurden aus den Bulletins des Seismologischen Zentralobservatoriums (SZGRF) der BGR oder vom National Earthquake Information Center (NEIC) des USGS (US Geological Survey) entnommen. Die Herdparameter des Bebenschwarms stammen von E. Schmedes (persönl. Mitteilung, 1999). In der Tab. 2.2 sind die Daten der verwendeten Beben zusammengefasst.

Um ein ausreichendes Signal/Noise-Verhältnis zu erhalten, konnte bei den entfernten Beben nur die erste Phase, die im oberen Mantel gelaufene P_n -Phase, untersucht werden. Im Folgenden wird diese Phase nur noch als P-Phase bzw. P-Welle bezeichnet. Beim Bebenschwarm konnten die P- und die S-Welle ausgewertet werden.

Der möglichst vertikale Welleneinfall für die Vereinfachung der Spektrendivision durch Annahme des gleichen Wellenweges bis auf die Teufendifferenz der beiden Seismometer ist bei allen hier ausgewerteten Beben nicht gegeben. Der Bebenschwarm ist nicht weit genug entfernt und die Wellen fallen deshalb zu flach an den Seismometern ein. Bei den entfernteren Beben fällt die P-Phase aufgrund der relativ hohen Geschwindigkeit (6000 m/s) in der oberflächennahen Kruste ebenfalls nicht vertikal ein. In Abb. 2.2 ist die Geometrie des Welleneinfalls skizziert. Unter der Annahme einer ausschließlich vertikalen Abhängigkeit von Q kann diese Abweichung des Einfallswinkels behoben werden und es ergeben sich durch einfache geometrische Beziehungen die entsprechenden Korrekturen der Laufzeitdifferenz Δt zwischen beiden Seismometerstationen.

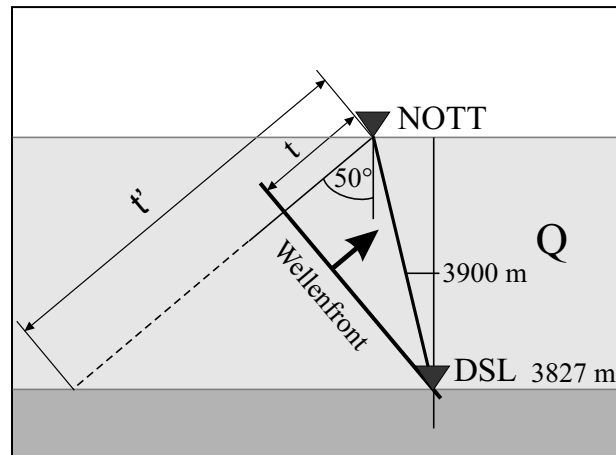


Abbildung 2.2: Messgeometrie der seismologischen Stationen NOTT und DSL und der untersuchten Beben aus der Richtung S, SE mit den gemessenen und berechneten Laufzeitdifferenzen Δt zur Bestimmung einer effektiven seismischen Güte Q ($z = 3827$ m) nach der Spektrendivision.

2.3.3 Datenprozessing

L-, Q-, T-Komponente

Die Rotation der geografischen Z-, N-, E-Komponenten (eine Vertikal- und zwei Horizontalkomponenten) der seismologischen Aufzeichnungen ins Strahlkoordinatensystem L, Q, T bewirkt eine Energiefokussierung der einzelnen Phasen entsprechend ihrer Schwingungsrichtung auf die jeweiligen Komponenten. So ist auf der L-Komponente die Energie der

P-Welle und auf der Q- und T-Komponente die Energie der S-Wellen konzentriert. Die zur Komponentenrotation erforderlichen Backazimutwinkel und Einfallswinkel der Welle werden aus der Partikelbewegung der Dreikomponentenaufzeichnung mit dem Programmpaket PITSA bestimmt.

In der Abb. 2.3 a) sind am Beispiel des Bebens aus Slowenien vom 12.04.1998 die Zeitausschnitte der L-Komponente der jeweiligen Seismometerstationen dargestellt, die Noise und die P-Welle enthalten. Eine Umrechnung in eine wahre Bodenbewegung (Restitution) bzw. eine Korrektur der relativen Amplituden ist bei der Anwendung der Spektrendivision nicht notwendig.

Beim Bebenschwarm aus der näheren KTB-Umgebung werden das Beben vom 03.06.1999 herausgegriffen und die Zeitausschnitte in der Abb. 2.4 gezeigt. Es werden hier die L-, Q- und T-Komponenten dargestellt, da in diesem Fall für die Spektrendivision bei der Q-Bestimmung die Summe der drei Komponenten verwendet wurde (Abercrombie, 2000). Das war erforderlich, da vor allem bei der S-Welle auf allen Komponenten bedeutende Wellenanteile vorhanden waren. Die dargestellten Zeitreihen sind mit einem Hochpass von 4 Hz gefiltert und enthalten Noise und die P- und S-Welleneinsätze.

Korrektur der Laufzeitdifferenz Δt

Für die Q-Bestimmung mit der Gl. 2.14 ist eine Laufzeitdifferenz Δt der Einsatzzeiten der P- und S-Wellen zwischen beiden Stationen NOTT und DSL erforderlich.

Die Messgeometrie für den ebenen Welleneinfall der Fernbeben aus südlicher bis südöstlicher Richtung an den Stationen NOTT und DSL ist in Abb. 2.2 dargestellt. Der Einfallswinkel resultiert aus der Bestimmung der gemessenen Partikelbewegung und der theoretischen Annahme einer konstanten Geschwindigkeit im Teufenbereich zwischen NOTT und DSL. Durch die Partikelbewegung der Welle wurde ein Einfallen mit 40° - 50° gegenüber der Horizontalen am Bohrlochseismometer DSL und an der Oberflächenstation NOTT bestimmt. Bei der Messung an der freien Oberfläche erhält man nur einen scheinbaren Einfallswinkel, bei dem die Genauigkeit nach Angaben von H.-A. Dahlheim (persönliche Mitteilung, 1999) an der Nottersdorfer Station nicht besser als $\pm 20^\circ$ ist. Theoretisch fällt die P-Welle unter Annahme einer konstanten P-Wellengeschwindigkeit von 6000 m/s in den oberen Kilometern der Kruste und mit einer Scheitelpunktschwindigkeit der P-Welle (P_n -Phase) von 8000 m/s mit 48° gegenüber der Vertikalen ein. Für die folgenden Betrachtungen werden ein Winkel von 50° gegenüber der Vertikalen und die Stationsparameter aus Tab. 2.1 verwendet. Die 50° Abweichung zum senkrechten Einfallen der P-Welle des Fernbebens aus Slowenien ergibt bei der gemessenen Laufzeitdifferenz Δt von 0.38 s eine Verschiebung der Strahlen auf der Wellenfront von 0.69 s bzw. von 4131 m.

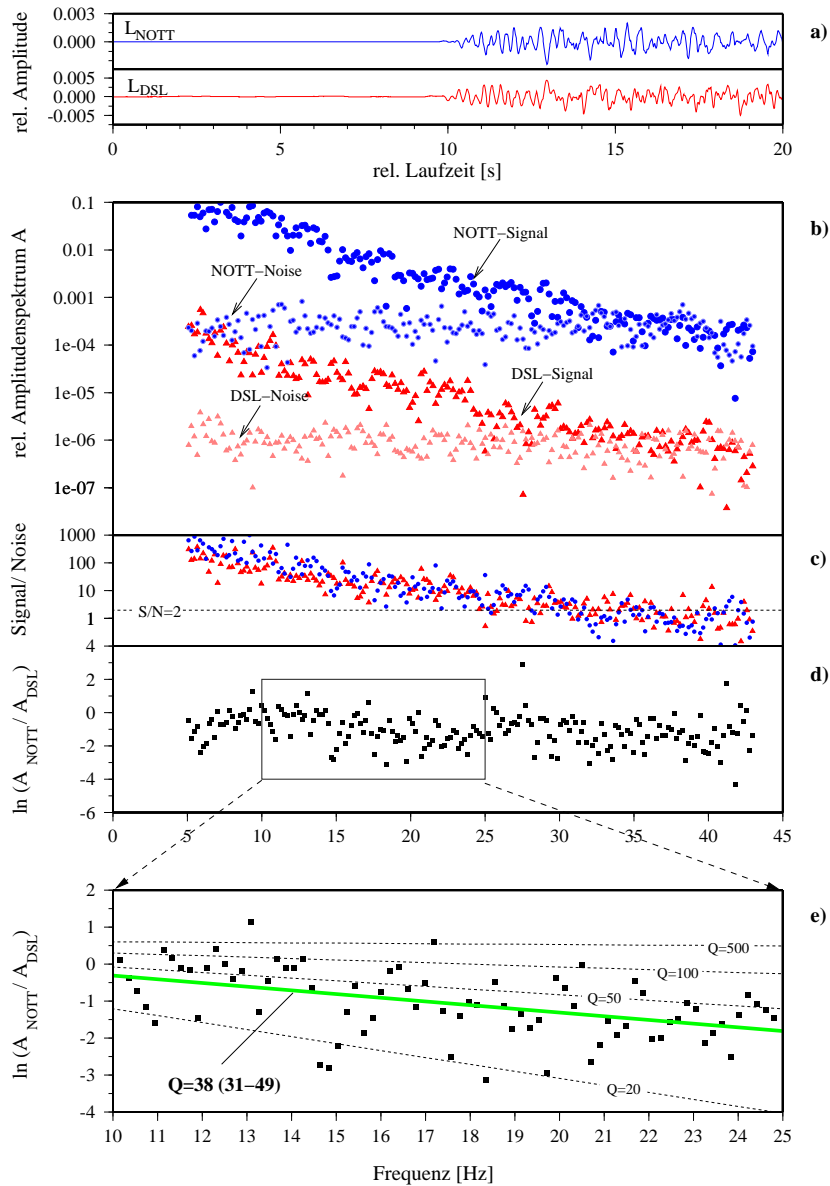


Abbildung 2.3: Beben 1998/04/12 $ML=6.4$ Slowenien a) Zeitausschnitt mit relativen Amplituden der L-Komponente mit dem P-Welleneinsatz der Seismometer NOTT und DSL; b) relative Amplitudenspektren der Zeitfenster mit 512 Samples (5.12 s) vor dem P-Welleneinsatz (Noise) und mit der P-Welle (Signal) von NOTT und DSL (NOTT gegenüber DSL zur Separation in der Grafik verschoben); c) Signal/Noise-Verhältnis von NOTT (blau) und DSL (rot); d) Spektralverhältnis der relativen Amplitudenspektren NOTT und DSL; e) Spektralverhältnis im Frequenzband 10 bis 25 Hz mit linearer Regression (grün) und theoretischen Spektrenabfallgeraden bei vorgegebenen Q-Werten und einer Laufzeitdifferenz von 1.2 s.

Eine Abschätzung, ob diese Abweichung vom senkrechten Einfallen berücksichtigt werden muss, wird über die Bestimmung der Fresnel-Zone (Sheriff und Geldart, 1995) rea-

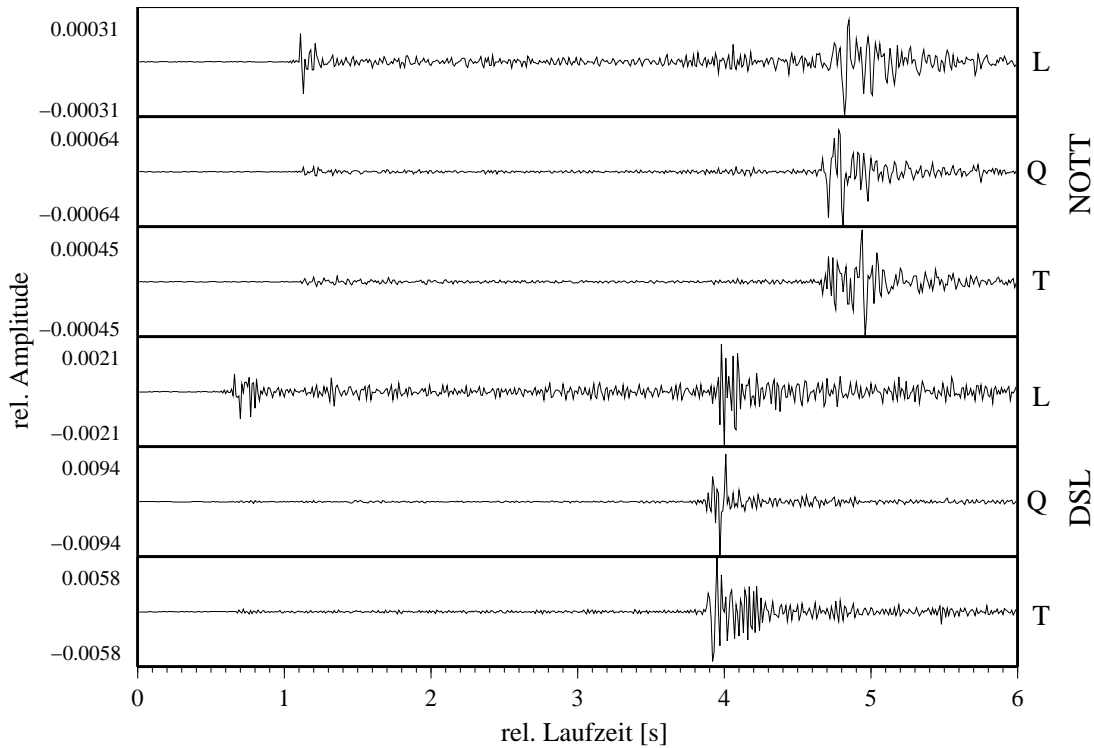


Abbildung 2.4: Ausschnitt aus den Zeitreihen mit relativen Amplituden der L-, Q-, T-Komponenten der seismologischen Stationen NOTT und DSL des Bebens 1999/06/03 $ML=1.43$.

lisiert, die eine strukturelle Auflösbarkeit senkrecht zum Strahl widerspiegelt. Für den maximalen Frequenzbereich von 5 bis 43 Hz und unter der vereinfachten Annahme, dass NOTT auf der Höhe der KTB-Vorbohrung liegt, ergibt sich für die Fernbeben ein Fresnel-Radius von etwa 1500 bis 500 m. Der Laufwegversatz liegt somit nicht innerhalb der Fresnel-Zone und darf nicht vernachlässigt werden.

Wird von einem effektiven Q -Wert für den Teufenbereich 0 bis 3827 m und von einem nahezu gleichen Wellenweg bis zur Teufe des Seismometers DSL ausgegangen, muss das gemessene Δt auf die Teufe von 3827 m extrapoliert werden. Die korrigierte Laufzeitdifferenz $\Delta t'$ der P-Welle der Fernbeben von 1.2 s wird für alle weiteren Berechnungen verwendet.

Für die Lokalbeben des untersuchten Bebenschwarms wird für die Extrapolation der Laufzeitdifferenz Δt eine strahlentheoretische Geometrie (*Raytracing*) mit den Stations- und Herdangaben nach Tab. 2.1 und 2.2 verwendet. Für den Bebenschwarm beträgt das gemessene Δt der P-Welle durchschnittlich 0.45 s und für die S-Welle durchschnittlich 0.80 s. Die Abweichung des ebenen Welleneinfalls vom senkrechten Einfall beträgt etwa 60° . Die Extrapolation ergibt für die P-Welle $\Delta t'=1.42$ s und für die S-Welle $\Delta t'=2.53$ s.

Spektralanalyse

Die Amplitudenspektren der einzelnen Zeitfenster wurden mit einem FFT-Algorithmus berechnet. Zur Unterdrückung des "Spectral Leakage", das den Verlust von Energie einer Spektrallinie "frequency bin" auf andere Spektrallinien in der FFT ausdrückt (Báth, 1974; Press et al., 1999), werden die Zeitreihen vor der Spektralanalyse mit einer Fensterfunktion multipliziert, die eine Wichtung der einzelnen Abtastwerte darstellt. Übliche Fensterfunktionen sind Rechteck-, Bartlett-, Welch-, und Hanning- bzw. Hamming-Fenster (Press et al., 1999).

In der vorliegenden Arbeit wurden Zeitfenster mit 256, 512 und 1024 Samples untersucht und 10 %-ige und 100 %-ige Hanning-Fenster angewendet. Bei der Bestimmung der Dämpfung aus dem Abklingen des seismischen Spektrums in einem Frequenzband zeigten die Ergebnisse mit Zeitfenstern von 512 Samples und einem 100 %-igen Hanning-Fenster die kleinsten Standardabweichungen von Q und werden im Folgenden dargestellt.

Die Abb. 2.3 b) zeigt am Beispiel des Bebens aus Slowenien vom 12.04.1998 die relativen Amplitudenspektren für die Zeitfenster mit den P-Einsätzen an den Stationen NOTT und DSL. Die entsprechenden Abbildungen für weitere Beben aus Italien und Slowenien sind im Anhang A gegeben. Der Frequenzbereich 5 bis 43 Hz ist durch die Übertragungsfunktion des Sensors und durch die Nyquist-Frequenz von 50 Hz bedingt. Nach oben wird der Frequenzbereich durch einen digitalen Dezimierungsfiler begrenzt. Zur Bestimmung des nutzbaren Frequenzbereiches für die Spektrendivision bei diesen Beben wurde das Kriterium $S/N > 2$ gewählt. Am Signal/Noise-Verhältnis in der Abb. 2.3 c) zeigt sich deutlich, dass bei $f > 25$ Hz Signal und Noise nicht zu trennen sind.

Die Spektralanalyse des Bebenschwarms wird exemplarisch am Beben vom 03.06.1999 dargestellt. Für die Auswertung der spektralen Amplitudeninformation der P- und S-Signale wurden die Amplitudenspektren der L-, Q-, T-Komponenten summiert. Die Abb. 2.5 a) zeigt die Summen der Amplitudenspektren für die jeweiligen Zeitfenster mit Noise vor dem P-Welleneinsatz und mit der P-Welle der Stationen NOTT und DSL. Für die S-Welle sind die Amplitudenspektren in der Abb. 2.6 a) und das Signal/Noise-Verhältnis von NOTT und DSL jeweils in den Bildausschnitten b) dargestellt. Der Schwellwert für S/N wurde nur bei der S-Welle im Frequenzbereich oberhalb von 42 Hz unterschritten.

Spektralverhältnisse

Über den gesamten nutzbaren Frequenzbereich wurde eine Spektrendivision durchgeführt. Das Ergebnis für das Beben aus Slowenien ist in der Abb. 2.3 d) gezeigt. Darunter ist im Bildausschnitt e) das Spektralverhältnis für das größtmögliche Frequenzband dargestellt. Das Frequenzband bestimmt sich aus den oben genannten Kriterium $S/N > 2$ und der Beobachtung, dass unterhalb von 10 Hz kein Abfall des Spektralverhältnisses, sondern der

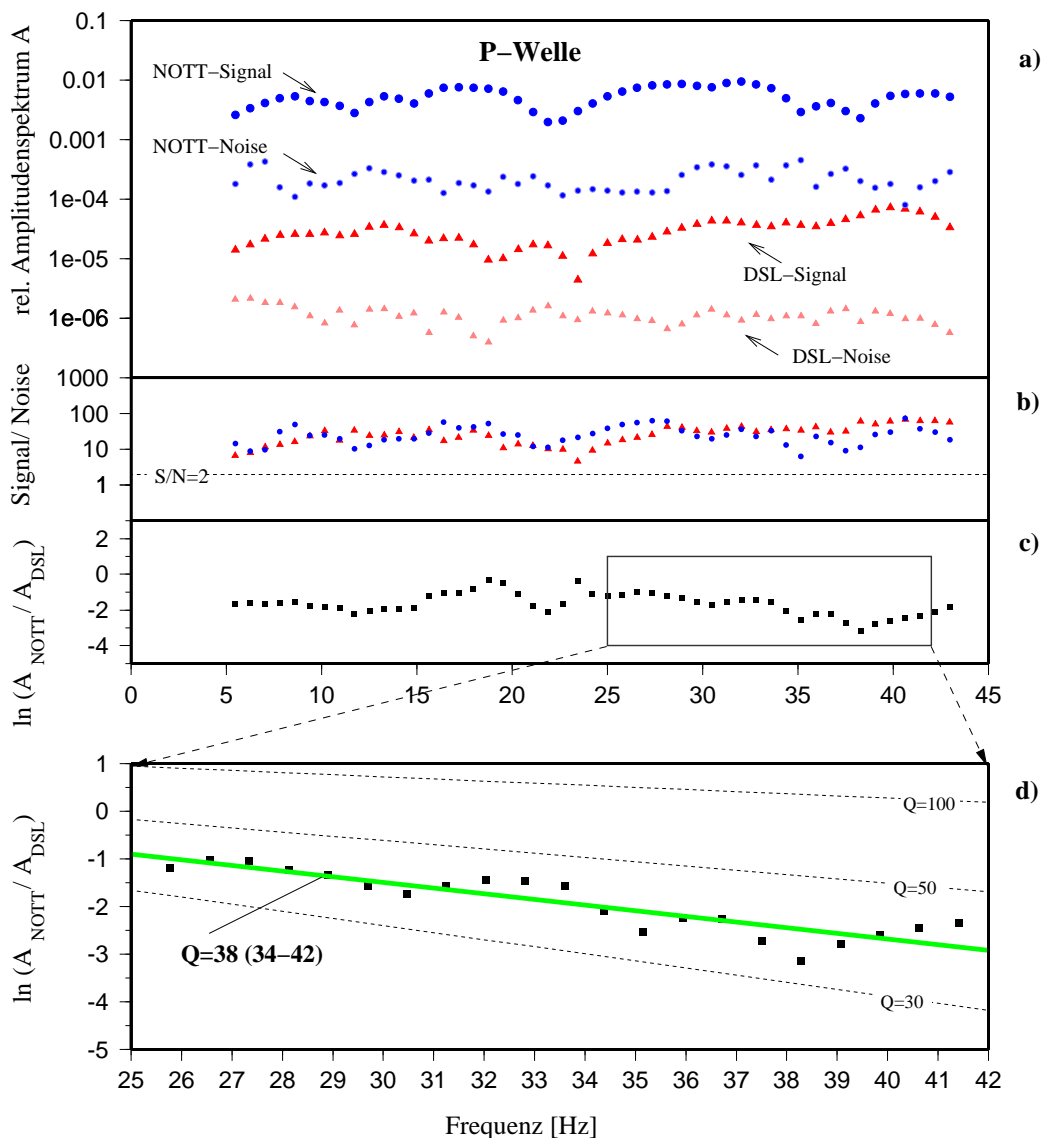


Abbildung 2.5: Beben 1999/06/03 $ML=1.43$ a) relative Amplitudenspektren der Zeitfenster mit 128 Samples (1.28 s) vor dem P-Welleneinsatz (Noise) und mit der P-Welle (Signal) von NOTT und DSL (Amplitude NOTT gegenüber DSL zur Separation in der Grafik verschoben); b) Signal/Noise-Verhältnis von NOTT (blau) und DSL (rot); c) Spektralverhältnis der relativen Amplitudenspektren NOTT und DSL; d) Spektralverhältnis im Frequenzband von 25 bis 42 Hz mit linearer Regression (grün) und theoretischen Spektralabfallgeraden bei vorgegebenen Q -Werten und einer korrigierten Laufzeitdifferenz von 1.42 s.

umgekehrte Fall auftritt. Einige Spektrallinien mit $S/N < 2$ wurden mit in die Auswertung einbezogen, um das Frequenzband nicht zu schmal werden zu lassen. Dieses schmale Frequenzband von etwa 10 bis 25 Hz lässt nur eine frequenzunabhängige Q -Bestimmung sinnvoll erscheinen und damit eine lineare Anpassung des spektralen Amplitudenverhältnisses

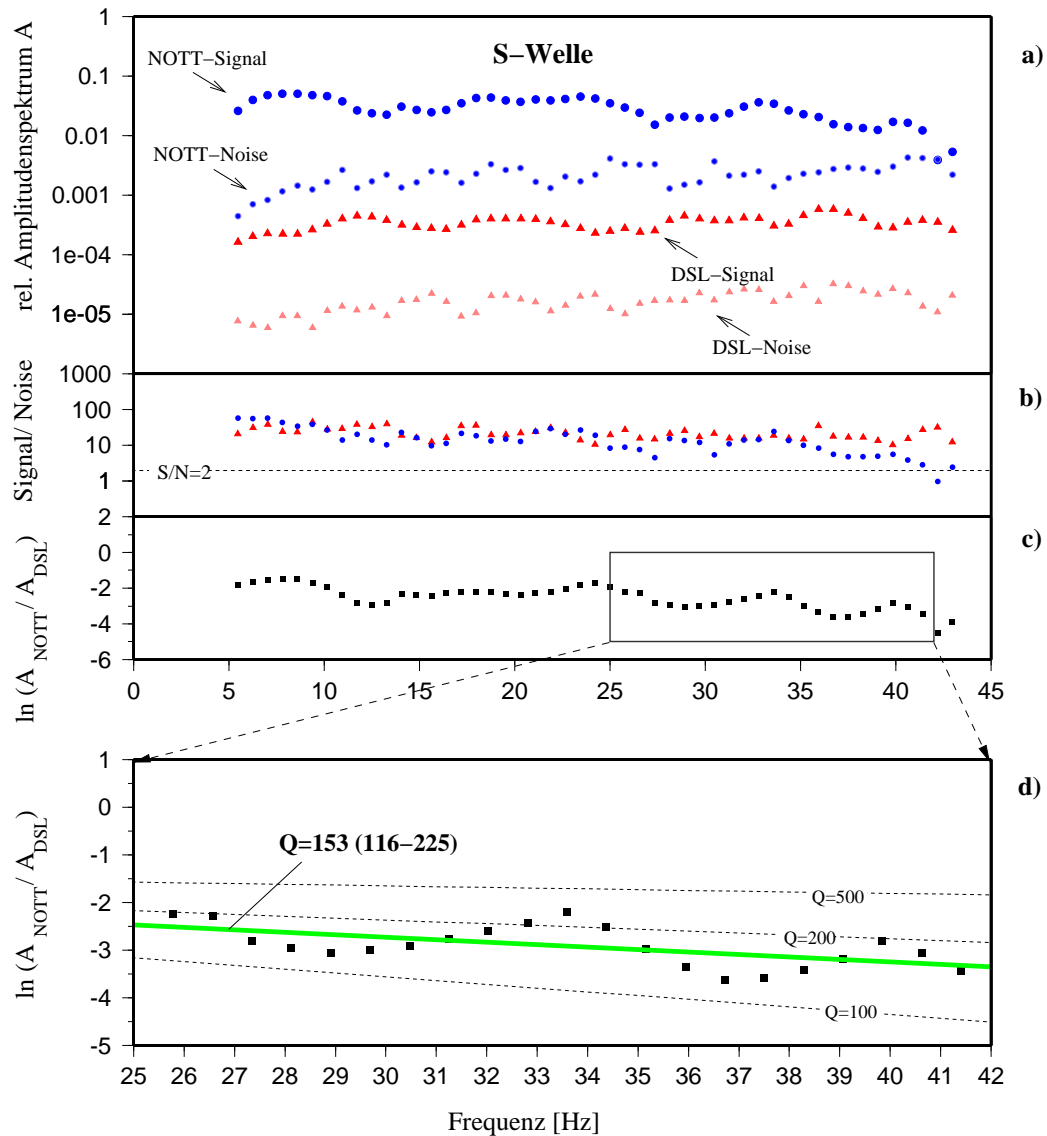


Abbildung 2.6: Beben 1999/06/03 $ML=1.43$ a) relative Amplitudenspektren der Zeitfenster mit 128 Samples (1.28 s) vor dem S-Welleneinsatz (Noise) und mit der S-Welle (Signal) von NOTT und DSL (Amplitude NOTT gegenüber DSL zur Separation in der Grafik verschoben); b) Signal/Noise-Verhältnis von NOTT (blau) und DSL (rot); c) Spektralverhältnis der relativen Amplitudenspektren NOTT und DSL; d) Spektralverhältnis im Frequenzband von 25 bis 42 Hz mit linearer Regression (grün) und theoretischen Spektrenabfallgeraden bei vorgegebenen Q-Werten und einer korrigierten Laufzeitdifferenz von 2.53 s.

mit der Frequenz. In dem Bildausschnitt e) ist die lineare Regressionsgerade für das ausgewählte Frequenzband dargestellt. Bei der Regression werden die lineare Fitkurve mit der Methode der kleinsten Quadrate berechnet und neben der Steigung und dem Schnittpunkt auch statistische Parameter wie die Standardabweichung ausgegeben (Press et al.,

1999). Zusätzlich sind in der Abb. 2.3 e) auch die theoretischen Abfallgeraden für vorgebene Q -Werte aufgezeigt. Diese wurden mit der Gl. 2.11 und einem Δt von 1.2 s ermittelt und um den Schnittpunkt n (Gl. 2.13) der realen Abfallgerade zur besseren grafischen Darstellung verschoben.

Die berechneten Amplitudenspektren in der Abb. 2.3 b) und im Anhang A in den Abb. A.1 b) und Abb. A.2 b) zeigen keinen glatten Verlauf. Wenn der Amplitudenwert des Nenners dabei sehr klein wird, kann es bei der Spektrendivision zu numerischer Instabilität kommen. Die Einführung eines Schwellwertes, auf den die Amplitudenwerte des Nenners (DSL) angehoben werden, wurde nicht weiter verfolgt, da eine starke Abhängigkeit zu den Ergebnissen besteht. So zeigen die Spektralverhältnisse in den Bildausschnitten d) eine starke Streuung. Das drückt sich in hohen Standardabweichungen der linearen Anpassungen aus. Eine Glättung der Spektralverhältnisse bewirkt i.Allg. eine Veränderung des Kurvenanstiegs um bis zu 15 % und eine Verringerung der Standardabweichung. Die Anwendung eines robusten Verfahrens zur linearen Anpassung, der Subroutine "medfit" aus Press et al. (1999), stellte sich als wenig hilfreich heraus. Die Rauigkeit der Spektren ist weniger durch Ausreißer als durch systematische, sich über größere Frequenzbereiche ausgedehnte Trends hervorgerufen, die der Anwendbarkeit von robusten Methoden entgegenstehen.

Die Aufzeichnungen des Bebenschwarms wurden in ähnlicher Weise wie die der Fernbeben ausgewertet. Für das Beben vom 03.06.1999 sind die Spektralverhältnisse aus den Amplitudenspektren von NOTT und DSL der P-Welle in der Abb. 2.5 c) und für die der S-Welle in der Abb. 2.6 c) dargestellt. Es zeigt sich kein eindeutiger Trend in der Abnahme der Spektralverhältnisse über den gesamten Frequenzbereich von 5 bis 43 Hz bei der P- und bei der S-Welle, sondern erst ab etwa 25 Hz. Für die folgenden Auswertungen der Spektralverhältnisse wird deshalb der Frequenzbereich von 25 bis 42 Hz ausgewählt und in den Bildausschnitten 2.5 und 2.6 d) gezeigt. Die Spektralverhältnisse aller Beben des Bebenschwarms mit einer mittleren Regressionsgeraden sind in Abb. 2.7 für die P-Welle und Abb. 2.8 für die S-Welle dargestellt.

Aus der Steigung der Regressionsgeraden und deren Standardabweichung ergeben sich nach Gl. 2.14 folgende Q -Werte:

Beben	Q_P	- Bereich	Q_S	- Bereich	Frequenzbereich [Hz]
1998/03/13 Slowenien	31	(24 - 43)			10 - 19
1998/03/26 Italien	38	(30 - 49)			10 - 22
1998/04/12 Slowenien	38	(31 - 49)			10 - 25
1999 Bebenschwarm	41	(37 - 45)	112	(90 - 149)	25 - 42

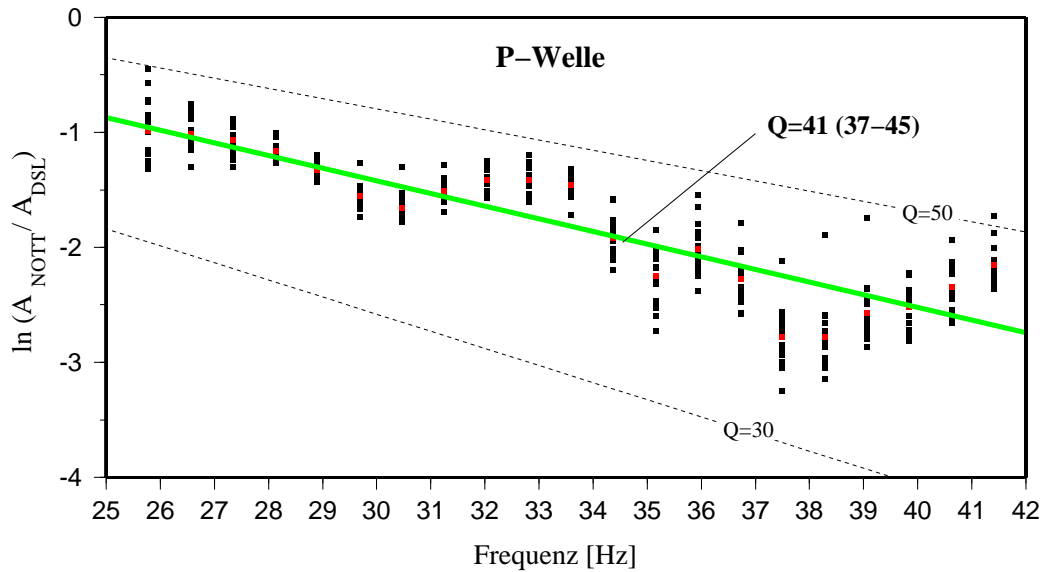


Abbildung 2.7: Spektralverhältnis der P-Welle der 16 Beben des Bebenschwarms 1999 im Frequenzband von 25 bis 42 Hz mit linearer Regression (grün) der mittleren Spektralverhältnisse (rot) und theoretischen Spektrenabfallgeraden bei vorgegebenen Q-Werten und einer korrigierten Laufzeitdifferenz von 1.42 s.

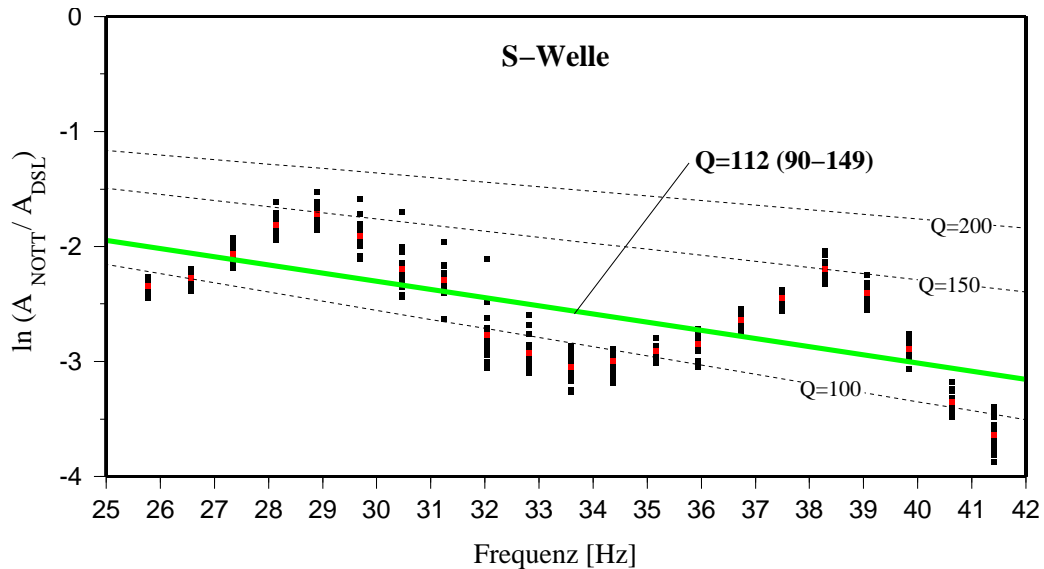


Abbildung 2.8: Spektralverhältnis der S-Welle der 16 Beben des Bebenschwarms 1999 im Frequenzband von 25 bis 42 Hz mit linearer Regression (grün) der mittleren Spektralverhältnisse (rot) und theoretischen Spektrenabfallgeraden bei vorgegebenen Q-Werten und einer korrigierten Laufzeitdifferenz von 2.53 s.

Eine arithmetische Mittelung der Ergebnisse der drei Beben aus Slowenien und Italien ergibt eine seismische Güte bzw. einen Qualitätsfaktor \overline{Q}_P von 36 (28 - 47) in den Frequenzbereichen von 10 bis etwa 20 Hz. Für den Frequenzbereich von 25 bis 42 Hz wurde aus allen Beben des Bebenschwarms ein effektives \overline{Q}_P von 41 (37 - 45) und ein effektives \overline{Q}_S von 112 (90 - 149) bestimmt. Diese Werte sind Maßzahlen für die effektiven Dämpfungen der P-Welle und der S-Welle bei einer Wellenausbreitung im Teufenbereich von 0 bis 4 km an der KTB-Lokation. Eine Zusammenstellung der Q-Werte der Beben des Bebenschwarms ist in Tab. A.1 im Anhang A gegeben.

2.3.4 Diskussion der Ergebnisse

Die Dämpfungsuntersuchung mit der Methode der Spektrendivision an P-Wellen aus Lokal- und Fernbeben ergibt ein $Q_p \approx 40$ im Frequenzbereich von 10 bis ≈ 20 Hz und von 25 bis 42 Hz. Für die S-Welle ergibt sich im Frequenzbereich von 25 bis 42 Hz ein $Q_s \approx 110$. Das Verhältnis Q_P/Q_S der Lokalbeben beträgt ca. 0.4 und entspricht einem seismisch stark streuenden Untergrund (Sato, 1990).

Diese Q-Werte und der beobachtete hohe Streuanteil bestätigen Ergebnisse früherer seismischer Untersuchungen an der KTB (Li, 1995; Jia und Harjes, 1997; Pujol et al., 1998) und an anderen Lokationen (Toksöz et al., 1988; Li, 1997b; Abercrombie, 1998, 2000). Eine Auswahl von Q-Werten ist in Tab. 2.3 zusammengestellt. Darin wird deutlich, dass die Dämpfung in der oberen Erdkruste teufenabhängig ist. Wie zu erwarten war, ist die Dämpfung oberflächennah am höchsten und nimmt mit der Tiefe ab. Das berechnete Q ist ein kumulativer Wert über die Gesamtstrecke zwischen NOTT und DSL. Laboruntersuchungen (Schön, 1996; Liu et al., 1997) zeigen beispielsweise, dass Q mit zunehmendem Umschließungsdruck und der damit verbundenen Porositätsabnahme zunimmt. Oberflächennah werden deutlich kleinere Q-Werte angetroffen als in größeren Tiefen.

Bei der Bestimmung von Q mit der Methode der Spektrendivision wurde eine Vielzahl von Annahmen und Vereinfachungen gemacht, wie z.B. die Vernachlässigung der *site effects* und die Annahme einer tiefenabhängigen Dämpfung mit konstantem Geschwindigkeitsmodell für den Teufenbereich zwischen NOTT und DSL.

In der folgenden Ausführung wird Q^{-1} verwendet, da absolute Änderungen in der Steigung der Regressionsgeraden zu unterschiedlichen Absolutänderungen in Q führen. Gerade bei sehr kleinen Steigungen wirkt sich das stark auf Q aus. Eine Veränderung des Geschwindigkeitsmodells bewirkt eine Veränderung des Einfallswinkels der Wellen, so dass sich Q^{-1} der Beben aus Slowenien und Italien bei einem Winkel von 40° um ca. 54 %, bei 45° um ca. 26 % verringert und bei 55° um ca. 28 % erhöhen kann.

Die Q-Bestimmung hängt darüber hinaus sehr empfindlich von Datenprozessing ab, wie der Vergleich der unterschiedlich bestimmten spezifischen Dämpfungswerte Q^{-1} bei der

Teufe [km]	Q	Frequenz [Hz]	Datensatz	Literatur
0-4	$Q_P=38, Q_S=108$	30-80	Mikrobeben (KTB)	Jia und Harjes, 1997 unveröffentlicht
0.45-2.32	$Q_P=56-71$	130	VSP (KTB)	Li (1995)
3.00-3.74	$Q_P=23$	50	VSP (KTB)	Li (1995)
3.0-3.5	$Q_P=39 \pm 8$	32	VSP (KTB)	Li (1997b)
3.00-3.74	$Q_P=40 \pm 3$	32	VSP (Kola, Russland)	Li (1997b)
3.6-4.5	$Q_P=14-32$	7.8-46.9	VSP (KTB)	Pujol et al. (1998)
0-4	$Q_P=60, Q_S=100$	2-15	Erdbeben (SW-Island)	Menke et al. (1995)
0-1	$Q_{Rg} \leq 100$	1-10	Erdbeben	Toksöz et al. (1988)
0- \approx 10	$Q_{Rg} \geq 1000$	1-10	Erdbeben	Toksöz et al. (1988)
0-0.1	$Q \approx 10$	0- \approx 100	Erdbeben	Abercrombie (1998)
1-2	$Q \approx 100$	1-10	Erdbeben	Abercrombie (1998)
>2	$Q \approx 1000$	1-10	Erdbeben	Abercrombie (1998)

Tabelle 2.3: Auswahl an Q-Werten der oberen Erdkruste aus der Literatur.

Auswertung für die Beben aus Slowenien und Italien im Frequenzbereich von 10 bis 19 Hz zeigt. Bei der Variation der Fenstereigenschaften wurde eine maximale Abweichung von ca. 45 % zum Q^{-1} -Wert bei der Auswertung mit einer FFT von 512 Samples und einem 100 %-igen Hanning-Fenster bestimmt. Die Größe der Fehler der Q-Werte ist dabei sehr verschieden und führt vor allem beim 10 %-igen Hanning-Fenster nicht selten zu einem negativen Q. Die Erweiterung des Frequenzbereiches für das Beben 1998/03/26 Italien auf 22 Hz führte zu einer Erhöhung des Q^{-1} -wertes um 13 % und beim Beben 1998/04/12 Slowenien (auf 25 Hz) zur Erhöhung um 30 %.

Die Methode der Spektrendivision ist als Differenzenverfahren nur anwendbar, wenn ein ausreichendes Signal/Noise-Verhältnis vorliegt. Für die Wahl des auswertbaren Frequenzbereiches wurde die Bedingung $S/N > 2$ gewählt, um den maximalen Bereich von 10 bis etwa 20 Hz bei den Beben aus Slowenien und Italien nutzen zu können. In der Literatur ist dieser Wert häufig höher angesetzt.

Der Amplitudenabfall mit zunehmender Frequenz tritt nur auf, wenn eine signifikante Dämpfung (kleines Q) der Wellen entlang des untersuchten Wellenweges stattfindet. Bei vergleichsweise großen Wellenlängen kann der Laufweg zu kurz sein, um eine Dämpfung realistisch messen zu können. In der vorliegenden Arbeit betragen die Wellenlängen zwischen 300 und 600 m, sodass die Welle innerhalb der 0.38 s nur ca. 4 bis 8 Wellenlängen durchlaufen hat. Somit sind Q-Werte > 200 mit der vorliegenden Empfänger-geometrie nicht bestimmbar.

Kapitel 3

Petrophysikalische Untersuchungen zur Bestimmung der seismischen Geschwindigkeiten an KTB-Bohrkernen unter Porendruck

3.1 Labormessungen unter Porendruck

Ausgangspunkt der Überlegungen, den Einfluss des Porendrucks auf die seismischen Geschwindigkeiten im Labor zu bestimmen, war die Beobachtung teilweise sehr niedriger in-situ gemessener Geschwindigkeiten V_P im VSP-Projekt von 1999 in der KTB-Hauptbohrung (Rabbel et al., 1999) in Tiefen unterhalb 7400 m. Die Abb. 3.1 aus Rabbel et al. (2002) zeigt den Vergleich zwischen den in-situ gemessenen Intervallgeschwindigkeiten im VSP-Profil des ca. 300 m entfernten Schussfeldes SP101 von 3000 m bis 8500 m und die aus Bohrklein und Bohrkernen bestimmten Matrixgeschwindigkeiten über die Gesamtlänge der Bohrung. Diese Geschwindigkeiten von Gesteinsvolumina ohne Poren (Matrixgeschwindigkeiten) basieren auf einer einfachen arithmetischen Mittelung nach Voigt (1910) und entsprechen maximalen Matrixgeschwindigkeiten. In Tiefen >7400 m bis zur Endteufe der VSP-Messung wurde ein um maximal 800 m/s und um durchschnittlich 500 m/s niedrigeres V_P und ein um maximal 500 m/s und durchschnittlich um 150 m/s vermindertes V_S ermittelt.

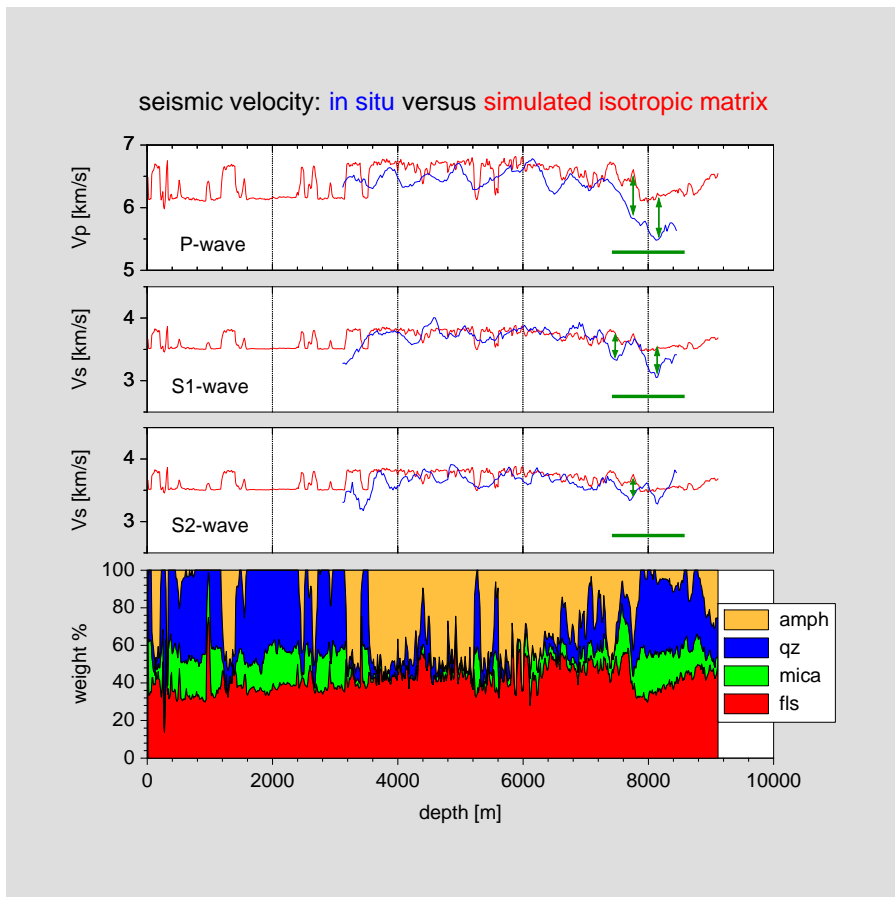


Abbildung 3.1: Vergleich der tiefenabhängigen Matrixgeschwindigkeiten mit den VSP-Geschwindigkeiten der Messungen 1999 vom SP101 nach (Rabbel et al., 2002); (Gewichtsanteile an: amph-Amphibol, qz-Quarz, mica-Glimmer, fls-Feldspat); grün markierter Teufenbereich mit größeren Geschwindigkeitsunterschieden.

Porendruck kann in wassergefüllten Poren und Klüften eine Reduktion der seismischen Geschwindigkeit im Gestein bewirken. Im Folgenden wird daher der Einfluss des Porendrucks (Porenfluiddruck, Poreninnendruck) auf die seismischen Geschwindigkeiten an KTB-Gesteinen mit Ultraschall untersucht. Bisher gibt es nur Erfahrungen mit Ultraschallexperimenten an KTB-Gesteinen unter drainierten Bedingungen (ohne Porendruck) an Würfelproben (Kern und Schmidt, 1990; Popp, 1994).

Theoretische Grundlagen

Der Porendruck P_p in einem fluidgesättigten porösen Gesteins übt eine Kraft auf die Porenwand aus, wirkt der äußeren Belastung P_m (äußerer Druck, Umschließungsdruck, Umgebungsdruck, Manteldruck) entgegen und hält die Poren offen. Für den Effektivdruck

P_{eff} in isotropen Materialien als Funktion von P_m und P_p gilt nach (Bernabe, 1986; Guéguen und Palciauskas, 1994):

$$P_{eff} = P_m - \alpha P_p \quad (3.1)$$

Darin ist α der so genannte Porendruckkoeffizient (Biot-Koeffizient). Nach der Theorie der linearen Poroelastizität (Biot, 1941; Rice und Cleary, 1976) wurde α nach Geertsma (1957); Skempton (1960) definiert als

$$\alpha = 1 - \frac{K}{K_s} \quad (3.2)$$

mit K als Kompressionsmodul des kompakten Gesteins mit Poren und K_s als Kompressionsmodul des Gesteins ohne Poren (Kornkompressionsmodul). Trotz der Einschränkung der Gesetzmäßigkeiten von α und P_{eff} auf ideal elastische Festkörper werden diese von vielen Autoren zur Interpretation von Beobachtungen an natürlichem Gestein als Näherung herangezogen (Nur und Byerlee, 1971).

Ist $K_s \gg K$, gilt

$$P_{eff} = P_m - P_p \quad (3.3)$$

Thermodynamisch wird zwischen einem offenen und einem geschlossenen Gesteins-Fluid-System unterschieden. Im drainierten (offenen) Fall werden die Spannungs-Dehnungs-Beziehungen mit den drei poroelastischen unabhängigen Konstanten (Kompressionsmodul K , Schermodul μ und Porendruckkoeffizient α) und im undrainierten Fall zusätzlich mit dem Kompressionsmodul K_u beschrieben. Im undrainierten Fall steigt P_p bei hydrostatischer Kompression mit zunehmenden P_m an (Guéguen und Palciauskas, 1994):

$$P_p = P_m B \quad (3.4)$$

mit dem so genannten Skempton-Faktor

$$B = \frac{1}{K_u} \left(\frac{K_u - K}{\alpha} \right) \quad (3.5)$$

Untersuchung an KTB-Gestein

Huenges et al. (1997) beobachtete einen nahezu hydrostatischen Porendruckverlauf in der KTB-Hauptbohrung. Der hydrostatische Porendruck entspricht dem Druck der Gewichtskraft einer teufenbezogenen Wassersäule. Das setzt voraus, dass die Kluftsysteme offen sind und sich vertikal von bis zu einigen Kilometern Länge an der KTB erstrecken. Bei kristallinem Gestein mit geringer Porosität findet Fluidbewegung und Porendruckänderungen vor allem in makroskopischen Klüften statt (Morrow et al., 1994). Fluidbewegung in dem geringpermeablen kristallinen Gestein selbst ist sehr viel geringer (Huenges et al.,

1997). Stochastische Kluftnetzwerke mit Kluftdichte- und Kluftlängenverteilungen für die KTB wurden von Zimmermann et al. (2000) ermittelt. Im Anhang B ist das Spannungsfeld an der KTB für den Porendruck als auch den Gebirgsdruck beschrieben. Bei den in-situ seismischen Messungen sind die ermittelten Geschwindigkeiten nicht durch lithostatische Porendrücke beeinflusst. Für die Laboruntersuchungen wurden in erster Näherung hydrostatische Bedingungen für den Porendruck und lithostatische Verhältnisse für den Umschließungsdruck angenommen. "drainiert" bedeutet in dieser Arbeit für die Laboruntersuchungen Messungen ohne Porendruck und für die in-situ Betrachtungen wird darunter ein hydrostatischer Porendruck verstanden.

Laboruntersuchungen: Einfluss Umschließungsdruck - Porendruck - Sättigung auf die seismische Geschwindigkeit

Aus Untersuchungen an trockenen und wassergesättigten kristallinen Bohrkernen ist bekannt, dass kein linearer Zusammenhang zwischen Umschließungsdruck und Geschwindigkeit besteht, wenn der Porendruck Null ist. Bis ca. 100 - 200 MPa erfolgt ein nicht-linearer Geschwindigkeitszuwachs durch progressives Schließen von Mikrorissen (Birch, 1961; Christensen, 1965; Kern, 1982; Popp und Kern, 1994). Der langsame Anstieg bei höheren Drücken ist im Wesentlichen auf die Druckabhängigkeit des Kompressionsmoduls zurückzuführen (Berckheimer, 1990). In der Abb. 3.2 ist am Beispiel eines Granits die Druckabhängigkeit von V_P und V_S gezeigt, sowohl für $P_{pore}=0$ als auch für $P_{pore}=P_{ext}$.

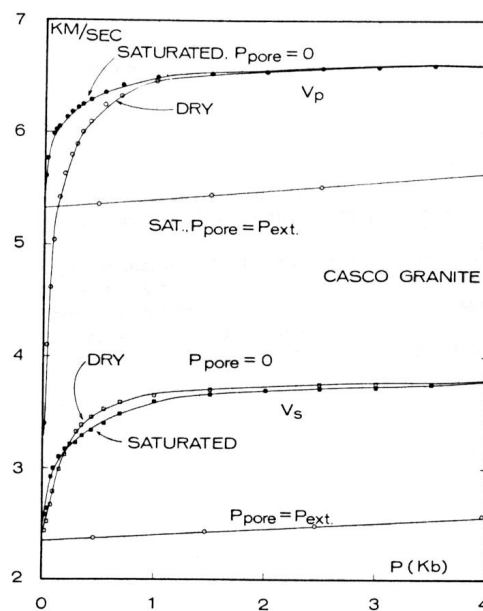


Abbildung 3.2: V_P und V_S in Abhängigkeit vom Umschließungsdruck P , P_{ext} . und Porendruck P_{pore} für einen trockenen bzw. wassergesättigten Casco-Granit nach Nur und Simmons (1969).

Der Zusammenhang zwischen der Belastung und der Kompression von Mikrorissen ist nichtlinear. Mit zunehmender Risskompression erhöht sich die Anzahl der Kontaktpunkte der gegenüberliegenden Rissflächen. Das entspricht einer wachsenden Risssteifigkeit und damit einer Abnahme der Risskomprimierbarkeit mit steigender Belastung (Walsh und Grosenbaugh, 1979; Bernabe, 1986). Klüfte mit großem *aspect ratio* (Längen- Breitenverhältnis) schließen sich bei geringerem Druck als sphärische Poren (Birch, 1961; Brace, 1965; Walsh, 1965). In klutfreiem Gestein findet durch weitere Druckerhöhung eine elastische Kompaktion statt, die einen fast linearen Anstieg der Geschwindigkeiten bewirkt.

Eine Sättigung des Gesteins mit Wasser bewirkt eine Erhöhung der P-Wellengeschwindigkeit, da der Kompressionsmodul von Wasser um mehrere Größenordnungen höher ist als der von Luft. Dabei spielt die Form der Poren eine bedeutende Rolle. Die Geschwindigkeitserhöhung findet besonders stark bei Klüften statt (Nur und Simmons, 1969). In Abb. 3.2 ist neben der Geschwindigkeitserhöhung der P-Welle durch Sättigung auch der Einfluss des Porendrucks P_p dargestellt. Ist der Differenzdruck $P_D = P_{ext.} - P_{pore} = 0$, ist die Beziehung zwischen V_P und P_m im betrachteten Bereich weitgehend linear. Es wird eine elastische Matrixkompaktion über den gesamten Druckbereich beobachtet.

V_S im Gestein wird durch Wasser fast nicht beeinflusst. Der Einfluss von Porendruck auf die Veränderung von V_S ist jedoch stärker als auf V_P (Nur, 1972). Aus diesem unterschiedlichen Verhalten zeigt sich, dass die P-Welle sehr empfindlich auf den Sättigungsgrad reagiert, während die S-Welle ein guter Indikator für Klüftigkeit ist. Den Sättigungseinfluss auf V_P und V_S an KTB-Probenmaterial zeigen beispielsweise Popp und Kern (1994).

3.2 Lithologische und petrophysikalische Charakterisierung des Probenmaterials

Auswahlkriterien der Gesteinsproben

Um einen Vergleich von Untersuchungen am Bohrkern auf das Geschwindigkeitsprofil zu ermöglichen und Eingangsgrößen für die numerische Modellierung der SE1-Störungszone zu erhalten, wurde Probenmaterial aus der KTB-Hauptbohrung aus größeren Tiefen verwendet. Für die Ultraschallmessungen in der Durchströmungsanlage des GFZ werden zylindrische Proben von 5 cm Durchmesser und max. 10 cm Länge benötigt. Das vorhandene Kernmaterial der KTB-Hauptbohrung eignet sich für die Präparation solcher Probenkörper nur noch mit Einschränkungen. Meist liegt es aufgrund von Core Disking (Wolter et al., 1990; Röckel, 1996) in Form von Gesteinsstücken von nur wenigen Zentimetern Länge vor oder zerbrach bei der Präparation.

Drei Zylinderproben aus der KTB-Hauptbohrung konnten für die Untersuchungen präpariert werden. An ihnen wurde die Gaspermeabilität zur Abschätzung der Zeit bestimmt, in der ein Druckausgleich zwischen dem von außen aufgebracht Fluidruck und dem Porendruck in der Probe erfolgt. Die Permeabilität wurde mit Argon in Längsrichtung der Proben bei einem Manteldruck von 100 bar gemessen und der Einfluss der Gleitströmung von Gasmolekülen an der Porenwand wurde mit der so genannten Klinkenberg-Korrektur berücksichtigt. Die nutzbare Porosität wurde mit der Auftriebsmethode (Gewichtsmessung im trockenen und nassen Zustand) bestimmt. Die Ergebnisse sind in der Tab. C.1 im Anhang C.1 zusammengefasst. Die größte Durchlässigkeit für strömende Fluide hatte die Probe T7. Sie wurde deshalb für die hier vorgestellten Ultraschallmessungen verwendet.

Eigenschaften der Gesteinsprobe T7

Die Zylinderprobe T7 hat folgende Gesteinseigenschaften:

Klassifizierung	Merkmalsbeschreibung
lithologisch [wg%]	homogener Hornblendegneis; Chlorite IIb-2 (9.39); Epidote (3.19); Prehnite (11.00); Hornblende, Magnesium, Eisen (15.640); Magnetite (1.21); Orthoklase (10.66); Plagioklase, Albite (30.34); Quarz (18.58)
strukturell	schwache Foliation, keine Lineation erkennbar; makroskopische Kluft in Längsrichtung; mikroskopisch komplexes Rissgefüge
petrophysikalisch	0.7 % Porosität; $2.78 \cdot 10^3 \text{ kg m}^{-3}$ Raum- bzw. Rohdichte

Herausragendes Merkmal der Probe T7 ist das komplexe Rissgefüge. Makroskopisch ist es sichtbar in einer Längskluft und mikroskopisch in den Dünnschliffen parallel und senkrecht zur Stirnfläche der Zylinderprobe in Abb. 3.3. Die Mikrorisse verlaufen im Gestein vor allem intrakristallin (Weber, 1994). Es bilden sich aber auch transgranulare Risse über ein oder mehrere Korngrenzen hinweg und interkristalline Risse, die an Korngrenzen entlanglaufen.

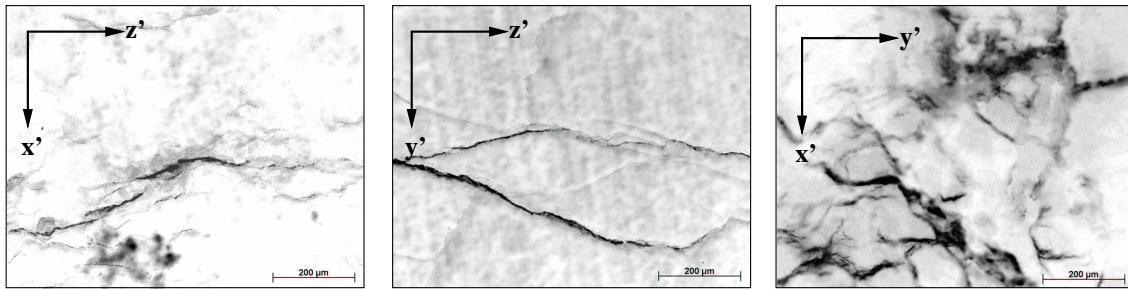


Abbildung 3.3: Komplexes Rissystem des Bohrkerns T7 - Dünnschlifforientierung zur Stirnfläche der Zylinderprobe (x' - y' -Ebene) v.l.n.r.: zwei Vertikalschnitte, ein Horizontalschnitt.

In Abb. 3.4 ist die Lage der Probe im ursprünglichen KTB-Bohrkern dargestellt, wobei keine azimutale Orientierung möglich ist, da die Probenahme bei KTB nicht orientiert erfolgte. Die Teufenangabe ist durch Kernverluste bei der Hauptbohrung in 7 km Teufe nur auf etwa 10 bis 20 m genau (Kessels, 1992). Eine Würfelprobe von 43 mm Kantenlänge wurde für Ergänzungsuntersuchungen zur Geschwindigkeitsanisotropie bei der Durchschallung aus der gleichen Bohrteufe wie T7 entnommen.

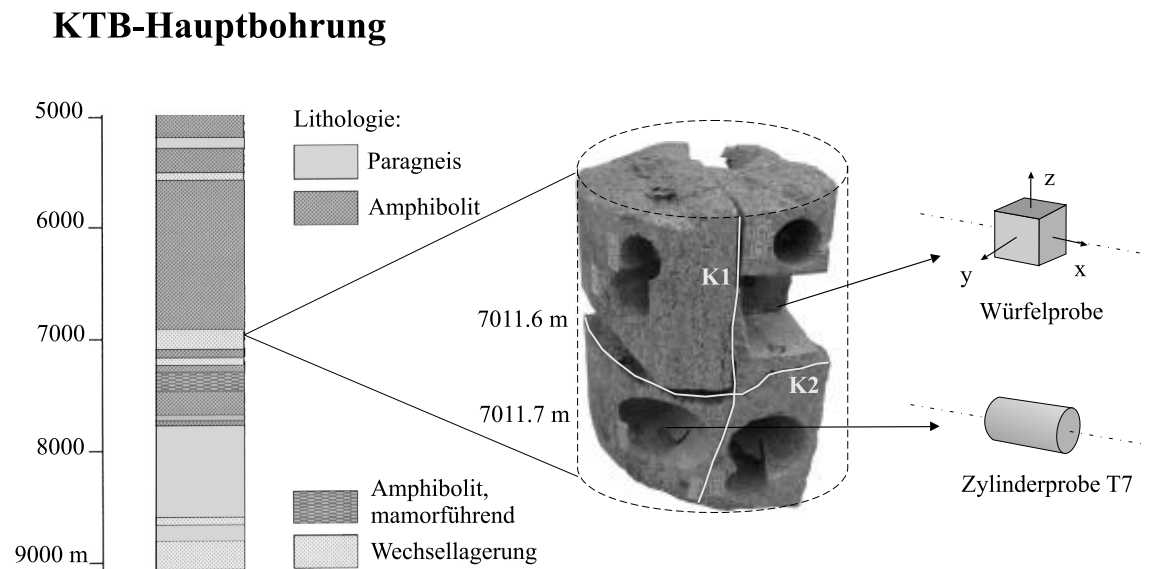


Abbildung 3.4: Lage und Orientierung des Bohrkerns T7 und der Würfelprobe zueinander in der KTB-Hauptbohrung; Bsp. K1: Längsbruch, K2: Querbruch.

3.3 Bestimmung der Geschwindigkeiten V_P und V_S in Abhängigkeit von Manteldruck und Porendruck

Die Voruntersuchungen zeigten eine Probe T7 mit deutlichem Rissgefüge, das anisotropes Verhalten in der seismischen Wellenausbreitung erwarten ließ. Außerdem wurden in den Vorversuchen am GFZ zeitlich abhängige Geschwindigkeiten bis zum Erreichen eines stationären Druckzustandes in der Probe beobachtet. Da in der Hochdruck-/Hochtemperatur-Durchströmungsanlage (HP-/HT-Durchströmungsanlage) des GFZ die Proben nur in Längsrichtung durchschallt werden können, waren ergänzende Messungen in Kiel an der so genannten Stempelpresse erforderlich. Eine Variation des Fluiddruckes ist an dieser Anlage nicht möglich. Die Messbedingungen an den Testanlagen des GFZ und der Universität Kiel sind in der folgenden Tabelle gegeben:

	Messung in Potsdam:	Messung in Kiel:
Messapparatur	HP-/HT-Durchströmungsanlage	triaxiale Stempelpresse
Steuerparameter	P_m P_f	P_m
Probekörper	wassergesättigter Zylinder	trockener und/oder wassergesättigter Würfel
Fluidsystem	geschlossen drainiert	offen drainiert
Temperatur	± 23 °C	± 20 °C und Temperatur- pfad 20 bis 250 °C
Messwerte	V_P, V_S : in Längsrichtung	V_P, V_S , Dehnung: in drei orthogonalen Richtungen
Beobachtungsgrößen	Porendruckeffekte Zeitabhängigkeiten	Anisotropieeffekte Einfluss der Sättigung Rissporosität

3.3.1 Ultraschallmessungen in der Durchströmungsanlage

Technische Daten

Allgemein lassen sich in einer Druckzelle, dem Kernstück der HP-/HT-Durchströmungsanlage (Abb. 3.5), unterschiedliche hydrostatische Druckzustände erzeugen durch (A) Variation des Manteldruckes P_m und (B) Variation des Fluiddruckes P_f . Im Folgenden werden die Bezeichnungen Manteldruck P_m für den Umschließungsdruck und Fluiddruck P_f für den Porendruck verwendet. Die Versuchsdurchführung kann unter drainierten oder undrainierten Bedingungen erfolgen.

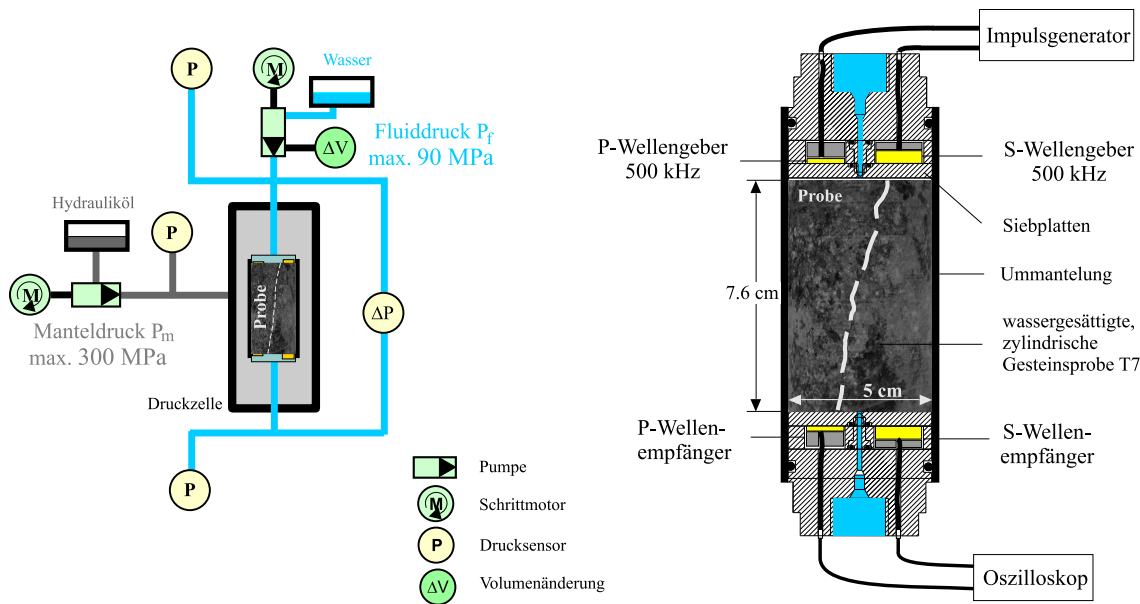


Abbildung 3.5: Prinzipschaltplan der Ultraschallmessung in der Hochdruck-/Hochtemperatur-Durchströmungsanlage des GFZ, links - Übersicht der Hauptkomponenten der Anlage, rechts - Vergrößerung der Abbildung des Probeneinbaus in die Druckzelle, eine Längskluft ist in der Probe T7 eingezeichnet.

Die Hochdruck-/Hochtemperatur-Durchströmungsanlage des GFZ hat folgende Eigenschaften (<http://www.gfz-potsdam.de/pb5/pb52/devices/hd-hdhtd/welcome.html>):

- (1) In der Druckzelle wird die zylindrische Gesteinsprobe mit einem Neoprenschauch gegen das Druckmedium (Hydrauliköl) abgedichtet und über die Stirnflächen mit dem Fluiddrucksystem (3) und den Ultraschallmessgebern- und -empfängern (4) verbunden. Die vakuumgetrocknete Probe wird in einem Exsikkator vollständig wassergesättigt.
- (2) Der hydrostatische Druck (Manteldruck, Umschließungsdruck) wird mit Hilfe eines Reglers und einer Spindelpumpe (Schrittmotor) auf ± 0.1 MPa konstant gehalten. Die Genauigkeit des Drucksensors ist 0.2 %. Temperaturänderungen von max. ± 4 °C zur Raumtemperatur, verursacht durch Kompression oder Dekompression des Öls, werden nachgeregelt. Der maximale Betriebsdruck beträgt 300 MPa. Über eine manuelle oder automatische Druckeinstellung kann die Druckwechselgeschwindigkeit reguliert werden.
- (3) Der Porendruck wird über ein Drucksystem mit Wasser erzeugt und kann bis zu 90 MPa betragen. Der Druck wird über eine Spindelpumpe geregelt und auf ± 0.02 MPa konstant gehalten. Der Fluidsensors hat eine Genauigkeit von 0.1 %.
- (4) Die piezoelektrischen P- und S-Wellengeber- und -empfänger sind an den Stirnflächen der Probe in einer gefrästen Metallplatte fest positioniert.

Merkmale der Durchschallungsmessung in der Durchströmungsanlage sind:

- \varnothing 16 mm P-Wellengeber, 13 x 20 mm S-Wellengeber
- piezoelektrische Wandler aus Bariumtitanat mit 500 kHz Eigenfrequenz
- Signalanregung des Impulsgenerators mit \sim 100-200 V
- Ankopplung über den Anpressdruck
- Signale im Oszilloskop vorverstärkt
- Signalaufzeichnung mit 0.01 μ s Auflösung und 8facher Stapelung

Versuchsdurchführung

Erzeugung der Druckzustände Der teufenabhängige Einfluss des Porendruckes auf die seismischen Geschwindigkeiten in wassergesättigten Gesteinen der KTB wurde durch je einen Messzyklus mit Fluiddruck im Niederdruckbereich ($P_m=100$ MPa) und je einen im Hochdruckbereich ($P_m=250$ MPa) bestimmt. Die Bezeichnungen Nieder- und Hochdruckbereich werden im Rahmen dieser Arbeit für diese Manteldrücke P_m verwendet. Die Manteldrücke wurden so eingestellt, dass sie den Vertikalspannungen im Gebirge entsprechen. Die zugehörigen Porendrücke wurden nach Gl. B.3 aus Anhang B berechnet. Danach herrscht in einer Teufe von 3641 m ein Umgebungsdruck P_m von \approx 100 MPa und ein hydrostatischer Porendruck P_f von \approx 40 MPa. Für die Endteufe der KTB-Hauptbohrung ergibt sich ein Manteldruck $P_m \approx$ 250 MPa und ein Porendruck $P_f \approx$ 98 MPa. Bei den Labormessungen wurden im Niederdruckbereich Fluidrücke im Überdruck (bis 60 MPa, d.h. größer hydrostatischen Porendruck) und im Hochdruckbereich durch gerätetechnische Begrenzung nur unterhalb des hydrostatischen Porendrucks (bis 90 MPa) erzeugt.

Die Abhängigkeit der seismischen Geschwindigkeit von der Teufe und damit von P_m wurde in der Durchströmungsanlage über die Veränderung des Manteldruckes ohne Fluiddruck ermittelt. Die Reihenfolge der Druckstufen und der zeitliche Ablauf der Ultraschallmessungen sind in Abb. 3.6 segmentweise dargestellt. Unmittelbar nach der Druckeinstellung begann die Signalaufzeichnung, wobei in Abständen von 0, 5, 10, 20, 30, 60, 120 min gemessen wurde. Später wurde die Probe in größeren Zeitabständen durchschallt, meist in 2 h-Abständen. Für die Darstellung wurde die Versuchsdauer innerhalb einer Druckstufe auf 30 h vereinheitlicht. In der letzten Druckstufe ($P_m = P_f = 0$ MPa) der Abb. 3.6 konnte durch den fehlenden Anpressdruck und damit fehlender Ankopplung kein S-Wellensignal aufgezeichnet werden.

Die Laboruntersuchungen wurden in der Durchströmungsanlage drainiert durchgeführt. Es handelt sich dabei um ein geschlossenes Fluidsystem mit Wasser. Das Wasser wird bei Verringerung der Kluftporosität aus der Probe verdrängt und bei Entlastung wieder

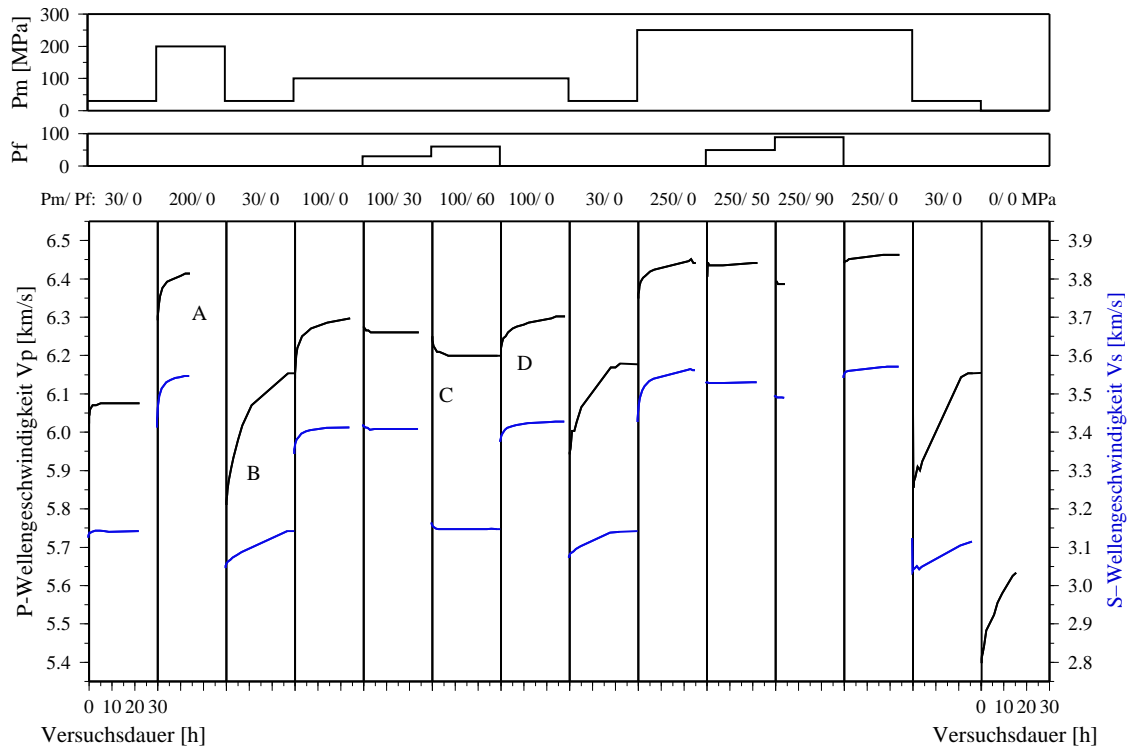


Abbildung 3.6: Übersicht der Druckstufen in der Versuchsdurchführung: Manteldruck P_m (oben) und Fluidruck P_f (Mitte) und die ermittelten P- und S-Wellengeschwindigkeiten (unten) in Abhängigkeit von der Versuchsdauer am wassergesättigten Bohrkern T7, (A) bis (D) kennzeichnen die unterschiedlichen Druckvariationen.

aufgesaugt, ohne das Luft aufgenommen wird. Dieser Vorgang dauert wegen der geringen Permeabilität des Probenmaterials relativ lange.

Das Relaxations- und Kompaktionsverhalten des Gesteins unter wechselnden Druckbedingungen spiegelt sich in den zeitlichen Effekten der Geschwindigkeitsmessung deutlich wider. Um dies über die Versuchsdauer beobachten zu können, erfolgten Druckwechsel und damit Änderungen der Kluft Räume bzw. des Mikrogefüges und des Porendruckes innerhalb weniger Minuten mit sofort durchgeführter Ultraschallmessung. Abb. 3.7 zeigt ein Beispiel der Signalaufzeichnung und -auswertung.

Geschwindigkeitsmessung mit Hilfe der Laufzeit Mit der Durchschallungsmethode (Birch, 1960) werden die Geschwindigkeiten V_P und V_S als Funktion vom Druck ermittelt. Wenn sich die Welle geradlinig ausbreitet, ist der zurückgelegte Weg gleich der Probenlänge l . Die Geschwindigkeit v ergibt sich aus dem Verhältnis der Probenlänge zur Laufzeit t der P- oder S-Welle zu:

$$v = \frac{l}{t} \quad (3.6)$$

Die Genauigkeit der Geschwindigkeitsermittlung wird im Wesentlichen durch die Art der Bestimmung der Laufzeiten und durch die Bestimmung der messaufbaubedingten Vorlaufstrecke beeinflusst. Nach erfolgter Druckeinstellung wird der Ersteinsatz der P-Welle der ersten Ultraschallmessung bestimmt. Bei der S-Welle wird wegen der besseren Signalqualität das 1. Maximum der letzten Ultraschallmessung ausgewertet. Innerhalb einer Druckstufe werden die zeitlichen Verschiebungen der Signale über Kreuzkorrelation mit Fensterlängen von etwa 1 bis 2 Wellenlängen ausgewertet (Abb. 3.7).

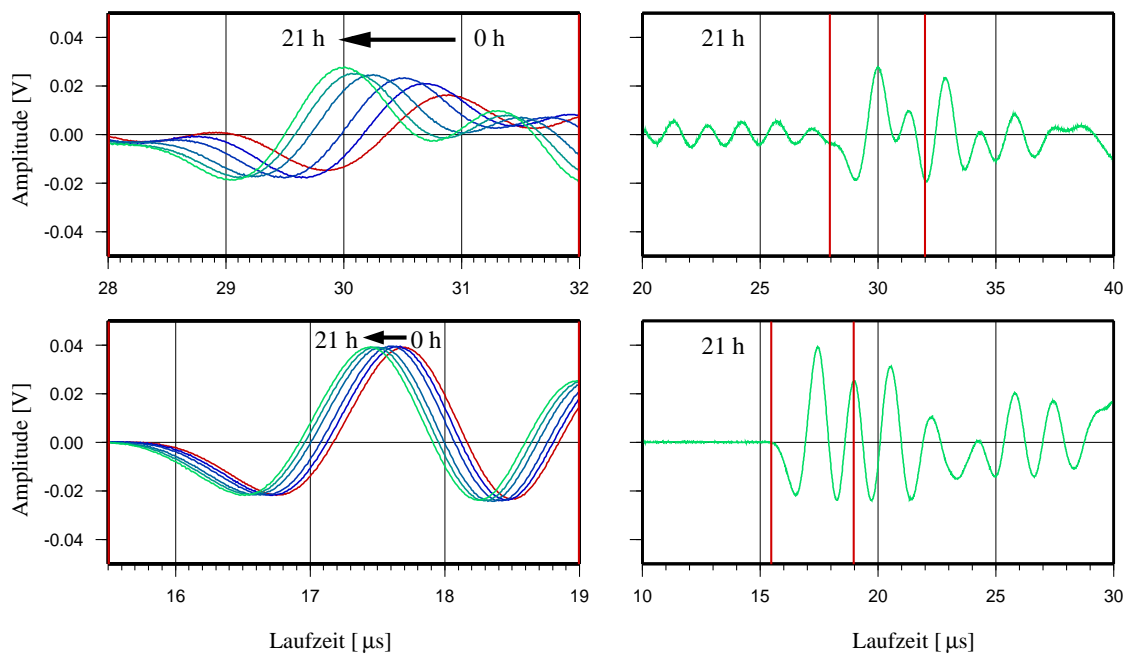


Abbildung 3.7: Laufzeitkurven der instationären (links, 0 bis 21 h Wartezeit) und stationären (rechts, nach 21 h Wartezeit) Beobachtungen bei einem Manteldruck von 200 MPa, P-Welle (unten), S-Welle (oben), Pfeil - Laufzeitverschiebung mit zunehmender Wartezeit, rot - Markierung des Zeitintervalls der Kreuzkorrelation.

Laufzeitkorrektur Alle ermittelten Laufzeiten müssen zur Geschwindigkeitsbestimmung um eine messaufbaubedingte Laufzeit (Totzeit) korrigiert werden, denn die Siebplatten zur Fluidverteilung und die Metallplatten mit den Ultraschallmessgebern und -empfängern an den Stirnflächen der Probe erzeugen eine Vorlaufstrecke im Messaufbau. Die Kalibrierung der Messung erfolgte über eine lineare Extrapolation der Durchschallungsergebnisse von Aluminiumprüfkörpern unterschiedlicher Länge. Ausführliche Angaben zur Kalibrierung sind im Anhang C.2 aufgeführt.

Beobachtungen bei Ultraschallmessungen in der Durchströmungsanlage

Die Beobachtungen bei den Geschwindigkeitsmessungen der P- und S-Wellen lassen sich in einen instationären Teil innerhalb einer Druckstufe und in einen stationären Teil zwischen den Druckstufen unterteilen. Der instationäre Teil mit den Beobachtungen der zeitlichen Veränderungen der P- und S-Wellengeschwindigkeiten dient zur Klärung von Messeffekten durch Drainage und Sättigung der Proben während der Laboruntersuchungen. Die Vorgänge in der Probe sind mit Fluidbewegungen verbunden, die aufgrund der geringen Permeabilität zeitabhängig sind. Es wird eine vollständige Sättigung der Probe vor Messbeginn angenommen, nachdem die Probe nach Einbau in die Druckzelle ca. eine Woche durchströmt wurde. Darüber hinaus können Zeiteffekte auch durch verzögert einsetzende Bildung von Entlastungsrissen auftreten. Wiederholungsmessungen an Granitproben zeigen beispielsweise, dass sich die ursprüngliche Permeabilität nach Probenentlastung zum großen Teil erst nach zwei Wochen wieder einstellt (Morrow et al., 1986).

Diese zeitabhängigen Betrachtungen sind für die Messdurchführung von Bedeutung und liefern wichtige experimentelle Erfahrungen zu Messungen mit Porendruck im kristallinen Gestein. Die Ergebnisse der instationären Druckzustände sind ausführlich im Anhang C.3 gezeigt. Für die seismischen in-situ Messungen, die einem stationären Zustand entsprechen, ist der letzte Messwert innerhalb einer Druckstufe nach Erreichen des Gleichgewichtszustandes in der Probe relevant.

In den Abb. 3.8 und Abb. 3.9 sind alle stationären Geschwindigkeitswerte für die P- und S-Wellen in Abhängigkeit von Manteldruck und Fluiddruck zusammengefasst. Die P- und S-Wellengeschwindigkeiten sind deutlich vom Druck im Gestein beeinflusst. Die beobachteten Geschwindigkeitsänderungen bei den verschiedenen Druckeinstellungen (A)-(D) in Abb. 3.6 zeigen sich für die P- und die S-Welle wie folgt:

- ein Geschwindigkeitsanstieg bei Manteldruckerhöhung (A)
- ein Geschwindigkeitsabfall bei Manteldruckerniedrigung (B)
- ein Geschwindigkeitsabfall bei Fluiddruckerhöhung (C)
- ein Geschwindigkeitsanstieg bei Fluiddruckerniedrigung (D)

Durch eine gestrichelte Linie sind in den Abb. 3.8 und Abb. 3.9 die in Belastungsrichtung bestimmten Geschwindigkeiten ohne Fluiddruck als angenäherte druckabhängige Kurven verbunden, die einen nichtlinearen Anstieg der Geschwindigkeiten mit zunehmendem Manteldruck zeigen. Für die Gesteinsprobe T7 nimmt V_P von 5630 m/s auf 6440 m/s im Manteldruckbereich von 0 bis 250 MPa zu. Die V_S -Werte steigen von 3140 m/s bei 30 MPa auf 3570 m/s bei 250 MPa Manteldruck.

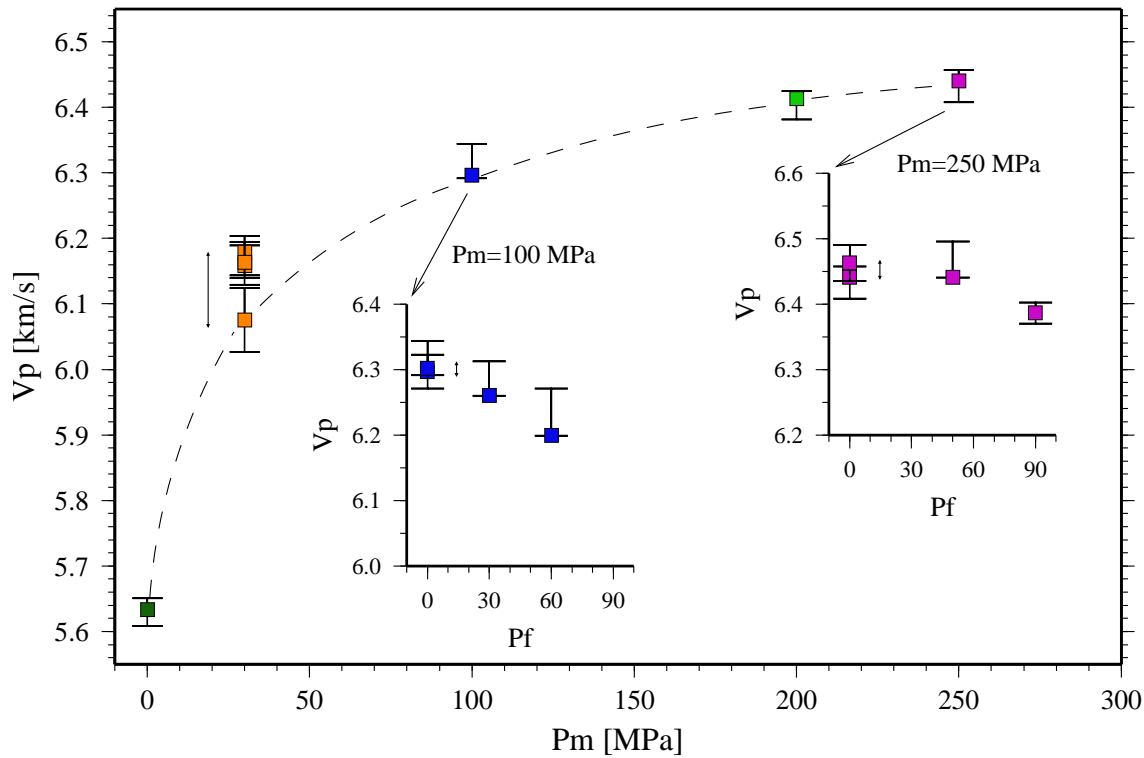


Abbildung 3.8: Änderung von V_P in Abhängigkeit von Manteldruck P_m und Fluidruck P_f bei $P_m=100$ MPa und $P_m=250$ MPa mit Streuung der Messwerte am wassergesättigten Bohrkern T7 (Grenzwerte aus der Laufzeitbestimmung durch Querbalken markiert).

Die stärkere Streubreite von V_P gegenüber V_S an der jeweiligen Druckstufe, dargestellt als Grenzwerte in Abb. 3.8 und Abb. 3.9, ist durch den unscharfen Ersteinsatz der V_P -Untersuchung gegenüber dem des scharfen Einsatzes des 1. Maximum der V_S -Untersuchung bedingt. Durch Glättung und Vergrößern der Laufzeitkurven wurden die kleinsten und größten Laufzeiten der Wellen bestimmt. Innerhalb der P-Wellenmessungen ist die druckabhängige Differenz der Streubreiten durch die unterschiedliche gute Ankopplung der P-Wellengeber bedingt. Aus dem gleichen Grund ist eine Untersuchung des Ersteinsatzes der S-Welle nur bei den Druckstufen 200 und 250 MPa möglich. In den unteren Druckbereichen überlagert die durch die S-Wellengeber induzierte P-Welle die zu untersuchende S-Welle.

3.3.2 Ultraschallmessung an der triaxialen Stempelpresse

Technische Daten

Im Gegensatz zu den Ultraschallmessungen in der Durchströmungsanlage des GFZ kann eine Gesteinsprobe an der triaxialen Stempelpresse (kubischen Triaxialpresse) der Abtei-

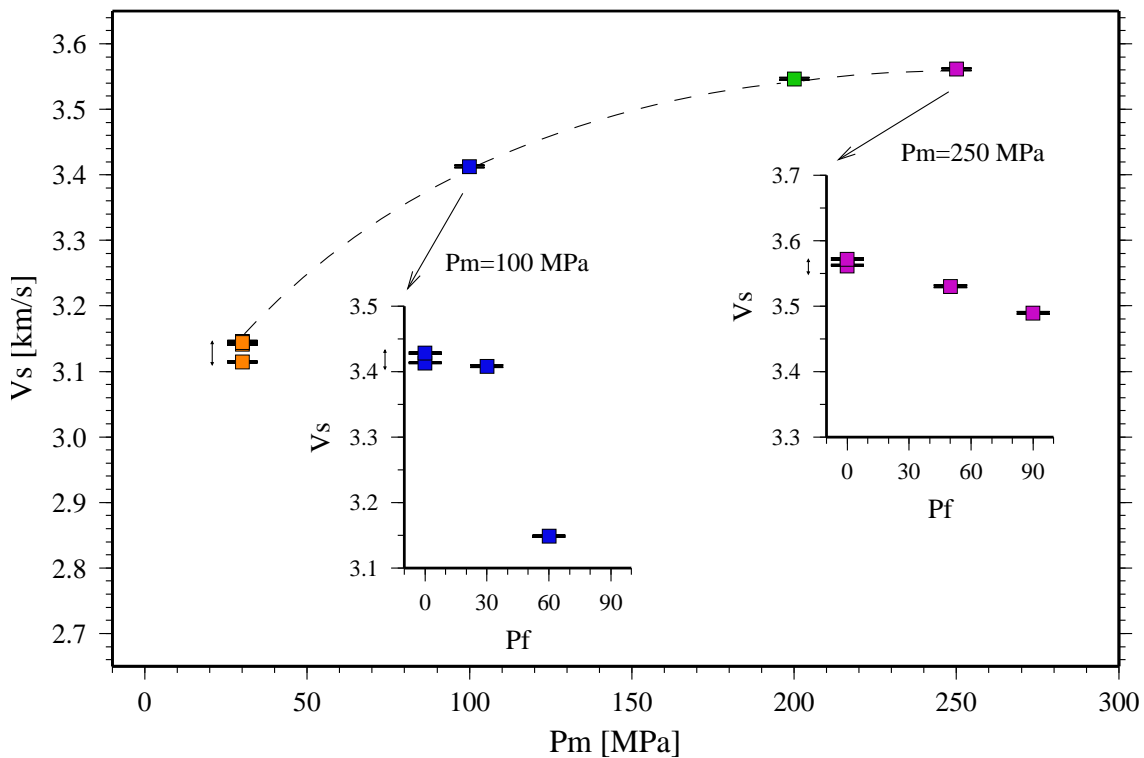


Abbildung 3.9: Änderung von V_S in Abhängigkeit von Manteldruck P_m und Fluiddruck P_f bei $P_m=100$ MPa und $P_m=250$ MPa mit Streuung der Messwerte am wassergesättigten Bohrkern T7 (Grenzwerte aus der Laufzeitbestimmung durch Querbalken markiert).

lung Mineralogie-Petrologie des Instituts für Geowissenschaften der Universität Kiel in drei orthogonalen Richtungen simultan durchschallt werden. Dafür sind graphitbeschichtete Würfelproben von 43 mm Kantenlänge erforderlich. Die Messvorrichtung wird im Folgenden nur kurz dargestellt. Einzelheiten zum prinzipiellen Versuchsaufbau und zur standardmäßigen Versuchsdurchführung sind bei Kern (1982); Siegesmund (1989); Popp (1994) beschrieben. Durch einen allseitig gleichen Stempeldruckbeaufschlagung wird die Probe mit quasi statischem Druck belastet. Die Genauigkeit der manuellen Druckeinstellung beträgt bei 100 MPa ca. 4 % und bei 600 MPa unter 1 %.

Versuchsdurchführung und Laufzeitbestimmung

Die Probe wird entsprechend den makroskopischen Gefügeelementen (Foliation, Lineation und metamorphe Bänderung) präpariert und eingebaut. So liegt im probenspezifischen Referenzsystem die X-Richtung parallel zur Lineation, die Y-Richtung in der Foliation und senkrecht zur Lineation und die Z-Richtung senkrecht zur Foliation.

Bei der verwendeten Würfelprobe war eine Präparation entsprechend den Gefügestrukturen nicht möglich, da sie makroskopisch nicht erkennbar waren. Die Orientierung der Probe ist in Abb. 3.4 dargestellt.

Technische Merkmale der Durchschallungsmessung an der triaxialen Stempelpresse sind:

- ca. 10 x 12 mm P- und S-Wellengeber
- piezoelektrische Wandler aus Bleizirkonat-Titanat-Sinterkeramik
- 2 MHz Eigenfrequenz
- Signalanregung des Impulsgenerators mit ~ 400 V hoher Flankensteilheit
- Ankopplung über den Anpressdruck ohne Kopplungsmittel
- Signalaufzeichnung mit 2 ns Auflösung ohne Stapelung

Die Laufzeiten der Messungen werden mit Hilfe des 1. Maximums der positiven Halbwelle bestimmt. Kalibrierungsmessungen werden an einer Würfelprobe aus ATS-Stahl bekannter Verformungs- und Geschwindigkeitswerte durchgeführt. Die Messgenauigkeit der Impulslaufzeit beträgt 1 bis 2 ns. Damit ist der Messfehler der Ultraschallmessungen ca. 1 %. Aussagen über die Richtungsabhängigkeit (Anisotropie) der Wellengeschwindigkeiten ergeben sich aus den Ultraschallmessungen der drei orthogonalen Schwingungspaare (ein P- und zwei S-Wellengeber).

Beobachtungen bei den Ultraschallmessungen an der triaxialen Stempelpresse

Die Ultraschallmessungen wurden an der Würfelprobe im trockenen und wassergesättigten Zustand bei Erhöhung der stationären Manteldrücke durchgeführt. Die P- und S-Wellengeschwindigkeiten sind deutlich von den Druck- und Sättigungsverhältnissen im Gestein und von Gesteinsaufbau und -struktur beeinflusst. Die beobachteten Geschwindigkeitsänderungen für die P- und S-Welle sind:

- ein Geschwindigkeitsanstieg bei Manteldruckerhöhung (A)
- ein Geschwindigkeitsanstieg bei Sättigungszunahme (E)
- richtungsabhängig (F)
- eine Volumen- und Längenverringerung bei Manteldruckerhöhung (G)

Die Ergebnisse der Ultraschallmessungen an der Stempelpresse sind z.T. im Anhang C.4 dargestellt und werden im Folgenden diskutiert.

3.3.3 Diskussion der V_P - und V_S -Messungen

Ergebnisse der Messungen unter Porendruck

V_P - und V_S -Geschwindigkeiten Die bei eingestelltem Fluiddruck gemessenen Geschwindigkeiten (Abb. 3.8 und Abb. 3.9) sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst. V_P ist nur unwesentlich vom Fluiddruck abhängig. Relativ stärker nimmt dagegen V_S ab, besonders bei einem Manteldruck von 100 MPa und einem Fluiddruck von 60 MPa. Diese unterschiedlichen Auswirkungen des Porendrucks auf die P- und S-Wellengeschwindigkeit bestätigen die Ergebnisse von Nur (1972) für geringporöse Gesteine.

Manteldruck P_m [MPa]	Fluiddruck P_f [MPa]	V_P (Geschwindigkeitsänderung zu $P_f = 0$ MPa) [m/s]	V_S (Geschwindigkeitsänderung zu $P_f = 0$ MPa) [m/s]
100	0	6300	3410
100	30	6260 (40 m/s = 0.6 %)	3405 (5 m/s = 0.1 %)
100	60	6200 (100 m/s = 1.6 %)	3140 (270 m/s = 7.9 %)
250	0	6440	3560
250	50	6440 (0 m/s = 0 %)	3530 (5 m/s = 0.8 %)
250	90	6390 (50 m/s = 0.8 %)	3490 (70 m/s = 2.0 %)

Tabelle 3.1: V_P und V_S in Abhängigkeit des Fluiddrucks P_f bei einem Manteldruck von 100 und 250 MPa am wassergesättigten Bohrkern T7.

Zur Bewertung der ermittelten Geschwindigkeitswerte stellen sich folgende Fragen:

- **Porendruckkoeffizient:** Welche Porendrücke haben maximal gewirkt?
- **Messgenauigkeit:** Ist dieser Geschwindigkeitseffekt messtechnisch nachweisbar?
- **Geschwindigkeitsanisotropie:** Wie groß ist diese bei den untersuchten Proben?
- **Aussagefähigkeit:** Wie repräsentativ ist die Gesteinsprobe für die Interpretation der VSP-Messung?
- **Druck- und Temperaturabhängigkeit:** Welchen Einfluss haben die in-situ p,T-Bedingungen auf die Geschwindigkeitsmessung?

Porendruckkoeffizient α^* Im Rahmen der vorliegenden Untersuchung wird der Porendruckkoeffizient α durch α^* ausgedrückt. Die Kennzeichnung (*) soll verdeutlichen, dass die folgende Abschätzung von α^* auf der Auswertung von Geschwindigkeitsmessungen basiert und nicht auf Permeabilitätsuntersuchungen, wie häufig in der Literatur angegeben. Ein

Vergleich von α mit α^* ist nur bedingt möglich (Bernabe, 1986), da bei der Untersuchung von unterschiedlichen Gesteinseigenschaften unter Porendruck verschiedene Mechanismen wirken können. Die Aussagen zu α^* in dieser Arbeit basieren nur auf Ultraschallmessungen längs der Klüftung, wo die Fluidwegsamkeit größer als quer dazu ist.

In Abb. 3.8 und Abb. 3.9 sind die Geschwindigkeiten in Abhängigkeit von den eingestellten Fluidrücken und Manteldrücken dargestellt. Nach Annahme des Effektivdruckgesetzes (Gl. 3.1) und eines Porendruckkoeffizienten $\alpha^*=1$ wurde erwartet, dass sich mit steigendem Fluiddruck die Geschwindigkeit in der Probe höchstens auf den Wert verringert, der bei entsprechenden Manteldrücken P_m für P_{eff} in den Abbildungen gemessen bzw. grafisch interpoliert wurde. Es zeigt sich, dass der geschwindigkeitserniedrigende Effekt des Porendruckes bei kleineren Fluidrücken im Experiment geringer ist als erwartet. Die Geschwindigkeitswerte der P-Welle bei $P_m=250$ MPa sind bei $P_f=0$ MPa gleich denen bei $P_f=50$ MPa, ebenso wie die S-Wellengeschwindigkeitswerte bei $P_m=100$ MPa und $P_f=0$ bzw. $P_f=30$ MPa. Der Porendruckkoeffizient α^* war somit fast 0. Eine mögliche Erklärung ist, dass die Porosität in der Probe bei diesen Fluidrücken noch nicht ausreichend war. Es wird somit eine Porendruckabhängigkeit des Porendruckkoeffizienten beobachtet (Todd und Simmons, 1972). Sie zeigten anhand von Ultraschallmessungen der P-Welle an Gesteinen mit geringer Porosität, vor allem an Chelmsford Granitproben, dass α bei konstantem P_{eff} mit zunehmenden P_p bis auf nahe 1 ansteigt und bei konstantem P_p mit zunehmenden P_{eff} abnimmt. Die Druckabhängigkeit von α wird mit der Form der Poren (*aspect ratio*) begründet. Weber (1994) deutet den Anstieg von α als Zunahme der dem Umschließungsdruck entgegenwirkenden Kraft und damit einer Zunahme der flächigen Rissausdehnung. Die zitierten α basieren dabei auf der Bestimmung der druckabhängigen Permeabilität.

Ein deutlicher Sprung der S-Wellengeschwindigkeit zeigt sich hingegen bei der Probe T7 bei $P_f=60$ MPa und $P_m=100$ MPa. Die ermittelte Geschwindigkeit entspricht einem Geschwindigkeitswert bei etwa 40 MPa Manteldruck und einem Effektivdruck mit $\alpha^*\approx 1$. Der Effektivdruck P_{eff} entspricht hierbei dem Differenzdruck $P_D=P_m - P_f$. Der Vergleich mit V_P dagegen bestätigt ($\alpha^*\approx 1$) erst bei höheren Manteldrücken.

Eine genauere Abschätzung von α^* und dem damit verbundenen Effektivdruck ist aufgrund der geringen Datengrundlage nicht möglich. Auf Mängel bei der Bestimmung von α aus Permeabilitätsmessungen in Abhängigkeit von P_m und P_p an kristallinen Proben (meist Granit) weist Bernabe (1986, 1987) hin. Er beobachtete ein spannungspfadabhängiges α , das bei der Reihenfolge der Druckänderungen von P_m und P_p bei der Versuchsdurchführung variierte und mit zunehmenden P_m anstieg.

Messgenauigkeit Eine Fehlerabschätzung bei der Laufzeitbestimmung und den daraus ermittelten Geschwindigkeiten in der Durchströmungsanlage ist im Anhang C im Kapitel C.5 gegeben. Die Genauigkeit der Geschwindigkeitsmessung beträgt 2 bis 3 %. Im Gegensatz dazu beträgt die Genauigkeit der Ultraschallmessungen an der triaxialen Stempelpresse ca. 1 %.

Die beobachtete Hysterese der Geschwindigkeitswerte nach Be- und Entlastung der Probe in den Abb. 3.8 und Abb. 3.9 ist durch vertikale Pfeile markiert. Diese Differenzen sind besonders offensichtlich im Niederdruckbereich bei den Wiederholungsmessungen von $P_m=30$ MPa und durch das nicht ideal-elastische Verhalten des Gesteins bedingt. Auch bei hydrostatischen Messungen sind Spannungen inhomogen im Gestein verteilt. Wo Klüfte und Körner aufeinandertreffen können sich Scherspannungen entwickeln und durch Reibung öffnet sich nach der Entlastung ein Teil der Poren und Klüfte nicht vollständig (Bernabe, 1986). Der Einfluss der Hysterese auf die absoluten Geschwindigkeitswerte wird durch viele Experimentatoren dadurch reduziert, dass sie ihre Messwerte nur innerhalb eines Belastungszykluses ermitteln. In dieser Arbeit konnte der Aspekt nicht berücksichtigt werden, da die ermittelten Messwerte aus Belastungs- und Entlastungsrichtungen stammen. Die Hysterese bei einzelnen Druckstufen beruht teilweise auf irreversibler Probenkompaktion (Popp, 1994), die sich in einer Differenz zwischen Kluftschließung und -öffnung widerspiegelt (Zang et al., 1989), sowie auf einer viskoelastischen Nachgiebigkeit des Messaufbaus und anderen Ursachen.

Geschwindigkeitsanisotropie Metamorphe Gesteine zeigen oft eine deutliche Anisotropie der seismischen Geschwindigkeiten, also eine Abhängigkeit der Messergebnisse von der Durchschallungsrichtung. Diese Eigenschaft wurde durch ergänzende Messungen an der Würfelprobe untersucht um abzuschätzen, wie repräsentativ die Ergebnisse der Geschwindigkeitsbestimmung an der Probe T7 unter Porendruck sind. Die Würfelprobe, die nur wenige Zentimeter entfernt von der Zylinderprobe T7 aus dem Bohrkern der KTB-Hauptbohrung entnommen wurde, zeigt richtungsabhängige Geschwindigkeiten.

In der Abb. 3.10 sind die ermittelten P-Wellengeschwindigkeiten der beiden Messungen an der wassergesättigten Würfelprobe und an dem wassergesättigten Bohrkern in Abhängigkeit vom Manteldruck gegenübergestellt. Die Geschwindigkeiten der P-Welle am Bohrkern T7 sind relativ hoch und mit den Geschwindigkeiten der Messungen an der Würfelprobe in X-Richtung vergleichbar. Im Gegensatz dazu entspricht der manteldruckabhängige Geschwindigkeitsverlauf der S-Welle in Abb. 3.11 am Bohrkern den niedrigen Geschwindigkeiten der Würfelprobe mit den Polarisationsrichtungen ZY, XZ und YZ.

Dass Geschwindigkeiten benachbarter Proben erheblich streuen können, wurde schon im KTB-Feldlabor bei der Bestimmung der P-Wellengeschwindigkeit und Geschwindigkeitsanisotropie an Bohrkernen festgestellt (Rauen und Winter, 1995). Die Streuungen traten zwischen Teufenintervallen in wenigen Zentimetern Abstand auf. Als Ursache dafür wurden Änderungen in den Strukturmerkmalen (Verteilung, Häufigkeit und Einfallswinkel der Klüfte und Mikrorisse, inhomogene Verteilung der mineralogischen Komponenten und die Variation der mineralogischen Zusammensetzung) genannt.

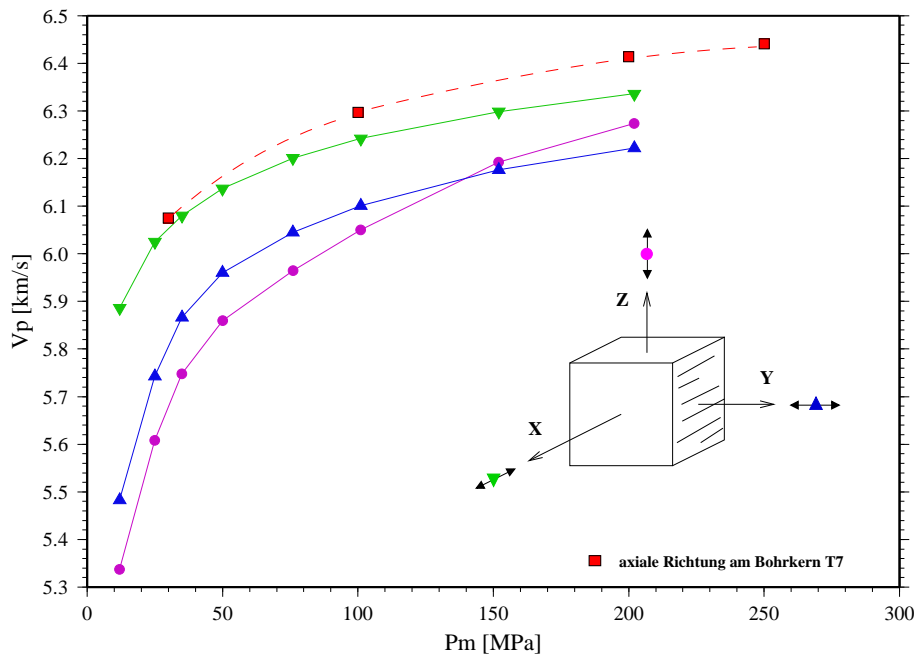


Abbildung 3.10: Anisotrope P-Wellengeschwindigkeiten V_P in Abhängigkeit vom Manteldruck P_m an der wassergesättigten Würfelprobe und am Bohrkern T7.

Einen Zahlenwert dieser Richtungsabhängigkeit der Geschwindigkeiten ist der Anisotropiekoeffizient A nach Birch (1960):

$$A = \frac{(V_{max} - V_{min})}{V_{mean}} \quad (3.7)$$

Relativ hohe Anisotropiefaktoren von V_P und V_S treten an der trockenen und wassergesättigten Würfelprobe bei geringen Manteldrücken auf und reduzieren sich deutlich mit zunehmenden Manteldruck bis ca. 300 MPa (Abb. 3.12). Die hohen Anisotropiefaktoren sind klufftbedingt. Dabei sind die größeren Geschwindigkeitsanisotropien typisch für Ausbreitungsrichtungen senkrecht zur Foliation eines Gesteins und für trockene Gesteine. Die rein textur-induzierte Anisotropie des untersuchten Hornblendgneises liegt für V_P etwa bei $A=3\%$ und für V_S bei etwa $A=2\%$ und ist damit relativ gering.

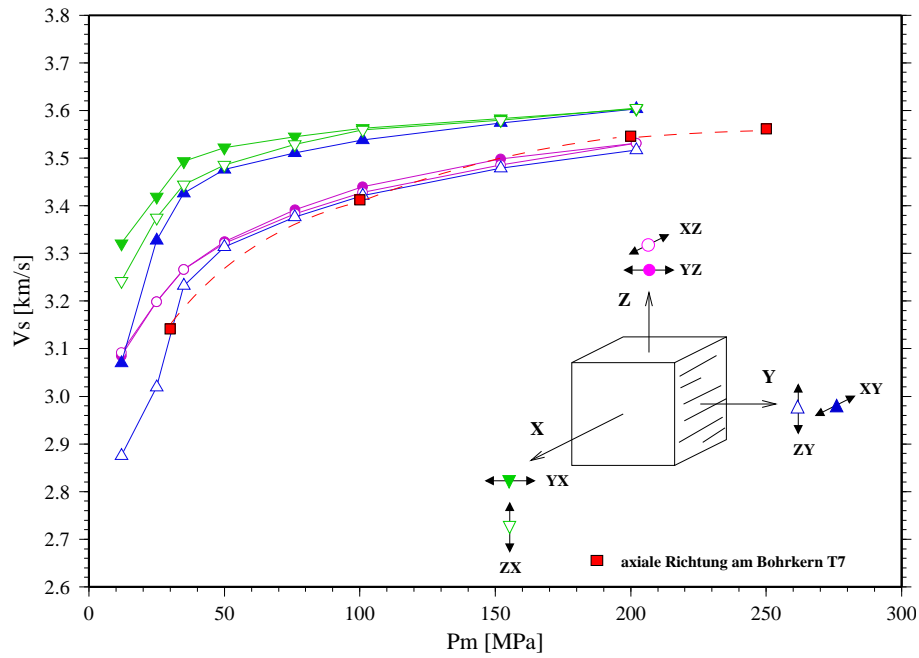


Abbildung 3.11: Anisotrope S-Wellengeschwindigkeiten V_S in Abhängigkeit vom Manteldruck P_m an der wassergesättigten Würfelprobe und am Bohrkern T7.

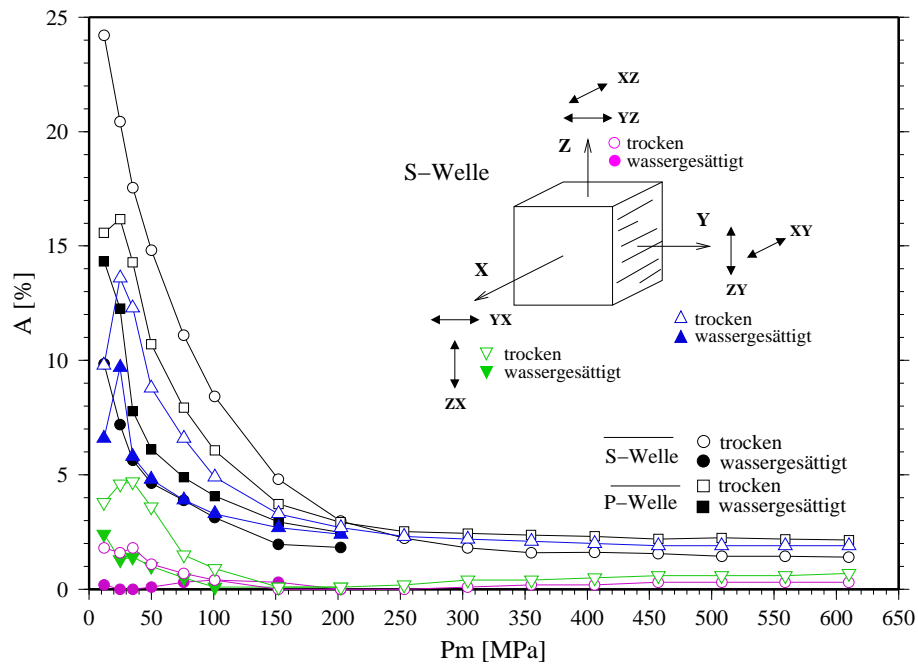


Abbildung 3.12: Änderung der Geschwindigkeitsanisotropie A in Abhängigkeit vom Manteldruck P_m an der trockenen bzw. wassergesättigten Würfelprobe.

Repräsentativität der Gesteinsproben Deutlich schwieriger ist die Beurteilung der Repräsentanz der Gesteinsprobe für die Fragestellung der Diskrepanz zwischen Matrixgeschwindigkeit und VSP-Geschwindigkeiten in 7400 m Teufe an der KTB-Lokation. Bei einem Manteldruck von 200 MPa, der einer lithostatischen Vertikalspannung in der Teufe von ca. 7300 m entspricht, ist die Geschwindigkeitsänderung an der Probe T7 mit wechselnden Druckänderungen nur gering und kann keine Geschwindigkeitserniedrigung der P-Welle von durchschnittlich 500 m/s bzw. der S-Welle von etwa 150 m/s erklären. Die Vorstellung, dass dieser Teufenbereich mit einer stark geklüfteten Störzone verbunden ist, würde bedeuten, dass der Einfluss von Porendruck im Labor bei niedrigeren Manteldrücken betrachtet werden muss. Dieser Niederdruckbereich entspricht dem Verhalten eines klüftigen Gesteins, wenn auch nur mit Mikrorissen und -klüften. Der Einbau von Proben mit Makroklüften ist im Labormaßstab und aus Präparationsgründen nicht möglich. Außerdem lässt sich die Natur der Störzone nicht nur an einer einzigen Gesteinsprobe untersuchen. Die Teufenabhängigkeit der Geschwindigkeit lässt sich gut durch die Versuchsdurchführung steuern, nicht aber der mit einer Störzone häufig verbundene komplexe Struktur- und Lithologiewechsel. Die Ergebnisse der Porendruckuntersuchungen im Niederdruckbereich zeigen ebenfalls keine P-Wellengeschwindigkeitserniedrigung von durchschnittlich 500 m/s. Eine höhere Geschwindigkeitsreduktion tritt bei der S-Welle auf und ist charakteristisch für die Druckabhängigkeit der Geschwindigkeiten in wassergesättigten, klüftigen Gesteinen.

Poisson-Zahl Das unterschiedliche Geschwindigkeitsverhalten von V_P und V_S in Abhängigkeit vom Druck spiegelt sich deutlich in der Poisson-Zahl ν wider, die ein wichtiger Indikator für die Porosität und den Grad der Sättigung ist. ν ergibt sich aus V_P und V_S nach:

$$\nu = 0.5 \frac{\left(\frac{V_P}{V_S}\right)^2 - 2}{\left(\frac{V_P}{V_S}\right)^2 - 1} \quad (3.8)$$

In Abb. 3.13 ist ν in Abhängigkeit von V_P und V_S für alle in ihrer zeitlichen Abfolge nummerierten Druckstufen der Messungen an der Durchströmungsanlage dargestellt. Die Messwerte sind in Abhängigkeit vom Effektivdruck, der als Differenzdruck $P_D = P_m - P_f$ angenommen wird, farbig abgestuft gekennzeichnet. Die Messwerte ohne Fluidruck in Belastungsrichtung sind durch eine gestrichelte Linie miteinander verbunden.

Mit zunehmendem Effektivdruck und damit abnehmender Klüftigkeit erhöht sich V_P und V_S , wobei V_S sich relativ in stärkerem Maße erhöht als V_P . Dadurch nimmt die Poisson-Zahl bei der wassergesättigten Probe T7 von 0.32 bis 0.33 bei 30 MPa Effektivdruck auf 0.28 bei 250 MPa Effektivdruck ab. Mit Zunahme des Fluiddruckes bzw. Abnahme des Effektivdruckes nahm die Poisson-Zahl bei den Laborversuchen im Allgemeinen zu.

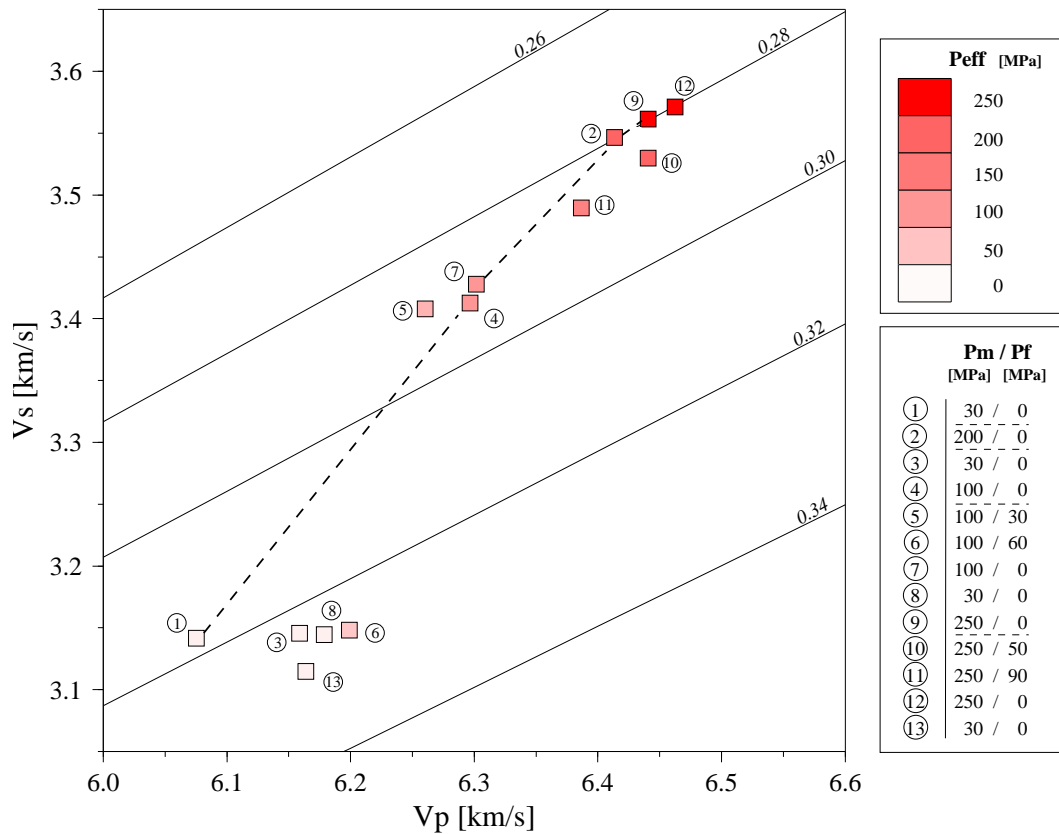


Abbildung 3.13: Crossplot von V_P und V_S in Abhängigkeit vom Effektivdruck P_{eff} mit theoretischen Isolinien der Poisson-Zahl am wassergesättigten Bohrkern T7 und gestrichelter Verbindungsline zwischen den Messwerten ohne Fluiddruck in Belastungsrichtung.

In Abb. 3.14 werden die gemessenen Poisson-Zahlen ν der Untersuchungen an der wassergesättigten bzw. trockenen Würfelprobe und am Bohrkern gezeigt. Für die Würfelprobe ist die gemittelte Poisson-Zahl für die verschiedenen Schwingungsrichtungen dargestellt. Die durch die Orientierung der P- und S-Wellengeber/ -empfänger zufällig ermittelten oberen bzw. unteren Grenzwerte von V_P und V_S am Bohrkern T7 spiegeln sich deutlich in den unterschiedlichen Poisson-Zahlen der beiden Gesteinsproben wider. Wie stark der Wert für ν an einer einzelnen Probe streuen kann, ist an der wassergesättigten Würfelprobe zu erkennen. Die graue Schattierung markiert den Bereich, indem ν aufgrund der gemessenen richtungsabhängigen Geschwindigkeiten liegen kann. Die P- und S-Wellengeber/ -empfänger waren dabei auf den gleichen Würfelflächen positioniert. Die Unterschiede in den Messergebnissen zwischen der Würfelprobe und der Zylinderprobe T7 lassen sich durch Teilsättigung der Würfelprobe aufgrund von Fluidverlusten über die freien Kanten der Probe oder durch die Unterschiede im Probenaufbau und Maßstab erklären.

Anders als bei dem Geschwindigkeitsverlauf an der wassergesättigten Probe erhöht sich ν bei der trockenen Probe mit zunehmendem Effektivdruck. Beide Verläufe der Poisson-Zahl nähern sich an und sind im klutfreien Gestein gleich. Diese unterschiedlichen Werte von ν bei geringen Drücken sind wesentlich auf die P-Wellengeschwindigkeit des Porenfluids zurückzuführen. V_S erhöht sich nur gering mit zunehmender Wassersättigung des Gesteins.

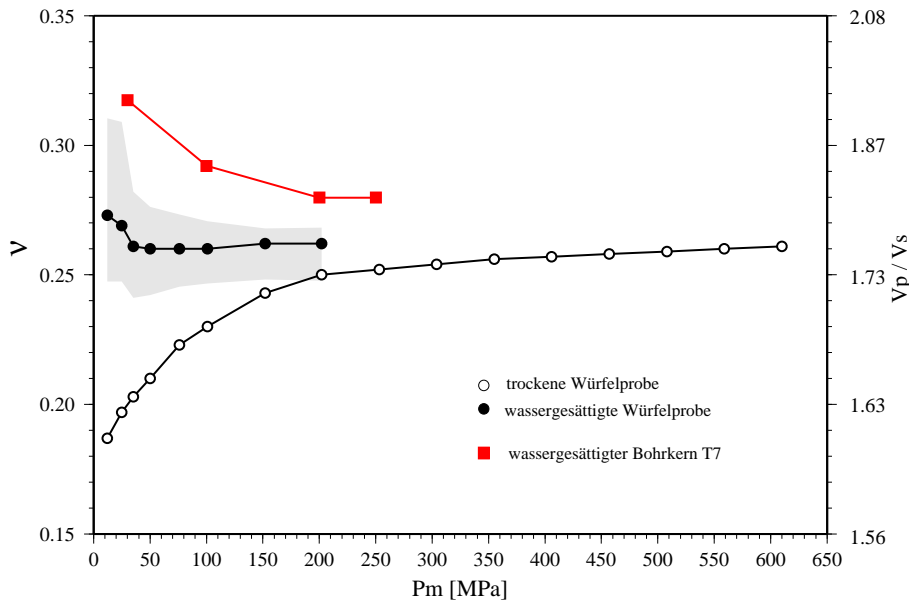


Abbildung 3.14: Änderung der Poisson-Zahl ν (Streubreite: schattierter Bereich) in Abhängigkeit vom Manteldruck P_m an der trockenen bzw. wassergesättigten Würfelprobe im Vergleich zum Bohrkern T7.

Abschließend sei angemerkt, dass für die Auswertung von Ultraschallmessungen es vorteilhaft ist, dass ν unabhängig von der Längenänderung der Probe während der Versuche und weniger sensitiv auf instationäre Druckzustände in der Probe ist. Eine fehlende Korrektur der Längenänderung und eine zu kurze Wartezeit bis zum Druckausgleich haben kaum Auswirkung auf ν . Aufgrund der beobachteten Geschwindigkeitsanisotropie ist auch die Poisson-Zahl anisotrop. Besonders geringe Zahlenwerte für ν können senkrecht zur Kluftrichtung auftreten (Anderson et al., 1974).

Porositätsbestimmung Der Kluftanteil der Porosität verschwindet bei höheren Drücken. Quantifizieren lässt sich dieser Anteil grafisch aus der druckabhängigen Volumendehnung $\Delta V/V$ (Walsh, 1965), die an der triaxialen Stempelpresse gemessen wurde. Dargestellt ist die Volumenänderung in der Abb. 3.15. Die rückwärtige Verlängerung des linearen Anstieges der Volumendehnung $\Delta V/V$ ergibt eine Rissporosität von ca. 0,7 % für die Würfelprobe. Im Vergleich dazu wurde die Porosität an der Probe T7 ebenfalls mit

0.7 % über Wägung bestimmt. In Abb. 3.15 sind neben der druckabhängigen Volumenänderung der Probe auch die Längsdehnungen $\Delta L/L$ dargestellt. Ein richtungsabhängiges Verhalten zeigt sich auch hier. Die Längenänderung in Z-Richtung ist deutlich größer als in X- und Y-Richtung. An der wassergesättigten Probe ist die Dehnung bis auf wenige Messpunkte größer als an der trockenen Probe.

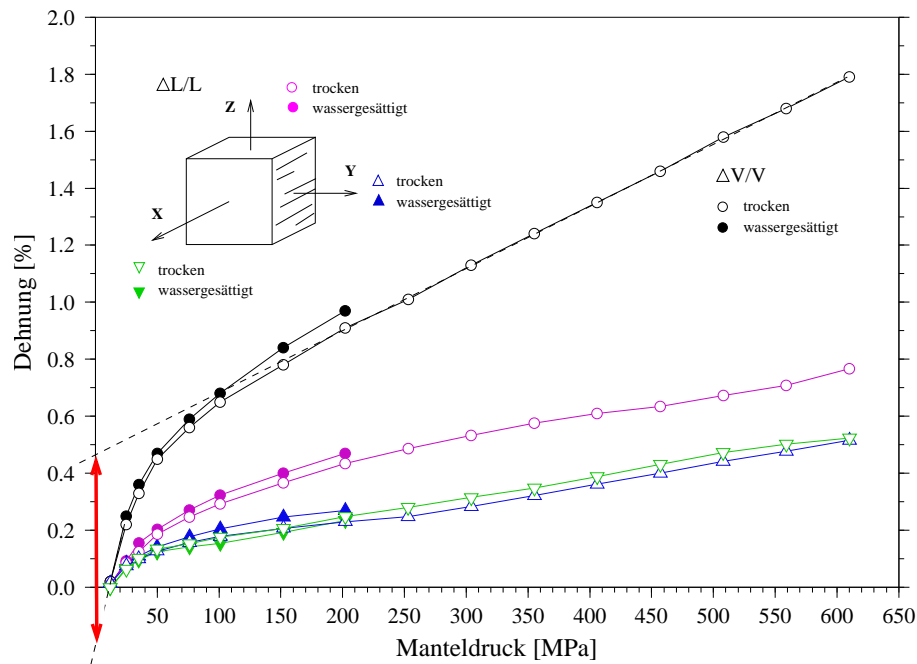


Abbildung 3.15: Volumen- und Längsänderung in Abhängigkeit vom Manteldruck für die trockene bzw. wassergesättigte Würfelprobe mit Kennzeichnung der Rissporosität (Länge des roten Pfeils in %).

Einfluss der in-situ p , T - Zustände Die meisten Differenzen zwischen in-situ Geschwindigkeiten und den im Labor bestimmten liegen nach Simmons und Nur (1968) an nicht hinreichend im Labor einzustellenden p , T - Zuständen, Sättigungseffekten, nicht definierten Kluftverteilungen bzw. Porenkonfigurationen, unbekanntem Porendrücken und der Art des Porenfluids. In der Druckzelle der Durchströmungsanlage am GFZ können nur hydrostatische Spannungszustände für den Porendruck bzw. lithostatische für den Manteldruck an Zylinderproben erzeugt werden. In den Bohrungen der KTB-Lokation existiert jedoch eine deviatorische Spannungsverteilung, wie im Anhang B gezeigt ist. An trockenen KTB-Gesteinsproben wurde der Einfluss hydrostatischer Versuchsdurchführung auf die Geschwindigkeitswerte gegenüber deviatorischen in-situ Spannungen untersucht (Kern et al., 1994). Der Effekt der deviatorischen Spannung beträgt etwa 1 bis 3 % in der Geschwindigkeitsanisotropie, der so genannten spannungsinduzierten Anisotropie. Es werden Mikrokluften selektiv offengehalten oder geschlossen.

Die dargestellten Untersuchungen wurden im Labor bei Raumtemperatur durchgeführt. Eine Temperaturerhöhung bewirkt eine Geschwindigkeitserniedrigung. Berckheimer et al. (1997) bestimmte eine Temperaturkorrektur bei $T = 200 \text{ }^\circ\text{C}$ in einer Tiefe von etwa 7 km. Die Geschwindigkeit erniedrigte sich dabei um 40 bis 80 m/s.

Im Anhang C.4 wird der Temperatureinfluss an der trockenen Würfelprobe mit der Stempelpresse quantifiziert. Dabei zeigt sich, dass V_P um ca. 100 m/s und V_S um ca. 50 m/s erniedrigt wurden. Der Geschwindigkeitsanstieg unterscheidet sich in dem untersuchten Druck- bzw. Teufenbereich zwischen der Messung bei in-situ Temperaturen gegenüber der bei Raumtemperatur nur wenig.

Kapitel 4

VSP - Numerische Modellierung der Störzone SE1 in der KTB

4.1 Untersuchungsobjekt Reflektor SE1

Der prägnanteste Reflektor in der spröden und stark reflektiven Kruste an der untersuchten KTB-Lokation ist der so genannte SE1 mit steilem NE-Einfallen. Er steht im Zusammenhang zu dem Störungssystem des Fränkischen Lineaments (Abb. 1.1). Eine Durchteufung des SE1 wurde durch lineare Extrapolation der oberflächenseismischen Daten in einer Tiefe von etwa 7000 m erwartet. In einer Tiefe von 6850 bis 7300 m der KTB-Hauptbohrung wurde durch Untersuchungen an Probenmaterial und durch Auswertung von Bohrlogs die Störzone in Form von vier Einzelstörungen unterschiedlicher Mächtigkeit angetroffen (de Wall et al., 1994).

Der SE1 war it schon vielfach Untersuchungsobjekt mit unterschiedlichen Fragestellungen. Eine Zusammenfassung der Ergebnisse wird im Folgenden gegeben. Für die eigenen Untersuchungen sind dabei die Informationen über die Ursachen der seismischen Reflektivität und deren Umsetzung in ein strukturelles Bild mit den seismischen Eigenschaften des SE1-Reflektors innerhalb des Störzonenkomplexes wichtig. Ein Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, die Feinstruktur des SE1 zu ermitteln.

4.1.1 Geologischer Befund im Bohrloch

Eine Zusammenstellung der Parameter zur Charakterisierung der Störzone in der Hauptbohrung (HB) in der Teufe von 6500 bis 7500 m ist in Abb. 4.1 gegeben.

Nach de Wall et al. (1994) ist dieser Teufenbereich durch Wechsellagerungen von Amphiboliten, Hornblendegneisen und Biotit-Sillimanit-Gneisen gekennzeichnet. Charakteris-

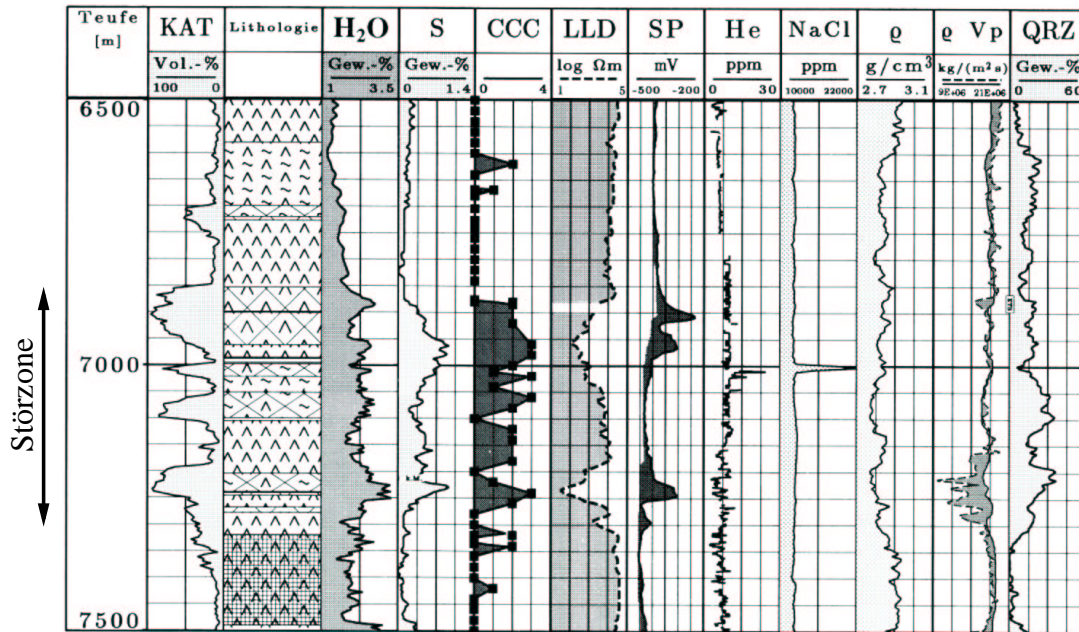


Abbildung 4.1: Charakterisierung der Störungszone bei 7000 m in der KTB-Hauptbohrung nach de Wall et al. (1994); KAT: Anteil kataklastisch überprägter Gesteine; H₂O: Alterationsindikator (IR-Absorption); S: Schwefelgehalt (RDA); CCC: Graphitgehalt (mikroskopische Ansprache, semiquantitativ); LLD: elektrischer Widerstand/Deep LateroLog (Bohrlochmessung); He: Heliumgehalt aus Spülung als Indikator für Fluidzutritte; NaCl: Natriumchlorid-Äquivalente (berechnet aus Spülungswiderstand, Bohrlochmessung); ρ : Dichte (Cutting); ρV_p : Impedanz, berechnet aus Soniclog (durchgezogene Linie) und aus P-Wellengeschwindigkeit und Mineraldichten (unterbrochene Linie); QRZ: Quarzgehalt (RDA).

tisch sind hier Gefügeveränderungen, wie Kataklyse, Alteration und Sekundärmineralisationen. Mehrere Generationen von kataklastischer Überprägung des Gesteinsmaterials sind mikroskopisch und makroskopisch zu erkennen. Erhöhte Porosität und Fluiddrücke auf den Bruch- und Störungsflächen im Bereich der Störungszone sind belegt durch Fluidzutritte. Es koexistieren offene und durch verschiedene Mineralisationen verheilte Klüfte. Zwischen den kataklastischen Störzonen befindet sich relativ ungestörtes Gestein (Duyster et al., 1993).

4.1.2 Raumlage der SE1-Störung

Die Lage der stark reflektierenden Bereiche des SE1 im Untergrund kann in den oberflächenseismischen Untersuchungen nur unter Annahme eines Geschwindigkeitsmodells bestimmt werden. VSP-Messungen ermöglichen durch die spezielle Anordnung der Quellen an der Erdoberfläche und der Empfänger im Bohrloch (Abb. 4.2) eine genaue Lokalisierung der steil stehenden Strukturen, die an der KTB überwiegen.

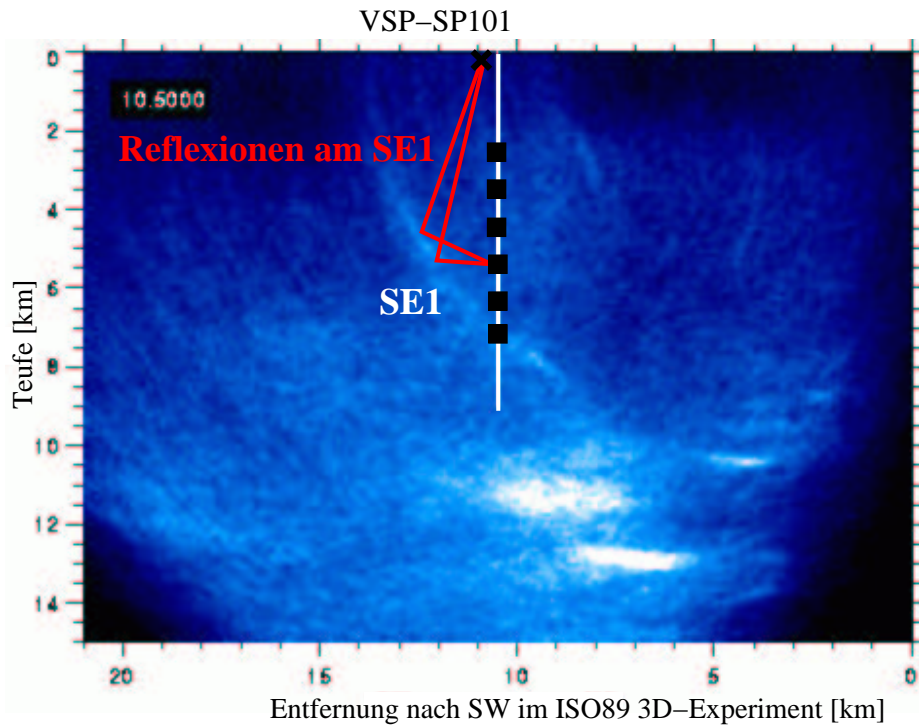


Abbildung 4.2: 2D-Image (2D-Schnitte in SW-NE-Richtung) des SE1 der 3D Prestack Kirchhoff Migration des ISO89 3D-Datensatzes nach Buske (1999), ergänzt durch die Kennzeichnung der Reflexionen im VSP-Experiment am Schusspunkt SP101.

Die Migrationsauswertung von Frank (2002) der PP- und PS-Reflexionen des SE1 des Zero Offset VSP 1999 aus dem Aufzeichnungsbereich von 5200 bis 7400 m zeigt eine 500 m tiefere Lage des Reflektors gegenüber der Lagebestimmung aus den ISO89-Auswertungen (Dürbaum, 1990). Das entspricht einer horizontalen Verschiebung um etwa 300 m von der Bohrung weg. Die reflektierenden Strukturen aus der Migration zeigt Abb. 4.3.

Der SE1 besteht aus mehreren reflektierenden und streuenden Strukturelementen, die stückweise kohärente Einsätze erzeugen. Das Einfallen der starken Reflektorelemente beträgt 55° nach NE. Diese Aussagen bestätigen de Wall et al. (1994) nach Auswertung des FMS-Logs (*Formation MicroScanner*). In weiteren Literaturquellen zu Ergebnissen der ISO89-Messkampagne wird das Einfallen des SE1 mit 55° bzw. $50^\circ - 55^\circ$ angegeben (DEKORP Research Group, 1992; Hirschmann, 1992; Harjes et al., 1997). Die mit $30^\circ - 40^\circ$ nach SW einfallenden Elemente in Abb. 4.3 stellen Begrenzungslinien reflektierender Bereiche dar, an denen teilweise ein Versatz der Reflexionen beobachtet werden kann und die als konjugierte Scherflächen interpretiert werden. de Wall et al. (1994) haben neben den steilstehenden Strukturen an einer Bohrkernprobe aus 7011.3 bis 7013.3 m Teufe flachere Störungssysteme beobachtet, die eine subvertikale Aufschiebung parallel zur Foliation durchtrennen.

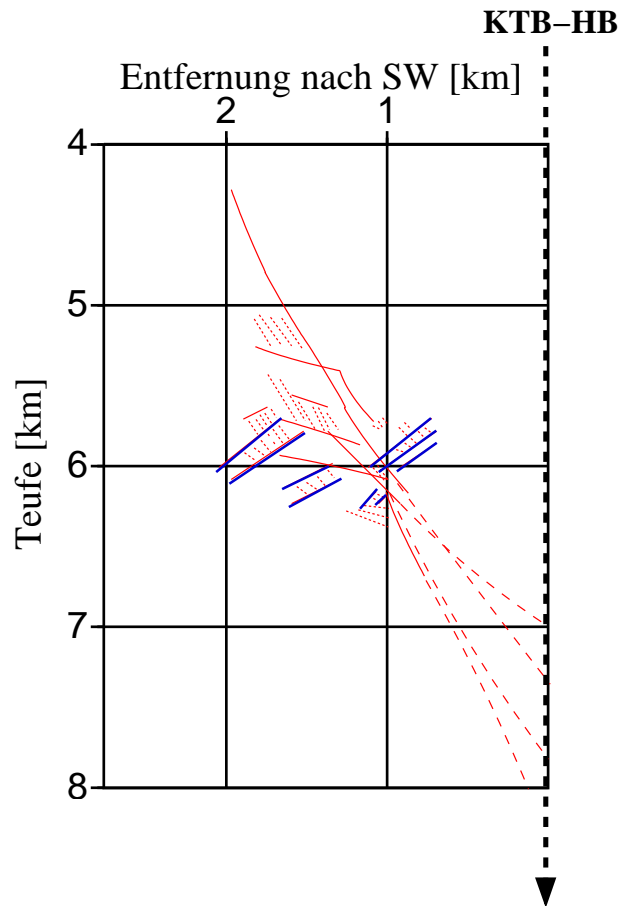


Abbildung 4.3: Reflektierende Strukturen (rot) im Bereich des SE1-Reflektors (feingestrichelt für den hochfrequenten Frequenzbereich von 50 bis 100 Hz), die Versatzlinien (blau) und Extrapolation der reflektierenden Strukturen zum Bohrloch (gestrichelt), modifiziert nach Frank (2002).

Die 3D Prestack Kirchhoff Migration des 3D-Datensatzes von ISO89 von Buske (1999) zeigt die unterschiedliche Reflektivität dieses ausgedehnten seismischen Reflektors in verschiedenen 2D-Tiefen- und Vertikalschnitten. Besonders deutlich werden dabei auch die Abnahme der Reflektivität und die strukturelle Auffächerung des SE1 in Bohrlochnähe (Abb. 4.2).

Die Raumlage der bei der VSP-Messung von 1999 beobachteten seismischen Hauptreflektivität von Frank (2002) wird in den folgenden Modellierungen zur Struktur dieses Reflektors als Grundlage genommen und in Abb. 4.4 skizziert. Da das Streichen der SE1-Störzone in guter Näherung in Richtung SE-NW verläuft, kann ein ebenes 2D-Modell gewählt werden.

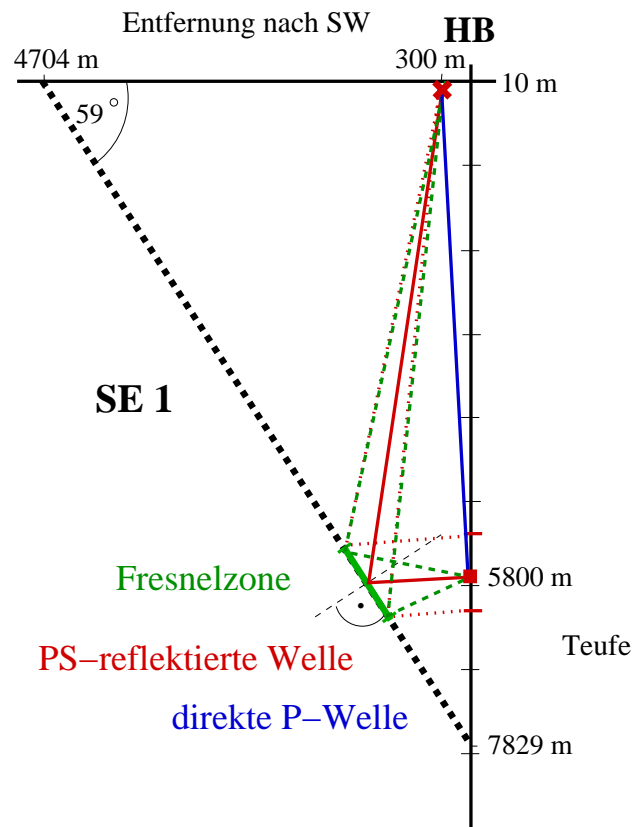


Abbildung 4.4: Lageskizze des SE1, abgeleitet aus den stark reflektierenden Bereichen des Zero Offset VSP 1999 mit zu erwartender Fresnel-Zone der einfallenden P-Welle für 80 Hz und $\bar{V}_p=6500$ m/s, $\bar{V}_s=3700$ m/s für den Geophonpunkt bei 5800 m.

4.1.3 Literatúrauswertung zur Ursache der seismischen Reflektivität - Struktur des SE1

Ein theoretisches Impedanz-Log aus den Mineralanteilen der Röntgendiffraktometrie Analyse (RDA) und deren mittleren P-Wellengeschwindigkeiten spiegelt den lithologisch bedingten Anteil im seismischen Impedanzkontrast wider. de Wall et al. (1994) stellten damit jedoch nur geringe Änderungen in der Impedanz für den Profilbereich der Störzone (Abb. 4.1) fest.

Im Bohrloch-Impedanz-Log, das auf Bohrlochmessungen der Dichte und Geschwindigkeit basiert, überlagern sich die Effekte durch Lithologie-, Struktur- und Klüftigkeitsänderungen. Dieses gemessene Impedanz-Log zeigt in Abb. 4.1 den deutlichsten Impedanzsprung im oberen Bereich der Störzone bei ca. 6880 m. Die weitaus höheren Impedanzsprünge in größeren Tiefen können nicht ausgewertet werden, da das Soniclog und mehr noch das Dichtelog durch die Bohrlochwandausbrüche in diesem Teufenbereich und

durch damit verminderte Eindringtiefe ins Gestein ungenau sind. In Abb. 1.2 a) ist der vergrößerte Bohrlochdurchmesser aus der Kaliberlogmessung in dieser Teufe zu erkennen.

Der Vergleich von berechnetem und gemessenem Impedanzlog in Abb. 4.1 zeigt, dass der Impedanzsprung nicht lithologiebedingt ist. Es ergibt sich ein Reflexionskoeffizient von 1 %, der den SE1-Reflexionen entspricht (de Wall et al., 1994). Der Einfluss struktureller Änderungen durch Geschwindigkeitsanisotropie wird als gering eingeschätzt, da die Lagerungsverhältnisse im gesamten KTB-Profil überwiegend steil und stark verfaltet sind (de Wall et al., 1994).

Der vorrangige Einfluss der Klüftigkeit auf die Reflektivität dieses Krustenabschnittes wird durch Harjes et al. (1997) bestätigt und ist dabei nicht nur auf den SE1-Reflektor beschränkt. Die stärksten reflektierten Signale wurden allgemein eher an fluidgefüllten Klüften und kataklastischen Störzonen beobachtet als an lithologischen Grenzen oder aufgrund von textur- und/oder foliationsbedingter Anisotropie. Aus dem P-Wellengeschwindigkeitslog und Dichtelog wurde aus der Impedanzfluktuation von 20 bis 30 % für die Störzone SE1 ein Reflexionskoeffizient von 0.1 bis 0.15 bestimmt.

Zillmer et al. (2002) haben aus dem ISO89 3D-Datensatz einzelne Schüsse mit starken SE1-Reflexionen untersucht und dabei Daten mit wahren Amplituden ohne Summation und Migration verwendet. Als Referenzwelle zur Bestimmung der Reflektivität diente die P_g -Welle. Mit einer Hybridmethode aus strahlenseismischen und wellenseismischen Komponenten wurden synthetische Seismogramme erzeugt und die theoretischen Amplitudenverhältnisse bestimmt. Die höchsten Reflexionskoeffizienten von 0.1 bis 0.2 wurden für laminierte Modelle mit starken Geschwindigkeitskontrasten ermittelt. Die maximale Schichtdicke ist dabei <300 m.

Frank (2002) wertete die Reflexionen von Einsätzen guter Kohärenz des SE1-Reflektors in PP und in PS-konvertierten Wellen des VSP Datensatzes 1999 am SP101 aus. Die Lage und Struktur des SE1 als einen Bereich mit einzelnen Reflektoren in einem komplexen Störungssystem wurde mit unterschiedlichen Abbildungsverfahren gezeigt. Für die Untersuchung der Reflektivität des SE1 wurden die (10-70 Hz) Seismogramme ins Strahlkoordinatensystem rotiert, fk-gefiltert und mit Hilfe von Raytracing hinsichtlich sphärischer Divergenz korrigiert. Anhand der Maximalamplituden wurden über den Teufenbereich von ca. 500 m gemittelte Reflexionskoeffizienten der PP-Welle von max. 0.39 ± 0.29 und der PS-Welle von max. 0.36 ± 0.16 ermittelt. Die teufenabhängigen Reflexionskoeffizienten weisen dabei teilweise ausgeprägt periodischen Charakter auf, sowohl für PP als auch für PS. Die Enveloppenauswertung spiegelt eine mittlere Reflektivität bestimmter Teufenbereiche wider. Der Reflexionskoeffizient der PP-Welle hierfür beträgt 0.11 ± 0.09 (Seismogrammausschnitt 5325-6739 m) und der der PS-Welle 0.10 ± 0.07 (bei 5520-6615 m) bzw. für einen tieferen Teufenbereich (bei 6279-7541 m) 0.16 ± 0.10 .

4.2 Datenprozessing der PS-reflektierten Wellen

4.2.1 Polarität

Bei der Reflexion einer seismischen Welle verändert sich nicht nur die Amplitude sondern oft auch die Phase. Für die Amplitudenveränderung ist dabei nur der Betrag des seismischen Impedanzkontrastes relevant. Der Nachweis eines Überganges von einer Schicht höherer seismischer Impedanz zu einer Schicht niedrigerer Impedanz und umgekehrt kann über die Phase des seismischen Signals geführt werden. Ein 180° Phasensprung verändert die Polarität, wobei ein Signal mit maximaler positiver Amplitude in ein Signal mit maximaler negativer Amplitude gleichen Betrags reflektiert wird. Eine Phasensprung ungleich 180° verändert die Form des Signals und die Amplitude.

Um eine Aussage über die Art des seismischen Reflektors treffen zu können, ist es notwendig, die Welle vor und nach der Reflexion zu vergleichen. Da dies bei der VSP-Messung nicht möglich ist, wird die direkte P-Welle verwendet unter der Annahme, dass sie den gleichen Charakter hat wie die Welle vor dem Einfallen auf den Reflektor. Als Vergleich dazu dient die registrierte Reflexion. In Abb. 4.5 wird die Polarität der direkten P-Welle im Vergleich zur reflektierten PS-Welle (konvertierte P- zu S-Welle) auf der Vertikalkomponente über Kreuzkorrelation beider Signale gezeigt. Von jeder seismischen Spur aus der Geophonteufo zwischen 5750 und 6185 m wurde das P-Wellensignal in Abb. 4.5 a) durch *muting* ausgeblendet und mit dem Zeitfenster der PS-Reflexionen in Abb. 4.5 b) kreuzkorreliert. Die Ergebnisse der Kreuzkorrelation wurden in der Abb. 4.5 c) entsprechend der Maximalamplitude zueinander verschoben und anschließend zur Erhöhung des Signal/Noise-Verhältnisses gestapelt. Das Stapelergebnis zeigt Abb. 4.5 d). Die Maximalamplitude mit positiver Polarisation (roter Pfeil) zeigt eine positive Korrelation zwischen P- und PS-Wellensignal bei dieser Beobachtungsgeometrie (Abb. 4.4). Dieser Effekt der maximalen Phasenkorrelation ist nur schwach sichtbar, da die Signale bandpassbegrenzt sind und deshalb Nebenminima und -maxima aufweisen.

Eine positive Korrelation bedeutet, dass die Welle vor und nach der Reflexion in Phase schwingen, eine negative Korrelation dagegen, dass die Wellen um 180° phasenverschoben schwingen. Zu einem Polaritätswechsel kommt es bei der Wellenkonversion (P zu S) und bei der Reflexion an dem Medium mit geringerer seismischer Impedanz als das durchlaufene Medium für Einfallswinkel unterhalb der kritischen Winkel, bestätigt durch die Beobachtungen der 1D-Modellierungen im Kapitel 4.3. Abb. 4.5 c) zeigt die Überlagerung beider Effekte durch positive Korrelation zwischen einfallender P-Welle und reflektierter PS-Welle. Bestätigt wird dieses Ergebnis des Impedanzkontrastes durch die Analyse von PP-Wellen durch Harjes et al. (1997) mit synthetischen Seismogrammen und beobachteten Wavelets durch die Bestimmung einer negativen Polarität (negative Korrelation) zwischen Ersteinsatz und reflektierter Welle.

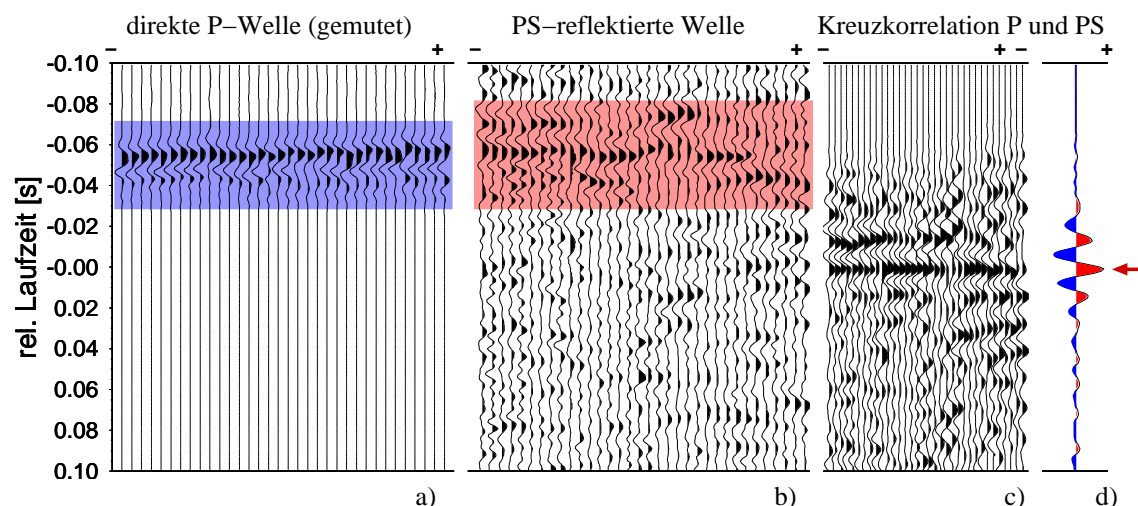


Abbildung 4.5: Zeitfenster ausgewählter seismischer Spuren von 5750 bis 6185 m mit a) P-Wellenersteinsatz (Hauptsignal blau unterlegt), b) PS-Reflexion (Hauptsignal rot unterlegt), c) Ergebnis der Kreuzkorrelation mit Verschiebung der Spuren entsprechend der Position der Maximalamplitude (Korrelogramm), d) gestapeltes Ergebnis der Kreuzkorrelation, positive Korrelation (roter Pfeil) zwischen P-Wellenersteinsatz und PS-Reflexionen.

Aus diesen seismischen Untersuchungen der Polarität der Wellen kann geschlossen werden, dass es sich bei dem SE1-Reflektor um einen Schichtwechsel zu einem Medium mit geringerer seismischer Impedanz handelt, also mit erwartungsgemäß geringerer Dichte und vor allem Geschwindigkeit. Diese so genannte *low velocity zone* ist typisch für Störzonen mit aufgerütteten Gesteinen, vor allem für Kataklastite im spröden Bereich der Kruste (Meissner und Wever, 1986; Meissner, 1996). Typische und bekannte Verwerfungszone mit ausgebildeter seismischer *low velocity zone* ist die San-Andreas-Verwerfung (z.B. Healy und Peake, 1975).

4.2.2 Frequenzabhängiger Reflexionskoeffizient

Für die vorliegende Arbeit wird die spektrale Charakteristik (Frequenzabhängigkeit) der reflektierten Energie des Reflektors SE1 gewählt, um dessen Feinstruktur zu ermitteln. Verwendet werden dafür die Vertikalkomponente der VSP-Messung des Schusspunktfeldes SP101, da auf dieser die PS-Reflexionen bereits ohne Filterung erkennbar sind.

Einflussgrößen auf den Reflexionskoeffizienten

Einfluss auf die gemessenen Amplituden von reflektierten Wellen und damit auf die ermittelten Reflexionskoeffizienten haben vorrangig der Impedanzkontrast bei Änderungen der Lithologie, der Gesteinsstruktur und der Klüftigkeit, die effektive Dämpfung, bestehend

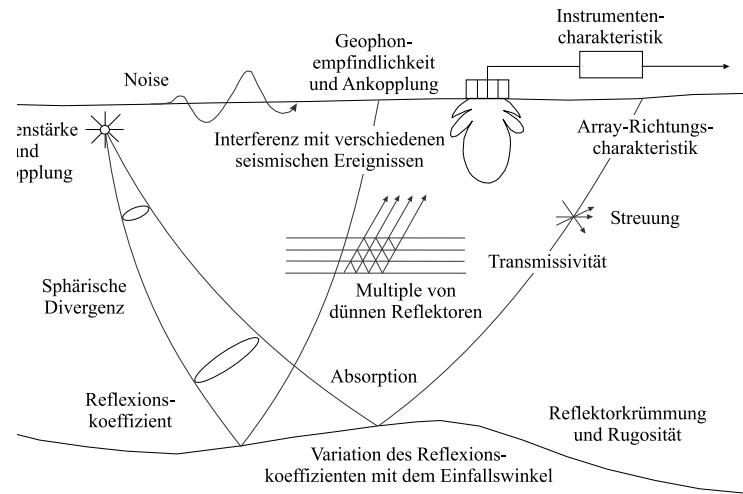


Abbildung 4.6: Zusammenstellung von Einflussgrößen auf die Amplitude, modifiziert nach Sheriff und Geldart (1995).

vor allem aus Anteilen der intrinsischen Dämpfung, der Streuung und Wellenkonvertierung und Transmissionsverlusten, und die Welleninterferenz entlang des Wellenweges. Weitere Einflussgrößen auf die Amplitude sind in der Abb. 4.6 dargestellt. Da für jede seismische Spur im VSP-Experiment ein neuer Schuss ausgelöst wurde und die Bohrlochsonde vertikal verschoben und neu angekoppelt wurde, sind Effekte auf Quell- und Empfängerseite zu beachten. Die Variation der Quellsignatur ist besonders stark bei Sprengungen und muss bei der Dämpfungsbestimmung berücksichtigt werden (Pujol et al., 1998). Eine gute Stabilität des Quellsignals ist jedoch durch parallele Aufzeichnung in der Vorbohrung nachgewiesen (Rabbel et al., 1999). Es wird für die folgenden Untersuchungen vereinfacht angenommen, dass die seismischen Wellen vorrangig Informationen über den Untergrund enthalten und andere Effekte weniger stark die Wellenausbreitung beeinflussen haben.

Bestimmung des Reflexionskoeffizienten

Die frequenzabhängige Reflektivität einer Untergrundstruktur wird durch die Division der Amplitudenspektren der reflektierten Wellen und der direkten Wellen ermittelt. Ein aus unkorrigierten Amplitudenspektren bestimmter Reflexionskoeffizient stellt aufgrund vieler Annahmen und unberücksichtigter Einflussgrößen nicht den "wahren", geologisch bzw. petrophysikalisch bedingten, Reflexionskoeffizienten dar. Aus diesem Grund wird im Folgenden die Reflektivität daher durch einen scheinbaren Reflexionskoeffizient R^* ausgedrückt.

Für PS-Reflexionen ergibt sich der scheinbare Reflexionskoeffizient zu

$$R_{PS}^*(f) = \frac{A_{PS}(f)}{A_P(f)} \quad (4.1)$$

mit den Amplitudenspektren der PS-Reflexionen A_{PS} und denen der P-Wellenersteinsätze A_P .

Die sphärische Divergenz ist frequenzunabhängig. Sie führt bei der VSP-Auswertung der direkten P-Wellen und PS-reflektierten Wellen zu einem zu niedrig bestimmten scheinbaren Reflexionskoeffizienten. Der Einfluss von intrinsischer Dämpfung ist abhängig von der Wellenlänge und führt bei Korrektur zur Anhebung des scheinbaren Reflexionskoeffizienten bei höheren Frequenzen. Dieser frequenzabhängige Effekt wird mit längerem Laufweg deutlicher. Die Streudämpfung wird durch Streuobjekte im Untergrund bewirkt, deren Länge kleiner als die Wellenlänge ist. Das hat Diffraktion der Wellen zur Folge. Einen bedeutenden Anteil am Absolutwert von $R_{PS}^*(f)$ hat das Hintergrundrauschen. Dies wird durch Streuananteile verstärkt, sodass die Amplituden der PS-Reflexionen verhältnismäßig stärker angehoben werden als die der P-Welle. Der scheinbare Reflexionskoeffizient ist dadurch deutlich höher als der "wahre" Reflexionskoeffizient.

VSP-Daten

Datengrundlage für die Bestimmung der Reflektivität des SE1 ist der ungefilterte Seismogrammausschnitt der Vertikalkomponente aus dem VSP-Experiment von 1999 des SP101 mit deutlichen PS-Reflexionen in Abb. 4.7 a). Die Spuren sind von Fischer (2000) statik-korrigiert und werden spurnormiert verwendet. Farblich markiert sind die 200 ms-Zeitfenster der Spuren aus 5300 bis 6200 m Geophonteufe (71 Spuren). Die Zeitfenster wurden mit 200 ms relativ groß gewählt, um möglichst die gesamte Information der PS-Reflexionen vom SE1 und eine stabile Spektrenbestimmung zu erhalten. Eine Verkürzung der Zeitfenster auf 100 ms hat keine signifikante Veränderung des beobachteten charakteristischen Frequenzverhaltens des R_{PS}^* gezeigt.

Das Amplitudenspektrum des seismischen Rauschens, des P-Ersteinsatzes und der PS-Reflexion wurde von jeder Einzelspur über eine FFT mit einem Hanning-Fenster von 80 % bestimmt (Abb. 4.7 b)). Arithmetisch gemittelt wurden die frequenzabhängigen Amplituden über den gesamten Teufenbereich. Es wurden dabei jedoch nur Spuren verwendet, deren statistische Sicherheit zum Mittelwert 95 % nach dem Ausreißertest von Nalimov (Gottwald, 2000) betrug. Diese Mittelung ist notwendig, da die Einzelspektren relativ stark streuen. Ein Maß für die Anzahl der zu mittelnden Spuren, um die Welleninformation lateraler Unterschiede am Reflektor nicht zu vernachlässigen, ist der Radius einer Fresnel-Zone in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ aus der Reflexionsseismik. Reflektierte Energie aus diesem Bereich erreicht das Geophon mit einer Phasenverschiebung $\leq \lambda/2$

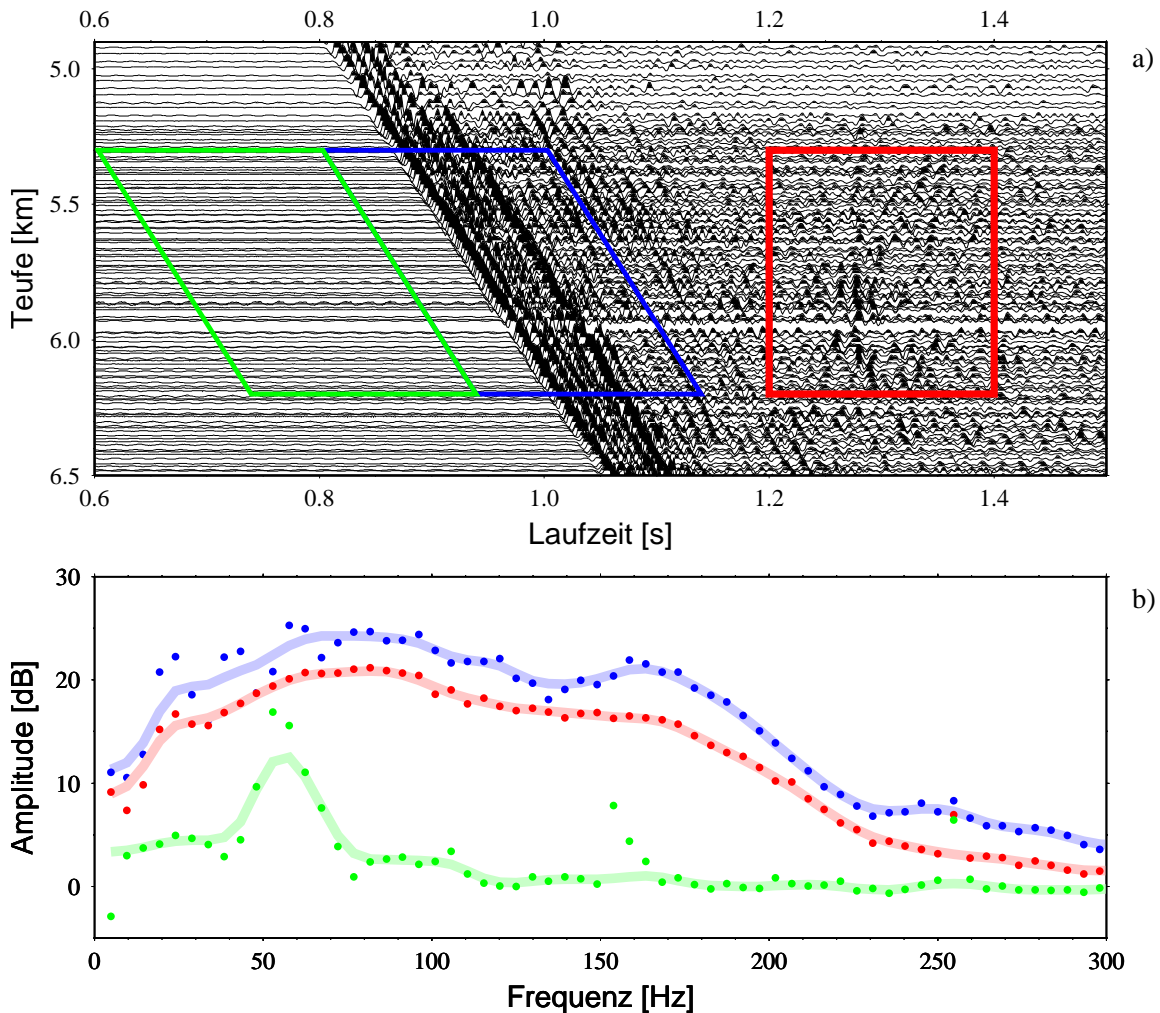


Abbildung 4.7: a) Seismogrammausschnitt von 4900 bis 6500 m der Vertikalkomponente am SP101 der VSP-Messung (1999), statisch korrigiert; b) gemittelte Amplitudenspektren der Zeitfenster (grün - seismisches Rauschen (Noise), blau - P-Wellenersteinsatz, rot - PS-Reflexionen).

und interferiert konstruktiv. Das Konzept der Fresnel-Zone erlaubt die Abschätzung der Auflösbarkeit von Strukturen senkrecht zum Strahl (Sheriff und Geldart, 1995). In der Abb. 4.4 wurde die Fresnel-Zone auf dem SE1 für ein Geophon aus 5800 m Teufe bei einer Frequenz von 80 Hz und einem mittleren $\bar{V}_P=6200$ m/s und $\bar{V}_S=3750$ m/s berechnet. Der Durchmesser der Fresnel-Zone im Bohrlochbereich beträgt etwa 900 m. Die Wahl der Spuren für die Mittelung von 5300 bis 6200 m in der Abb. 4.7 a) entspricht diesem Durchmesser.

Reflexionskoeffizienten wurden für verschiedene Teufenbereiche und unterschiedliche Anzahl von Spuren nach Gl. 4.1 bestimmt. Dabei wurden auch Zeitfenster in der Abb. 4.8 ohne PS-Reflexionen ausgewählt, um die spektrale Charakteristik der PS-Reflektivität des SE1-Reflektors zu erkennen.

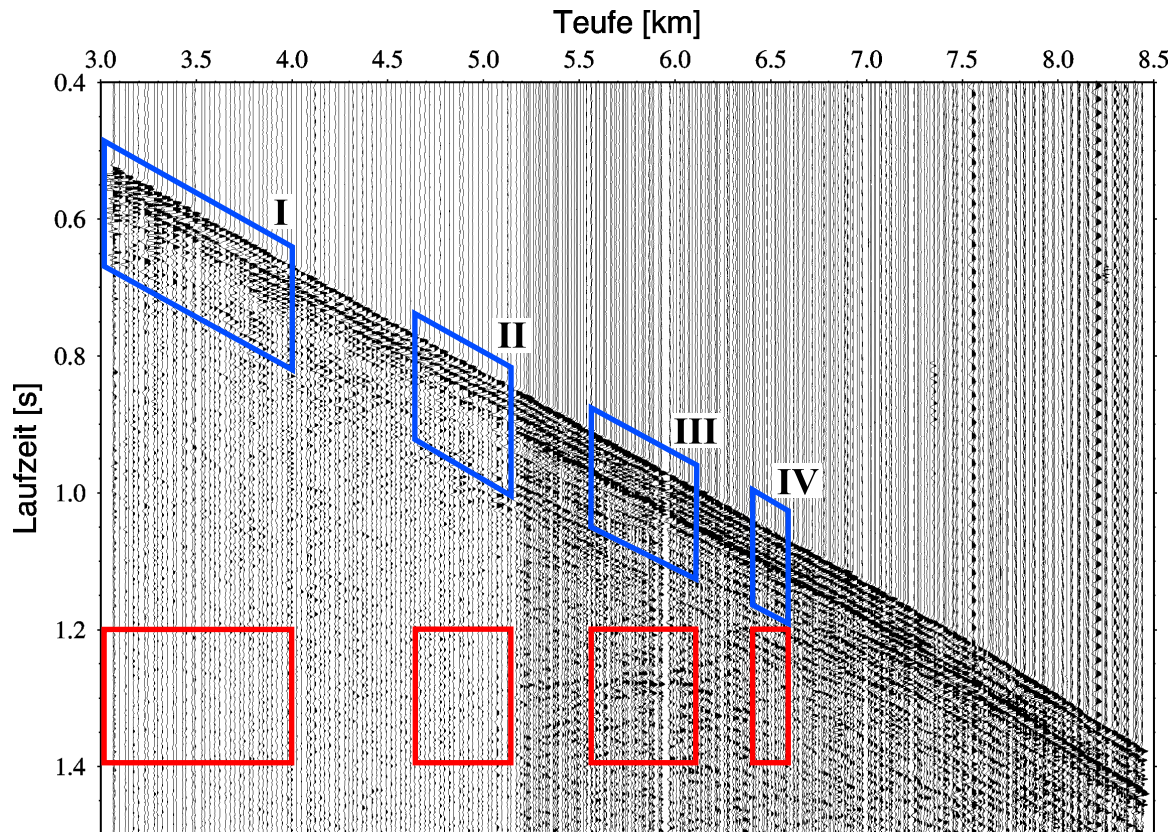


Abbildung 4.8: Seismogramm der Vertikalkomponente des SP101 mit markierten Zeitfenstern zur Bestimmung der Reflektivität in verschiedenen Teufenbereichen (blau - P-Wellenersteinsatz, rot - PS-Reflexionen).

Abb. 4.9 zeigt, dass mit zunehmender Teufe und damit einer Annäherung des PS-Zeitfensters an das P-Zeitfenster der mittlere Wert des scheinbaren Reflexionskoeffizienten ansteigt. Der Einfluss der gestreuten P-Wellenenergie auf die gemittelten Amplitudenwerte im PS-Zeitfenster hat sich verstärkt.

Für die nachfolgenden Untersuchungen zur Ursache der Reflektivität des SE1 wurde der Teufenbereich 5300 bis 6200 m aus Abb. 4.7 a) verwendet. Die Amplitudenspektren der einzelnen Zeitfenster in Abb. 4.7 b) zeigen, dass die P-Welle und die PS-Welle sich deutlich aus dem Rauschen hervorheben und dabei die P-Welle höhere Amplitudenwerte aufweist und im Verlauf komplexer als die PS-Welle ist.

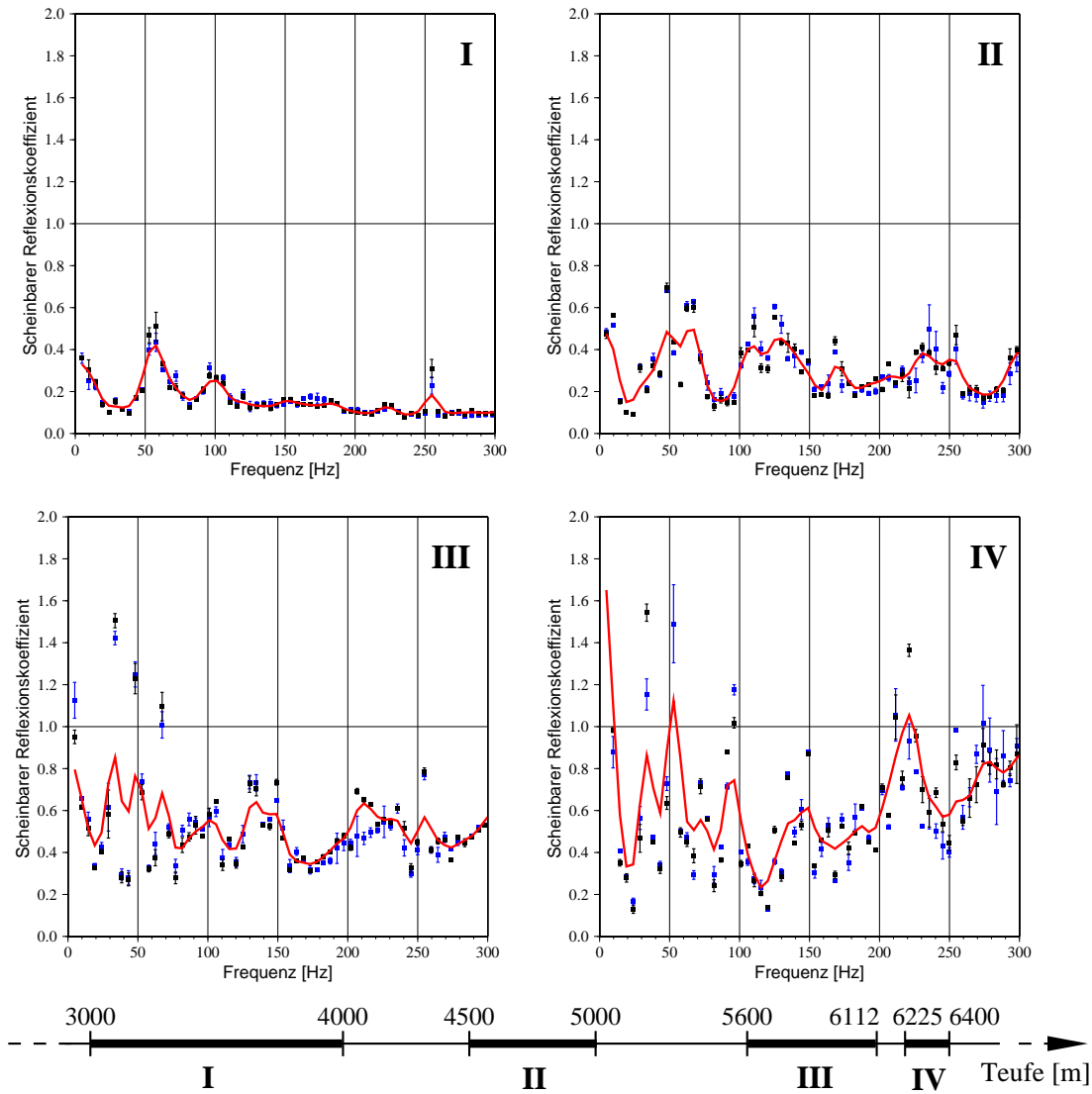


Abbildung 4.9: Scheinbare Reflexionskoeffizienten für verschiedene Tiefenbereiche in Abhängigkeit von der Frequenz (Daten ohne (blau)/ mit (schwarz) Ausreißern, gemittelte Kurve der Daten ohne Ausreißer (rot), relative Fehlerbalken durch die Standardabweichung).

Eigenschaften der SE1-Reflektivität

Für den SE1-Reflektor wurde die Reflektivität aus dem Tiefenbereich 5300 bis 6200 m bestimmt (Abb. 4.10). Die Fehlerbalken entsprechen den Standardabweichungen der Mittelwerte und sind aus Darstellungszwecken herunterskaliert und somit relativ. Am geringsten ist der Fehler zwischen 140 und 210 Hz. In diesem Bereich betragen die maximalen Reflexionskoeffizienten ca. 0.55 bei den Frequenzen 140 und 220 Hz. Dazwischen befindet sich ein relatives Minimum von R_{PS}^* mit ca. 0.3 bei 170 bis 180 Hz.

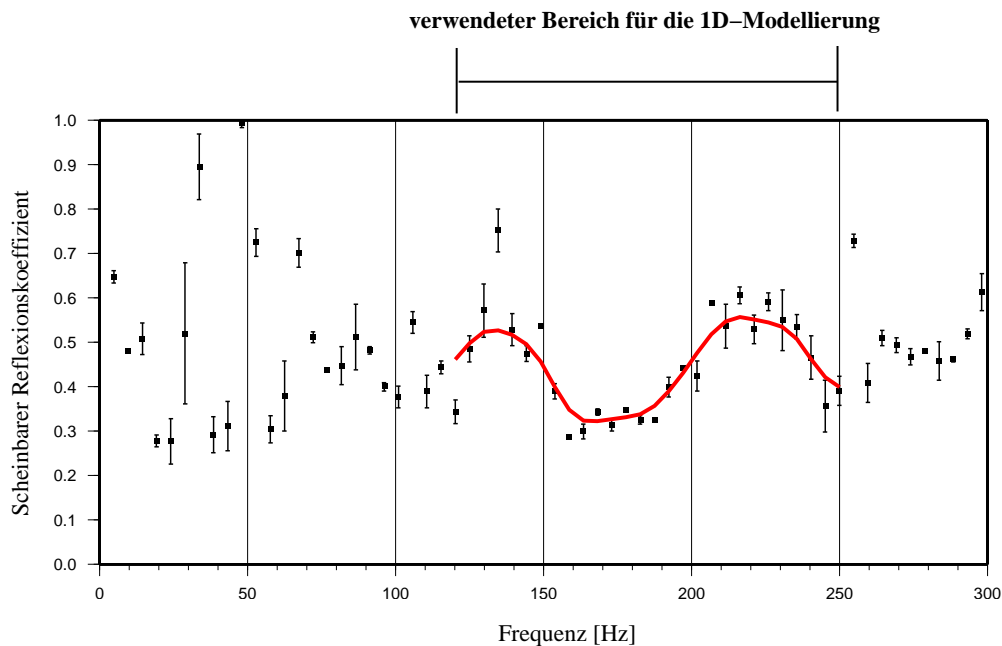


Abbildung 4.10: Frequenzabhängiger scheinbarer Reflexionskoeffizient aus den gemittelten Amplitudenspektren der PS-Reflexion und des P-Wellenersteinsatzes der Spuren zwischen 5300 und 6200 m der Abb. 4.7 a) mit relativen Fehlerbalken und gemittelter Kurve.

Für die folgende 1D-Modellierung dieses Frequenzverhaltens des scheinbaren Reflexionskoeffizienten wurde der Frequenzbereich von 120 bis 250 Hz gewählt. Hierin sind die Ergebnisse der Reflektivitätsbestimmung bei Verwendung unterschiedlicher Spurenanzahlen stabil. Der Anstieg der Reflexionskoeffizienten bei Frequenzen >200 Hz ist durch den Amplitudenabfall des P-Wellenersteinsatzes (Abb. 4.7 b)) bedingt.

4.3 1D-Modellierung der PS-reflektierten Wellen

Ziel der Modellierung ist die Entwicklung von Feinstrukturmodellen für den SE1. Der frequenzabhängige Reflexionskoeffizient der PS-Reflexionen aus dem Teufenbereich 5300 bis 6200 m, im Frequenzbereich von 120 bis 250 Hz (Abb. 4.10) dient als Ausgangspunkt der 1D-Modellierungen mit der Reflektivitätsmethode (Fuchs und Müller, 1971). Es wird angenommen, dass die PS-Reflexionen von einer *low velocity zone* resultieren.

4.3.1 Welleninterferenzeffekt am SE1

Das Auftreten von Extrema in der R_{PS}^* -Verteilung kann durch positive bzw. negative (konstruktive/destruktive) Interferenz erklärt werden, bei der es bis zur Verdopplung

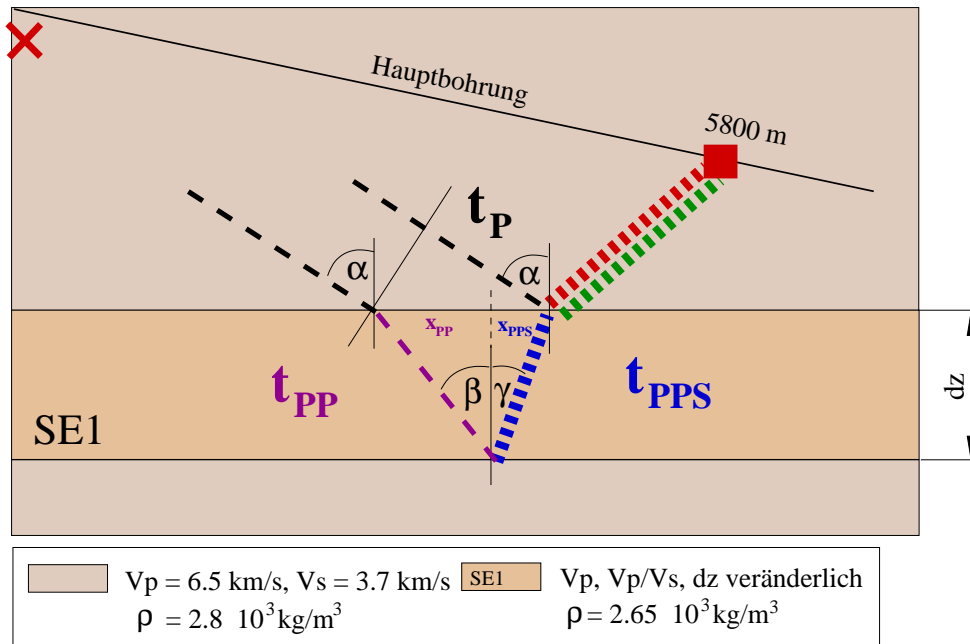


Abbildung 4.11: Geometrie der 1D-Modellierung der SE1-low velocity zone mit Deckschicht; (t: Laufzeiten der Wellen und x: Laufwegabschnitte an der Obergrenze des SE1).

oder zur Auslöschung der Amplitude kommen kann. Wie in Abb. 4.11 vereinfacht für einen ebenen Welleneinfall dargestellt, interferieren die PS-reflektierte Welle an der oberen Schichtgrenze des SE1 mit der PPSS-Phase nach der PP-Transmission an der oberen Schichtgrenze, PS-Reflexion an der unteren Schichtgrenze und der SS-Transmission an der oberen Schichtgrenze. Alle weiteren multiplen Wellen haben geringere Amplituden.

Für eine positive bzw. negative Interferenz muss eine bestimmte Laufzeitdifferenz Δt zwischen den interferierenden Wellen bestehen:

$$\Delta t = t_{PP} + t_{PPS} - t_P \quad (4.2)$$

Bei vorgegebenen seismischen Geschwindigkeiten der beiden Schichten, Einfallswinkel α und Schichtdicke dz des SE1 und Brechungsgesetz von Snellius ergibt sich Δt zu:

$$\Delta t = \frac{dz}{V_{P_{SE1}} \cos \beta} + \frac{dz}{V_{S_{SE1}} \cos \gamma} + \frac{\sin \alpha * (x_{PP} + x_{PPS}) * dz}{V_{P_{Deckschicht}}} \quad (4.3)$$

Die Laufzeitdifferenz Δt führt in Abhängigkeit von der Frequenz der Welle zur Interferenz. Die Amplitudenbeträge und die Phasenverschiebung bei der Wellenausbreitung lassen sich mit den Zöpplitz-Gleichungen bestimmen (Sheriff und Geldart, 1995).

Für ein Zahlenbeispiel (Deckschicht (Index 1) und SE1 (Index 2): Einfallswinkel SE1 $\delta=59^\circ$, $V_{p1}=6500$ m/s, $V_{p2}=4800$ m/s, $V_{s1}=3700$ m/s, $V_{s2}=2388$ m/s und $dz=20.5$ m, $\rho_1=2.8 \cdot 10^3$ kg m $^{-3}$, $\rho_2=2.65 \cdot 10^3$ kg m $^{-3}$) sind in der Abb. 4.12 die nach den Zöpplitz-Gleichungen berechneten Reflexions- und Transmissionskoeffizienten dargestellt.

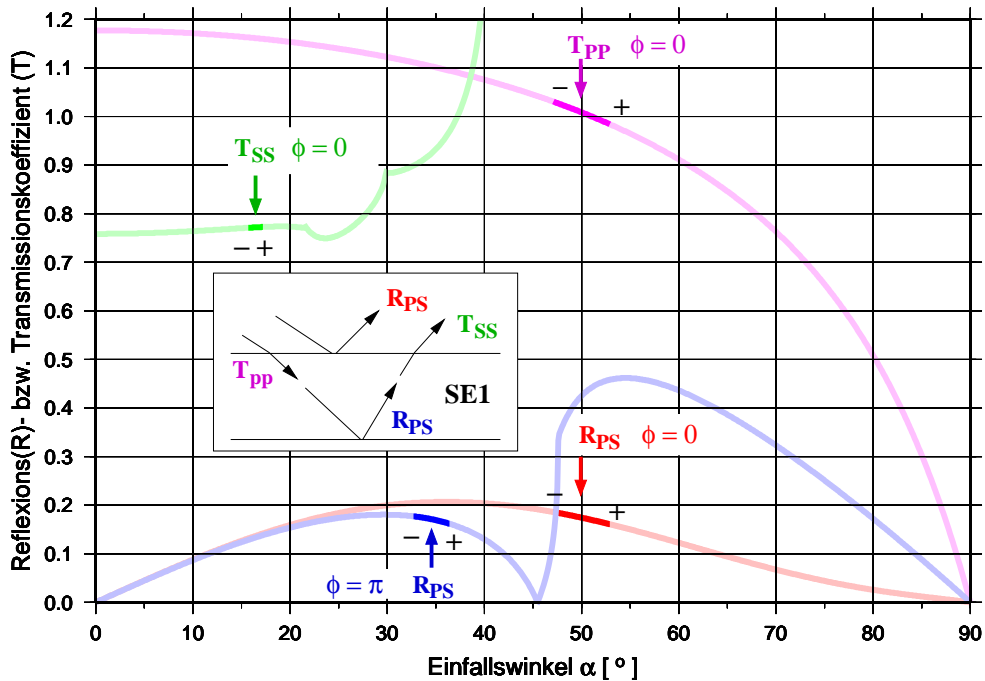


Abbildung 4.12: Reflexions- und Transmissionskoeffizienten nach den Zöpplitz-Gleichungen in Abhängigkeit vom Einfallswinkel mit Angabe der Phasenverschiebung ϕ und Skizze des schematischen Strahlenverlaufes; Kennzeichnung (Pfeil) für die Geophonteufe 5800 m und (- +) für den Geophonteufenbereich 5300 bis 6200 m, Zahlenbeispiel der Modellparameter für die Deckschicht (Index 1) und den SE1 (Index 2) als *low velocity zone*: Einfallswinkel des SE1 $\delta=59^\circ$, $V_{p1}=6500$ m/s, $V_{p2}=4800$ m/s, $V_{s1}=3700$ m/s, $V_{s2}=2390$ m/s und $dz=20.5$ m, $\rho_1=2.8 \cdot 10^3$ kg m $^{-3}$, $\rho_2=2.65 \cdot 10^3$ kg m $^{-3}$.

Für die primäre PS-Reflexion bei einem Einfallswinkel von 50° ist $R_{PS}=0.17$. Der Amplitudenanteil der PPSS-Phase beträgt 0.13. Alle weiteren Phasen (wie PPPS, PSPS, PSSS) sind vernachlässigbar klein. Die Abb. 4.12 zeigt die zu erwartende Reflektivität eines derartigen Impedanzsprunges und macht deutlich, dass die Reflexions- und Transmissionskoeffizienten der gemittelten Spuren der Realdaten der Geophonteufe 5300 bis 6200 m außerhalb eines kritischen Winkels sind. Der Fehler, der durch diese Mittelung gemacht wird, ist für die angenommenen Modellparameter geringfügig. Bei dem Zahlenbeispiel tritt bei der PS-Konversion an der unteren Schichtgrenze des SE1 ein Phasensprung von 180° auf, sodass eine positive Interferenz der PS- mit der PPSS-Welle bei einer Verschiebung um eine halbe Wellenlänge auftritt.

Die berechnete Laufzeitdifferenz Δt von 11.8 ms ergibt eine positive Interferenz bei

$$\Delta t = \left(n + \frac{1}{2}\right)T = \left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{1}{f} \quad (4.4)$$

mit T der Periodendauer, f der Frequenz und n den positiven ganzzahligen Vielfachen. So ergeben sich für $n=0$, $n=1$, $n=2$, ... maximale Reflexionskoeffizienten bei 42.5 Hz, 127.6 Hz, 212.7 Hz, Negative Interferenzen ergeben sich bei den positiven ganzzahligen Vielfachen der Periode, beispielsweise bei 0 Hz, 85 Hz und 170 Hz für $n=0$, $n=1$, $n=2$. Die Gl. 4.4 beschreibt dabei nur die kinematischen Effekte (Raytracing). Aufgrund von Transmissionsverlusten und unterschiedlichen Konversionskoeffizienten kommt es nicht zur vollständigen Verdopplung der interferierenden Phasen.

4.3.2 Modellparameter der 1D-Modellierung

Die 1D-Modellierung auf Grundlage der Reflektivitätsmethode erfolgte mit dem Programm *refl* basierend auf den Arbeiten von Fuchs und Müller (1971). Als Signal einer Explosionsquelle diente ein Fuchs-Müller-Signal von 5 ms Dauer. Für die Modellierung wurde entsprechend der Abb. 4.11 eine Koordinatentransformation der KTB-Geometrie exemplarisch für den Geophonpunkt 5800 m aus Abb. 4.4 durchgeführt.

Deckschicht V_P und V_S der Deckschicht, die intrinsische Dämpfung und der Dichtekontrast werden als konstante Inputparameter verwendet. Nach den VSP-Geschwindigkeitsuntersuchungen von Fischer (2000) wurde für die Deckschicht ein $V_P=6500$ m/s und ein $V_S=3700$ m/s angenommen. Dies entspricht den mittleren Geschwindigkeiten der Amphibolitfolge zwischen 5000 und 7000 m. Bei Laufzeitmodellierungen muss stattdessen die mittlere Geschwindigkeit aller Gesteine oberhalb des SE1 verwendet werden. Als Dichtekontrast wurde entsprechend den Arbeiten an Bohrkleinproben und Bohrkernen der Vor- und Hauptbohrung von Rauen und Winter (1995); Berckhemer et al. (1997) eine mittlere Dichte von $2.8 \cdot 10^3 \text{ kg m}^{-3}$ für die Deckschicht verwendet.

Die intrinsischen Dämpfungen der P- und S-Welle als weitere Einflussgrößen auf den Reflexionskoeffizienten wurden sowohl für die Deckschicht als auch für die SE1-Schicht auf den Wert Null gesetzt.

SE1-low velocity zone Bei den 1D-Modellierungen wird der Modellraum des SE1 definiert aus der P-Wellengeschwindigkeit V_P , dem V_P/V_S -Verhältnis, den intrinsischen Dämpfungen Q , der Dichte ρ und der Schichtdicke dz .

Die Dichte bestimmt über die Impedanz den Betrag des Reflexionskoeffizienten und wirkt damit skalierend zwischen maximalen R_{PS} bei positiver Interferenz und minimalen R_{PS} bei negativer Interferenz. Eine Erhöhung der angenommenen Dichte in der

SE1-Schicht von 10 % hätte eine notwendige Erniedrigung der Geschwindigkeit in gleicher Größenordnung zur Folge, um die relativen R_{PS} -Änderungen im Frequenzverhalten erklären zu können. In den folgenden 1D-Modellierungen wird die Dichte für den SE1 als konstant vorgegeben. Der Dichtewert von $2.65 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$ ist unter der Annahme gewählt, dass das Gestein im Bereich der höchsten Reflektivität stärker als im Bohrloch zerrüttet ist. Dies ist mit einer größeren Porosität in diesem Bereich der Störungszone zu begründen. Der angenommene Wert ist angelehnt an die beobachteten kleinsten Dichtewerte von etwa $2.7 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$ im Bohrloch (Berckheimer et al., 1997).

Durch das Konstanthalten der intrinsischen Dämpfung und der Dichte im Modellraum des SE1 verringert sich die Suche nach einem Modell, das die Reflektivität der Realdaten R_{real} erklärt, auf einen Optimierungsprozess mit nur drei Parametern dz , V_P und V_S .

4.3.3 Best Fitting Modelle

Die 1D-Modellierungen liefern Seismogramme für die P- und SV-Welle. Die Vertikal-komponente wird aus beiden Wellentypen über eine Rücktransformation in das Koordinatensystem der KTB-Geometrie ermittelt. Zur Bestimmung des frequenzabhängigen Reflexionskoeffizienten werden die Spuren in gleicher Weise prozessiert wie die Realdaten. Die Amplitudenspektren wurden aus den 200 ms-Zeitfenster des P-Wellenersteinsatzes und der PS-Reflexion über eine FFT (Hanning-Fenster 80 %ig) bestimmt.

Vergleich mit den Realdaten

Die Güte der Anpassung an die Realdaten wurde aus der mittleren Standardabweichung berechnet:

$$RMS = \sqrt{(\Delta x)^2} = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad (4.5)$$

Die x_i -Werte

$$x_i = (R_{real}(f_i) - \bar{R}_{real}) - (R_{1D}(f_i) - \bar{R}_{1D}) \quad (4.6)$$

stellen die Differenz zwischen den Reflexionskoeffizienten der Realdaten R_{real} und der 1D-Modellierung für die Frequenzschritte f_i dar, korrigiert um die jeweiligen Mittelwerte \bar{R}_{real} und \bar{R}_{1D} . Ein Beispiel für die Güte der Anpassung an das Frequenzverhalten der Reflexionskoeffizienten der Realdaten ist in Abb. 4.13 für ein SE1-Modell mit einer Schichtdicke von 21 m, einer P-Wellengeschwindigkeit von 4.4 km/s und einem V_P/V_S -Verhältnis von 1.65 gezeigt.

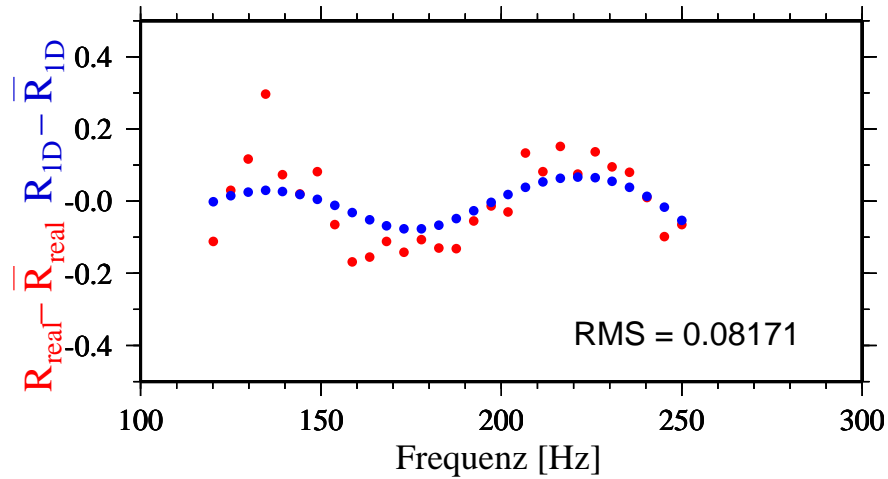


Abbildung 4.13: Frequenzabhängiger Reflexionskoeffizient der Realdaten (rot) und der 1D-Modellierung (blau) für ein SE1-Modell mit einer Schichtdicke von 21 m, einer P-Wellengeschwindigkeit von 4.4 km/s und einem V_P/V_S -Verhältnis von 1.65, korrigiert um den jeweiligen Mittelwert, mit Angabe des RMS-Wertes.

Parametersuche im Modellraum

Eine systematische Variation der Modellparameter des SE1 wurde zu Beginn für einen größeren Gridabstand durchgeführt. Im Rahmen einer systematischen Suche nach guten Modellen wurden die Schichtdicke von 1 bis 40 m (2 m Schritte) und die P-Wellengeschwindigkeit von 1.6 km/s bis 6.4 km/s (0.2 km/s Schritte) variiert. Das V_P/V_S -Verhältnis wurde auf 1.65 gesetzt. Für die unterschiedlichen Schichtdicken und Geschwindigkeitskombinationen wurden die berechneten RMS-Werte als Anpassungskriterium der modellierten an den gemessenen scheinbaren Reflexionskoeffizienten interpoliert dargestellt (Abb. 4.14). Kleine Zahlenwerte in der Legende bedeuten dabei eine gute Anpassung an die Realdaten. Ein deutliches Minimum in den RMS-Werten besteht im Bereich von $V_P=4.0$ km/s bei einer Schichtdicke von 21 m bis $V_P=5.0$ km/s bei 26 m Schichtdicke. Für diese Modelle besteht die beste Anpassung der berechneten R_{PS} gegenüber den R_{PS}^* der Realdaten.

Der *tradeoff* (die gegenseitige Abhängigkeit) zwischen Geschwindigkeit und Schichtdicke bei der Berechnung der Laufzeitdifferenz in Gl. 4.3 bewirkt, dass kein eindeutiges Modell zur Erklärung des frequenzabhängigen Verhaltens des Reflexionskoeffizienten R_{PS}^* gefunden werden kann, sondern nur ein eng begrenzter Modellraumbereich. Außerdem sind die synthetischen Daten frei von Rauschen und enthalten keine anderen Effekte außer der sphärischen Divergenz, so dass R_{PS} nicht direkt mit den Absolutwerten von R_{PS}^* der Realdaten verglichen werden kann.

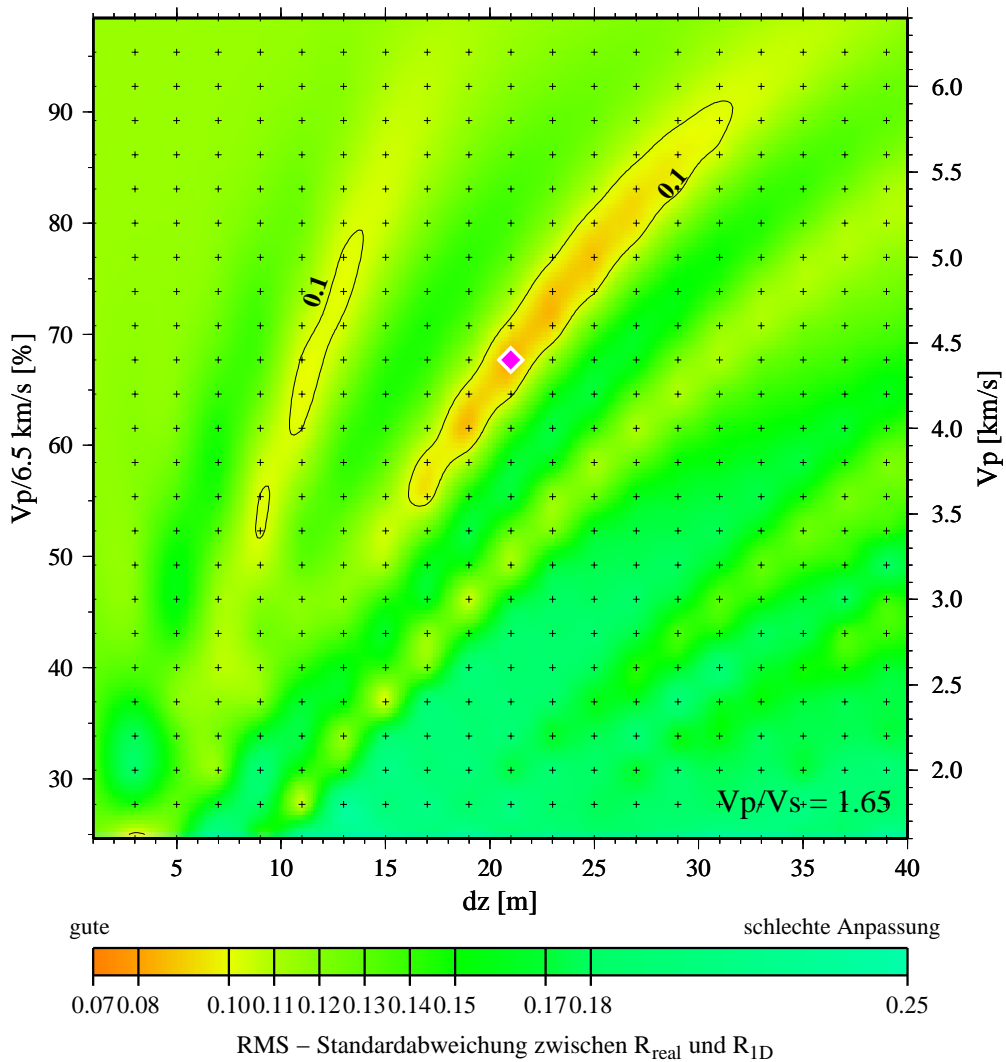


Abbildung 4.14: Anpassung der Reflexionskoeffizienten für Modelle mit unterschiedlichen Schichtdicken dz und P-Wellengeschwindigkeiten V_P bei $V_P/V_S = 1.65$, mit Modell (violett) der besten Anpassung an die Realdaten und Isolinien bei einem RMS-Wert von 0.1; Kreuze bedeuten die berechneten Modelle.

Nachdem aus diesem Startmodell bekannt ist, mit welchen V_P und dz die beste Annäherung an R_{PS} zu erzielen ist, wird für verschiedene V_P/V_S -Verhältnisse ein kleinerer V_P -, dz -Ausschnitt im Modellraum mit feinerem Gridabstand gewählt. Die Schichtdicke beträgt 0.5 m und die P-Wellengeschwindigkeit 0.1 km/s.

Modellierungsergebnisse und Diskussion

Für 9 verschiedene V_P/V_S -Verhältnisse wurden die Seismogramme mit unterschiedlichen (V_P, dz) -Kombinationen bestimmt. In den Abb. 4.15 und 4.16 sind die Ergebnisse dieser Modellierungen zusammenfasst.

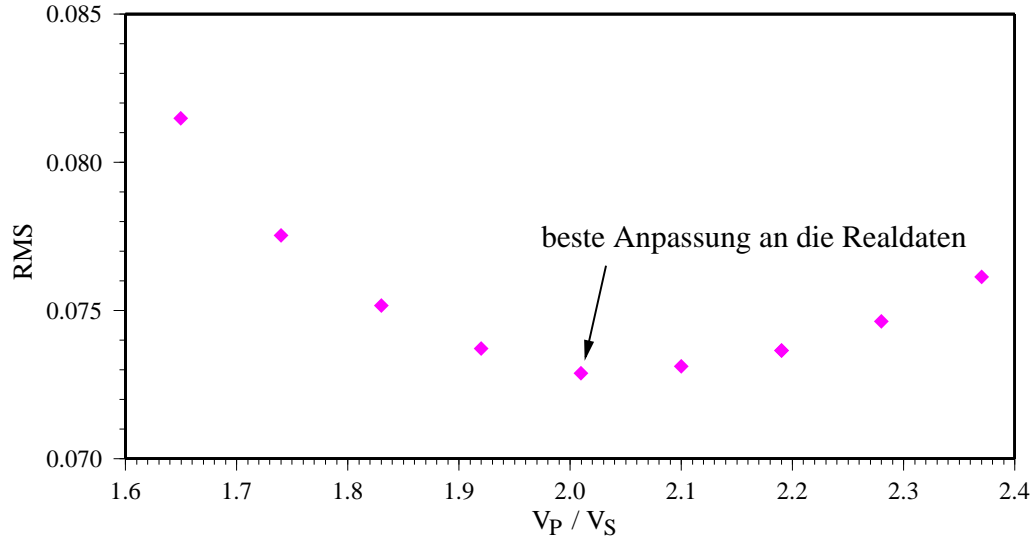


Abbildung 4.15: Minimale RMS-Werte für Modelle (V_P, dz) mit konstantem V_P/V_S -Verhältnis.

Die Abb. 4.15 zeigt die RMS-Werte der (V_P, dz) -Kombinationen mit der besten Anpassung bei dem jeweilig angenommenen V_P/V_S . Die RMS-Werte haben ein deutliches Minimum bei $V_P/V_S=2.01$. In Abb. 4.16 wird durch die RMS-Isolinie von 0.078 veranschaulicht, wie sich der Bereich ähnlich guter Modelle in Abhängigkeit vom V_P/V_S -Verhältnis verändert. Hierin zeigt sich vor allem der *tradeoff* zwischen den Geschwindigkeitswerten und der Schichtdicke. Somit kann den ermittelten Zahlenwerten für V_P, dz und V_P/V_S keine absolute Bedeutung beigemessen werden, sondern nur eine tendenzielle.

Ein höheres V_P/V_S -Verhältnis für den SE1 ist als wahrscheinlicher anzunehmen und die Schichtdicke beträgt etwa 20 m. Diese geringe Schichtmächtigkeit bedeutet, dass die seismischen VSP-Untersuchungen in der Lage sind, Informationen aus dem Subwellenlängenbereich zu liefern. Ein erhöhtes V_P/V_S bzw. eine erhöhte Poisson-Zahl ist ein Indikator für wassergesättigte Klüftzonen. Relativ niedrige Geschwindigkeiten in Störzonen sind jedoch nicht immer durch erhöhte Klüftigkeit bedingt, sondern können auch erhöhte chemische und mechanische Alteration widerspiegeln (Moos und Zoback, 1983). Diese Beobachtungen des Geschwindigkeitsverhaltens werden ebenfalls bestätigt durch tunnelseismische Untersuchungen, bei denen in der Nähe von wassergefüllten Katakklasezonen V_P/V_S ansteigt (Borm et al., 2003). V_S wird in diesem Bereich stärker abgesenkt.

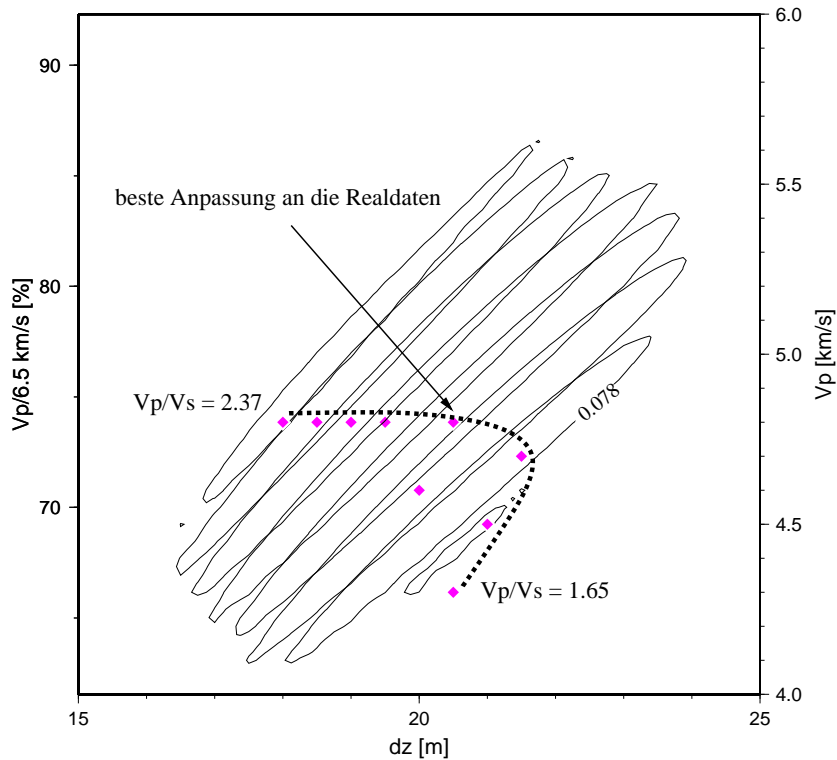


Abbildung 4.16: 2D-Darstellung der RMS-Werte (Isolinie bei 0.078) in Abhängigkeit der Schichtdicke und der P-Wellengeschwindigkeit nach Projektion des 3D-Modellraums (dz , V_P , V_P/V_S) in eine 2D-Ebene (dz , V_P).

Laboruntersuchungen zeigen ein ähnliches Verhalten. Die theoretischen Modelle von O'Connell und Budiansky (1974) sagen für gesättigte Klüfte bei zunehmender räumlicher Klufthichte eine Abnahme von V_P und V_S und Zunahme von V_P/V_S voraus. Wasser-gesättigte Klüfte sind bei der KTB zu erwarten und wurden z.T. nachgewiesen.

Abb. 4.17 zeigt das Beispiel der Modellierung mit der besten Anpassung an die realen Daten: $V_P=4.8$ km/s bei einer Schichtdicke $dz=20.5$ m und $V_P/V_S=2.01$ sind für den SE1 notwendig, um den frequenzabhängigen Reflexionskoeffizienten der Realdaten durch ein Einschichtmodell zu approximieren. Die Reduktion von V_P beträgt 26 %, die von V_S 35 % bei einer Dichtereduktion von 5 %. Diese Zahlenwerte sind nicht ungewöhnlich für Störzonen. Stierman und Kovach (1979) fanden beispielsweise in der Nähe der San-Andreas-Verwerfung eine P-Wellengeschwindigkeitserniedrigung von 30 bis 50 % und eine Porosität von 5 bis 10 %. Sie machten dafür gesättigte Makroklüfte verantwortlich, die möglicherweise durch das tektonische Scherspannungsfeld offengehalten werden. Eine Variation der Dichte durch Kataklyse und Alteration des KTB-Gesteins beträgt nach Winter et al. (2002) nur etwa 2 %. Deshalb wird eine erhöhte Klüftigkeit im hochreflektiven Bereich des SE1 angenommen.

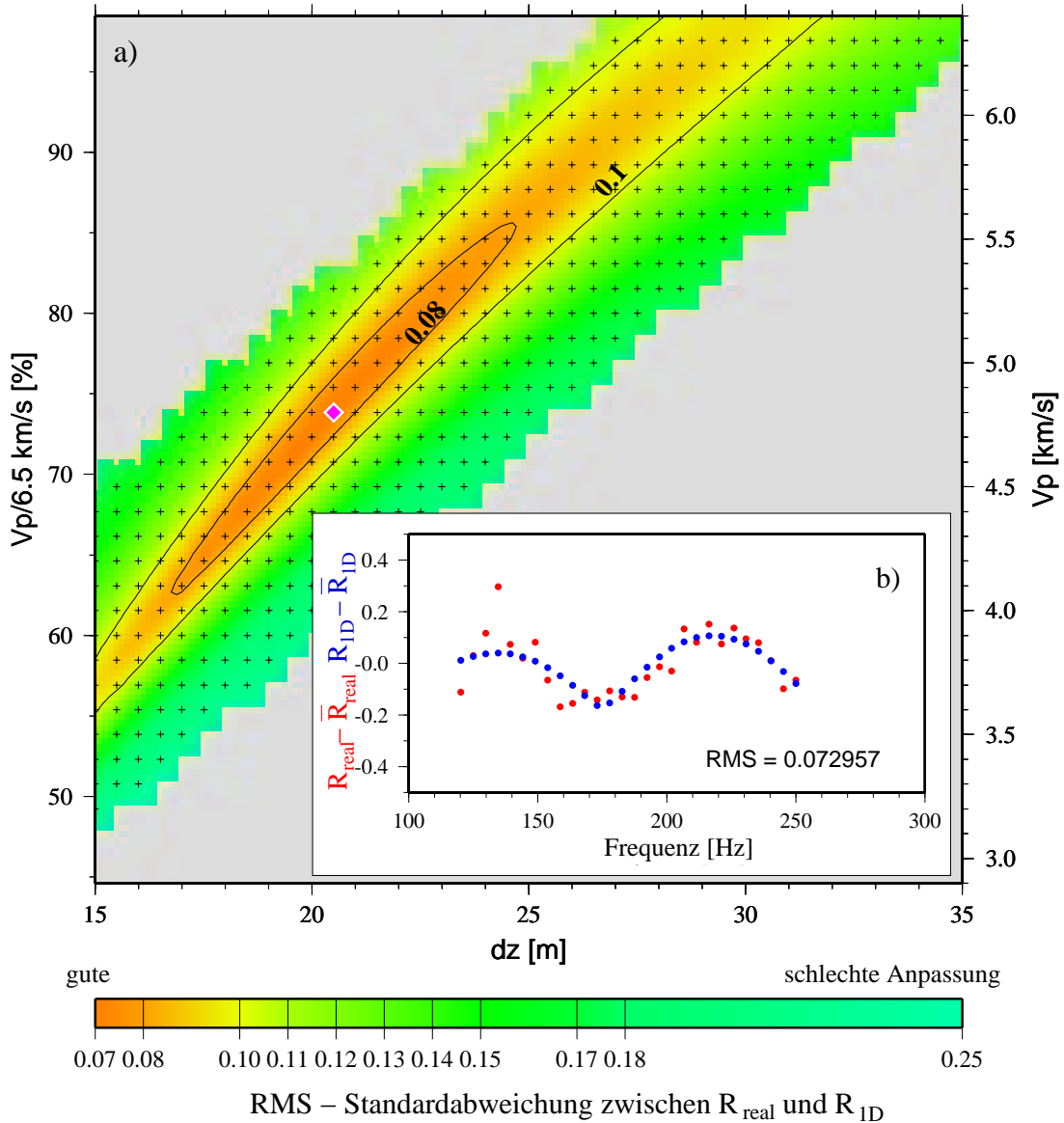


Abbildung 4.17: a) Anpassung der Reflexionskoeffizienten für Modelle mit unterschiedlichen Schichtdicken dz und P-Wellengeschwindigkeiten V_P bei $V_P/V_S=2.01$, Modell (violett) der besten Anpassung an die Realdaten und Isolinie bei einem RMS-Wert von 0.08 und 0.1, Kreuze stellen die berechneten Modelle dar; b) Vergleich der frequenzabhängigen Reflexionskoeffizienten zwischen 120 und 250 Hz (rot: Realdaten, blau: synthetische Daten des besten Modells der 1D-Modellierung).

4.4 2D-Modellierung der PS-reflektierten Wellen

4.4.1 Anwendung der Finite Differenzen Methode

Ziel der 2D-Modellierungen ist die Untersuchung weiterer Einflussgrößen auf die Reflektivität. Grund dafür ist die beobachtete Komplexität der PS-Reflexionen im Feldseismogramm, die einer ebenen, homogenen *low velocity zone* mit konstantem Einfallen als Reflektor widerspricht. Die 2D-Modellierung ermöglicht die Berechnung von vollständigen Seismogrammen, mit Dämpfung, Streuung, Konversion etc.. Diese Methode ist dem einfachen Raytracing bei der Modellierung der reflektiven kontinentalen Kruste vorzuziehen. Krustenseismische Events werden auch durch Streuung an Geschwindigkeitsstrukturen im Wellenbereich, an so genannten kleinskaligen Heterogenitäten, erzeugt und nicht nur an großskaligen Geschwindigkeitsstrukturen (Levander und Holliger, 1992).

Neben der Interferenz der Wellen werden folgende Effekte quantitativ bewertet:

- **Fokussierung/ Defokussierung** durch Undulation der Oberfläche des SE1
- SE1 als **inhomogene Schicht** mit zufallsverteilten Geschwindigkeiten
- **Geschwindigkeitsgradient** um den zerrütteten Kern der Störungszone

FD-Algorithmus

Zur seismischen Wellenmodellierung von komplexen geologischen Medien gibt es verschiedene Techniken. Das Finite Differenzen (FD) Verfahren ist ein Approximationsverfahren, das hohe Genauigkeiten bei der numerischen Modellierung der seismischen Wellenausbreitung in heterogenen Medien erzielt (Bohlen, 2002). In der vorliegenden Arbeit wurde diese Methode für den 2D-Fall unter der Verwendung der Modellierungssoftware von Bohlen (2002) eingesetzt. Es handelt es sich dabei um ein FD-Code für die Ausbreitung viskoelastischer Wellen in isotropen 2D und 3D Medien. Eine detaillierte Herleitung der 3D-Wellengleichung und deren Diskretisierung mit räumlichen FD-Operatoren von 4. Ordnung und zeitlichen von 2. Ordnung ist in Bohlen (1998) gegeben. Das komplexe geologische Modell wird auf einem diskreten Gitter abgebildet. In diesem Fall ist es ein versetztes Grid (*staggered grid*) (Virieux, 1986), wobei die Ableitungen um einen halben Gitterabstand zum Funktionswert versetzt abgebildet werden. Wellendämpfung wird angenähert durch das rheologische Gesteinsmodell GSLS (*generalized standard linear solid*) aus einer Kombination von Newtonschen und Hookeschen Körpern, die jeweils viskose und elastische Eigenschaften besitzen.

Erweitert wurde der FD-Code durch die Implementierung der *rotated staggered grid*-Methode (Bohlen und Sänger, 2003), die durch eine Neuverteilung der Modellierungsparameter alle Elemente einer physikalischen Größe an nur einer einzigen Position definiert. Diese Methode ermöglicht eine Modellierung von starken Kontrasten ohne Stabilitätsprobleme und damit den Einbau von kleinskaligen Klüften in der Größenordnung eines Gitterpunktes. Für die folgenden Modellierungen wurde die 2D-Version mit dem *rotated staggered grid* verwendet, das grundsätzlich eine höhere Genauigkeit erzielt als das *staggered grid*. Dem hohen Rechenaufwand wurde durch Parallelisierung der Berechnungen mit der Software MPI (*message passing interface standard*) und Griddekomposition begegnet (Bohlen, 2002).

Modellierungsfehler bei FD-Verfahren treten vor allem durch numerische Dispersion auf und betragen bei ausreichender räumlicher Diskretisierung (Gitterabstand Δx) für den Fall einer Abtastung von mindestens 6 Gitterpunkten pro Wellenlänge weniger als 5 %. Die Stabilität der numerischen Berechnungen ist gewährleistet, wenn neben der räumlichen Diskretisierung auch die zeitliche Diskretisierung (Zeitschritt Δt) ausreichend klein ist.

Für das *staggered grid* ist die Zeitintegration stabil, wenn die Zeitschritte nicht größer gewählt werden als

$$\Delta t \leq \frac{6}{7\sqrt{2}} \frac{\Delta x}{v_{max}(f_{max})} \quad (4.7)$$

mit $v_{max}(f_{max})$ der größten im Modell auftretenden Phasengeschwindigkeit der P-Welle. Diese Geschwindigkeit wird bei maximaler Frequenz des Quellsignals (f_{max}) unter Berücksichtigung der Dämpfungseigenschaften des Mediums bestimmt. Für das *rotated staggered grid* ergibt sich Δt nach Gl. 4.7, jedoch ohne den Faktor $6/7$.

4.4.2 Komplexer Aufbau des SE1

Ausgehend von dem Grundmodell, das den SE1-Reflektor als ebene, homogene *low velocity zone* abbildet, werden die Eigenschaften des SE1 variiert und die synthetischen Seismogramme der Vorwärtsmodellierung in einem Teufenbereich zwischen 5200 bis 6400 m mit dem Feldseismogramm verglichen. Die Modellparameter des Grundmodells entsprechen denen des Modells mit der besten Anpassung der 1D-Modellierung an die Realdaten (Kapitel 4.3). Als Quellsignal wurde für die Explosionsquelle ein Fuchs-Müller-Signal mit einer Hauptfrequenz von 80 Hz gewählt. Der Gridabstand in allen Modellierungen beträgt 0.5 m und der Zeitschritt ist kleiner 0.6 ms. Eine Übertragung der Dämpfungsergebnisse aus den seismologischen Untersuchungen an der KTB im Kapitel 2 ist nicht mit den absoluten Zahlenwerten möglich. Bei der Anwendung der Spektrendivision wurde ein effektiver Q-Wert bestimmt, bestehend aus der Summe aller Dämpfungseinflüsse. In die Modellierungen lässt sich jedoch nur ein intrinsischer Q-Wert einbauen. Desweiteren stehen für die folgenden Modellstudien nicht die absoluten Amplituden im Vordergrund,

sondern nur die relativen Änderungen mit den Geophonteufen. Die Dämpfung wurde bei den 2D-Modellierungen daher vernachlässigt. Durch die Wahl eines sehr hohen seismischen Qualitätsfaktor $Q=1000000$ wurde die viskoelastische Modellierung somit durch eine elastische ersetzt.

SE1 als ebene, homogene "low velocity zone"

Reflektivität In Erweiterung der Untersuchungen zum Frequenzverhalten der Reflektivität des SE1 wird R_{PS}^* für das Grundmodell exemplarisch an der Geophonteufe 5800 m mit der 2D-FD Modellierung ermittelt. Das Datenprozessing entspricht dem der 1D-Modellierung.

Ein Vergleich der ermittelten Reflexionskoeffizienten mit den verschiedenen Modellierungsverfahren und der Auswertung der Realdaten ist in Abb. 4.18 dargestellt. Markiert ist der Frequenzbereich, in dem die Frequenzabhängigkeit von R_{PS}^* an den Realdaten erkannt und als Welleninterferenz modelliert wurde. Die Differenzen zwischen den Extremwerten von R_{PS}^* werden durch den Einschichtfall gut erfasst. Deutlich wird jedoch der Unterschied zwischen den mittleren R_{PS}^* -Werten der Realdaten und den modellierten Werten von etwa 0.3, der wahrscheinlich vom Hintergrundrauschen (hoher Streuanteil) im Feldseismogramm herrührt (Kapitel 4.2.2).

Eine Korrektur der sphärischen Divergenz, wie am Beispiel der 2D-Modellierung in Abb. 4.18 berechnet, erhöht die Absolutwerte von R_{PS}^* um maximal 0.03. Die Laufwege r der P-Welle und der PS-reflektierten Welle wurden durch Raytracing bestimmt. Für die sphärische Divergenz wurde eine Laufwegabhängigkeit von $\sqrt{1/r}$ für den 2D-Fall angenommen.

Diese Untersuchungen verdeutlichen, welchen Einfluss eine Frequenzabhängigkeit des Reflexionskoeffizienten auf seine methodische Bestimmung besitzen kann. Für die Frequenz von 80 Hz, der Hauptfrequenz bei den VSP-Messungen von 1999, ist beispielsweise der Reflexionskoeffizient mit etwa 0.1 kleiner als lithologisch mit etwa 0.2 durch den Impedanzkontrast zweier Halbräume (Zöppritz-Gleichungen) erwartet wird.

Bei den folgenden Modifikation des Grundmodells wird ein visueller Vergleich der Amplitudenstärke und Phasenlage der Seismogrammspuren (Wellenform) zwischen 5200 bis 6400 m durchgeführt.

Momentaufnahme der Wellenausbreitung Die Wellenausbreitung der P- und S-Wellen im Untergrund für das Modell des SE1 als ebene, homogene *low velocity zone* mit konstantem Einfallen von 59° ist als Momentenaufnahme in der Abb. 4.19 für die Laufzeit 0.09 s dargestellt. Die Quellposition (Kreuz) ist in 10 m Tiefe und 300 m Abstand vom Bohrloch entfernt. Entlang der KTB-Hauptbohrung (vertikale Linie) sind die Empfänger-

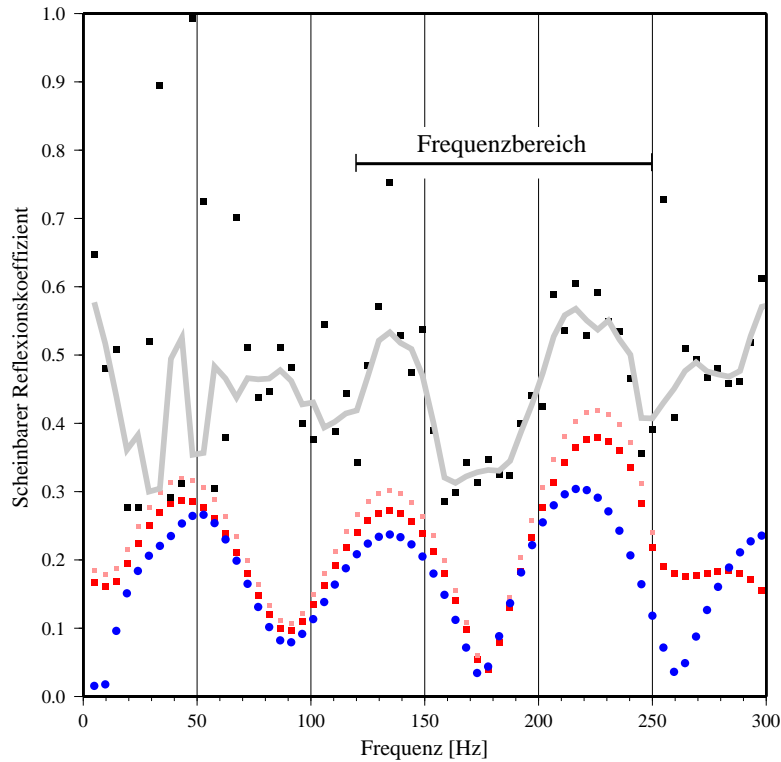


Abbildung 4.18: Vergleich der scheinbaren Reflexionskoeffizienten der Realdaten (ohne Ausreißer) mit gemittelter Kurve (Geophonteufoe: 5300 - 6200 m, schwarz) mit der 1D Modellierung (Geophonteufoe 5800 m, blau) und der 2D-FD Modellierung der PS-Reflexionen des SE1-Reflektors (Geophonteufoe: 5800 m, rot, mit Korrektur der sphärischen Divergenz($\sqrt{1/r}$): hellrot) mit den Modellparametern für die Deckschicht (Index 1) und den SE1 (Index 2) (Einfallswinkel SE1 $\alpha=59^\circ$, $V_{p1}=6500$ m/s, $V_{p2}=4800$ m/s, $V_{s1}=3700$ m/s, $V_{s2}=2388$ m/s und $dz=20.5$ m, $\rho_1=2.8 \cdot 10^3$ kg m $^{-3}$, $\rho_2=2.65 \cdot 10^3$ kg m $^{-3}$, $Q_{p1}=Q_{p2}=Q_{s1}=Q_{s2} \equiv 1000000$).

positionen von 4500 bis 7000 m mit einem Geophonabstand von 25 m gesetzt. Der SE1 ist als Reflektor eingezeichnet.

In der Abb. 4.19 sind die herunterlaufenden P- und S-Wellenfronten als energiestärkste Phasen zu erkennen. Diese Wellenfronten setzen sich jeweils aus der direkten Welle und den Reflexionen und Konversionen an der freien Oberfläche zusammen. Die S-Welle breitet sich aufgrund ihrer geringeren Geschwindigkeit langsamer aus als die P-Welle. Am SE1 werden die P-Wellen an der oberen Schichtgrenze als P-Welle (PP) reflektiert und gleichzeitig nach Konversion zur S-Welle (PS) reflektiert und transmittiert. Die untere Schichtgrenze des SE1 wirkt ebenfalls als Reflektor, doch lässt sich dies aufgrund der relativ geringen Mächtigkeit des SE1 nicht auflösen. Die am Bohrloch registrierten PP- und PS-Phasen sind überlagerte Wellen an der oberen und unteren Schichtgrenze des SE1.

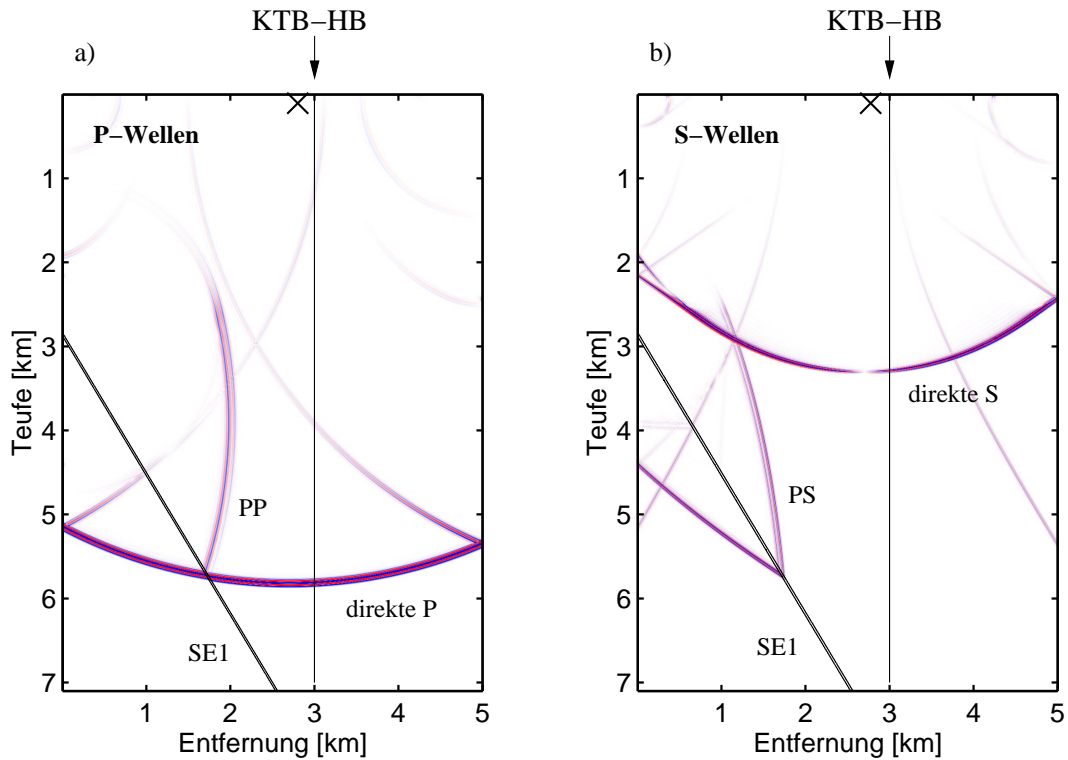


Abbildung 4.19: Visualisierung der 2D-Momentaufnahmen nach der Laufzeit von 0.09 s für a) Divergenz- und b) Rotationsanteil der Wellenausbreitung; Modellparameter des SE1-Grundmodells nach Abb. 4.18.

Alle weiteren Phasen in Abb. 4.19 sind Störphasen und durch den Modellrand bedingt, der als exponentiell dämpfender Rahmen mit 8 % Dämpfung wirkt und aus 40 Gitterpunkten besteht. Eine Vergrößerung des Modells, das ein späteres Eintreffen der Störphasen zur Folge hat, ist aufgrund des großen Rechenaufwandes nur begrenzt möglich. Eine Erweiterung des Modells wurde deshalb nicht weiter verfolgt. Die Randreflexionen interferieren i.Allg. nur wenig mit den untersuchten konvertierten und reflektierten Phasen. Bei den folgenden Untersuchungen wurden die PS-reflektierten Wellen aus Abb. 4.19 b) ausgewertet.

SE1 als gekrümmt, homogene "low velocity zone"

Modellansatz Zur Einschätzung des Einflusses von Fokussierung und Defokussierung auf die Seismogrammdarstellung der PS-Reflexionen wurde die Oberfläche des SE1-Grundmodells unduliert. Getestet wurde dabei eine sinusförmige Undulation der Ober- und/oder Untergrenze des SE1. In Abb. 4.20 c) bis e) sind Seismogrammbeispiele gezeigt mit unterschiedlicher Stärke der Undulation. Vergleichend dazu dargestellt sind in a) die Realdaten und in b) die Reflexionsantwort des ebenen Reflektors. Modellausschnitte

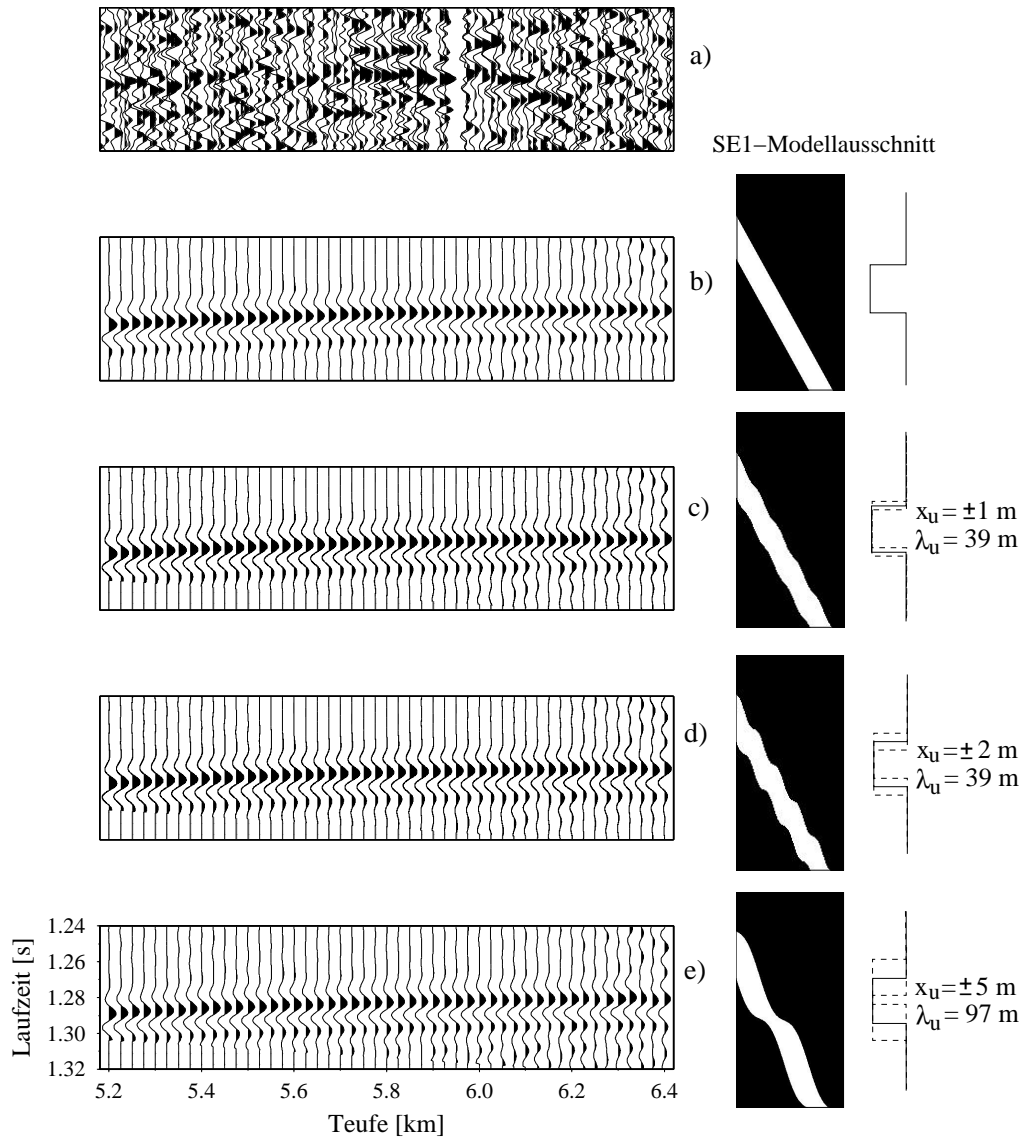


Abbildung 4.20: Seismogrammausschnitte mit den PS-Reflexionen des SE1-Reflektors der Geophonteufo 5200 bis 6400 m: a) der Vertikalkomponente SP101, b) bis e) der 2D-FD Modellierungen mit unterschiedlicher SE1-Oberfläche (Quellsignal mit Hauptfrequenz 80 Hz, 0.5 m Gridabstand, *rotated staggered grid*) mit Modellausschnitten (110 x 200 m) und schematisch vereinfachten Querschnitten der SE1-Schicht mit den Geschwindigkeits- und Dichtewerten und den Undulationsparametern (x_u : Undulationsamplitude und λ_u : Undulationswellenlänge)

(110 m in x-Richtung und 200 m in y-Richtung) und Querschnitte der SE1-*low velocity zone* mit der schematischen Verteilung der Geschwindigkeits- und Dichtewerte. Die Undulationsamplitude x_u und -wellenlänge λ_u sind rechts in der Abb. 4.20 angegeben.

Zum besseren optischen Vergleich der Wellenformen wurden die synthetischen Seismogramme auf einen Zeitschritt von 0.5 ms resampelt und mit einem minimalphasigen Filter tiefpassgefiltert. Um die Laufzeiten der synthetischen Seismogramme an die der Realdaten anzugleichen, wurde eine geschwindigkeitsreduzierte und zeitverschobene Seismogrammdarstellung gewählt.

Ergebnisse Bei den Modellierungen der Abb. 4.20 c) bis e) wurde der Einfluss einer Undulation der Schichtgrenze auf das Wellenfeld der reflektierten Phasen untersucht. In den SE1-Modellen wurde die Amplitude der Undulation sukzessive erhöht. Es ist stets eine erste amplitudenstarke Phase zu erkennen und teilweise deutlich schwächer eine zweite Phase. Die Realdaten zeigen mehrere stückweise zeitlich verschobene kohärente Einsätze mit maximal 2 bis 3 Phasen. Die geophonteußenabhängigen PS-Reflexionen in den synthetischen Seismogrammen unterscheiden sich nur sehr gering voneinander. Danach bewirkt eine Undulation der Reflektoroberfläche um maximal 5 m auf 100 m Länge bei einer Schichtdicke von 20.5 m keine merkliche Variation in der Reflexionsantwort für den betrachteten Frequenzbereich mit einer Hauptfrequenz von 80 Hz.

Fazit: Fokussierungs- und Defokussierungseffekte durch die Undulation des SE1 werden keinen offensichtlichen Einfluss auf den Reflektivitätsverlauf des SE1 und damit auf das Aussehen der PS-Reflexionen haben.

SE1 als inhomogene Schicht

Modellansatz In einem nächsten Modellierungsschritt wurde die homogene Verteilung der Geschwindigkeits- und Dichtewerte im SE1 durch eine inhomogene Verteilung ersetzt. Die Schichtfüllung besteht aus stochastisch verteilten Fluktuationen der Geschwindigkeits- und Dichtewerte. Als Verteilungsfunktion wurde eine exponentielle Funktion gewählt. Dieser stochastische Modellansatz basiert auf Untersuchungen anderer Verwerfungszonen. In dem geologischen Modell tiefer kontinentaler Verwerfungen von Sibson (1977) werden die Gesteine für Tiefen größer 4 km mit einer zufallsverteilten Struktur und reduzierten Korngrößen beschrieben.

Die Oberfläche des SE1 wurde als eben angenommen. Entsprechend des Grundmodells wurde eine mittlere V_P -Geschwindigkeit von 4800 m/s und eine RMS-Geschwindigkeitsfluktuation σ_V von 10 % verwendet. Die V_S -Geschwindigkeit im SE1 berechnet sich aus der V_P -Verteilung über das V_P/V_S -Verhältnis von 2.01. Die Dichte ρ ergibt sich aus V_P nach Birch (1961) durch die Beziehung

$$V_P = 2.76 \frac{km/s}{g/cm^3} * \rho - 0.98 km/s \quad (4.8)$$

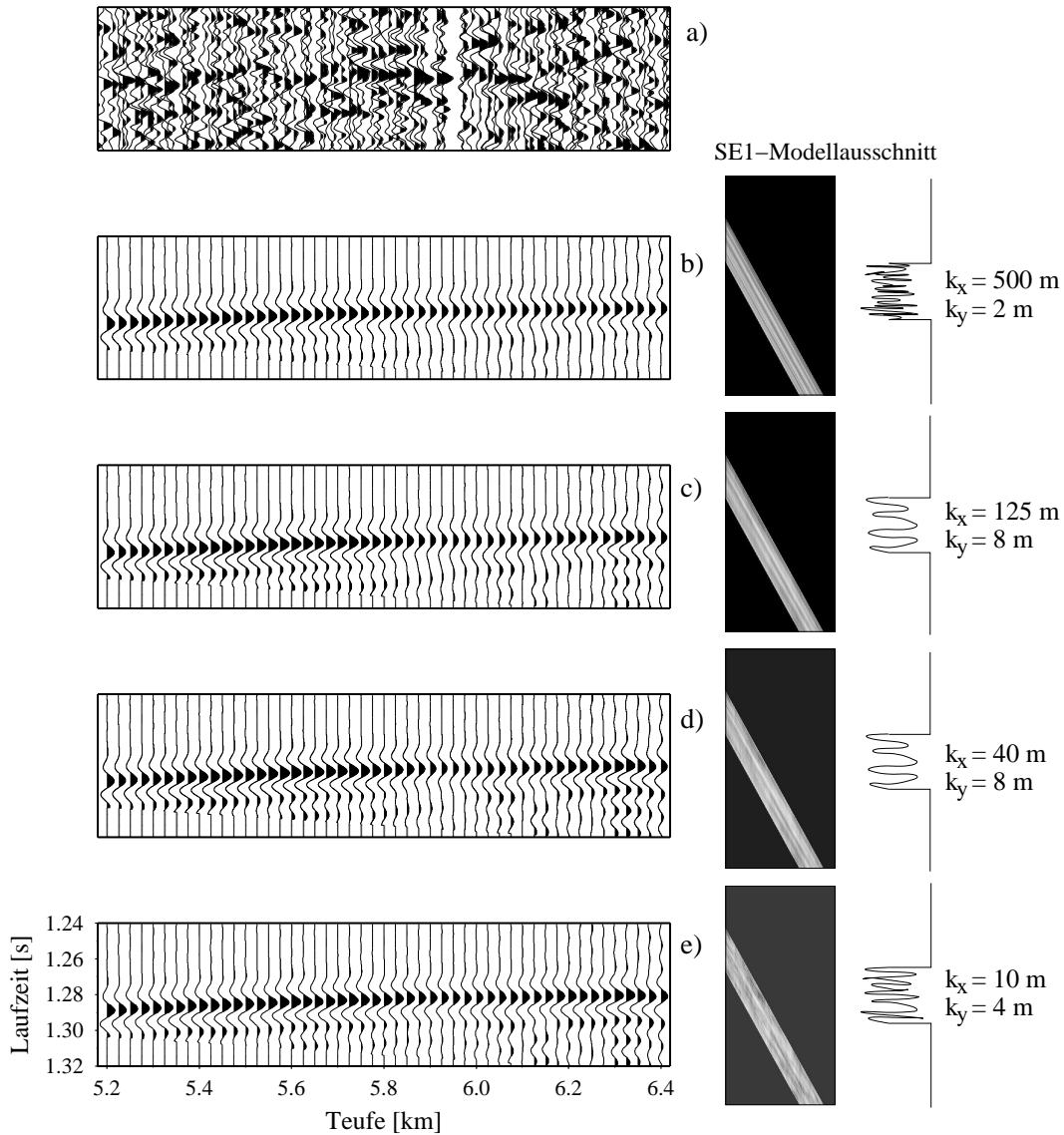


Abbildung 4.21: Seismogrammausschnitte mit den PS-Reflexionen des SE1-Reflektors: a) der Vertikalkomponente SP101, b) bis e) der 2D-FD Modellierungen mit unterschiedlichen Korrelationslängen der zufallsverteilten Geschwindigkeits- und Dichtewerte (k_x : längs des Einfallens, k_y : senkrecht dazu) mit Modellausschnitten und schematisch vereinfachten Querschnitten der SE1-Schicht mit den Geschwindigkeits- und Dichtewerten.

Die Korrelationslänge k_x parallel zum Einfall des SE1 und k_y senkrecht dazu wurden variiert, sodass in der Abb. 4.21 von b) nach e) die Geschwindigkeitsverteilung von einer langgestreckten zur kompakteren Form übergeht. Dabei wurde davon ausgegangen, dass sich Strukturen vor allem parallel zur Aufschiebungsfläche ausgebildet haben und somit die Korrelationslänge k_x größer als k_y für die Verteilung der Geschwindigkeits- und Dichtewerte ist. Damit verbunden ist die Vorstellung, dass die ausgebildeten Klüfte lang-

gestreckt, in der Form von flachen Brüchen sind und dadurch eine stärkere Reduktion des elastischen Kompressionsmoduls bewirkt wird als durch runde Poren (Walsh, 1965).

Eine Verwendung der Korrelationsanalysen von Geschwindigkeits- und Dichtelogs an der KTB von Gritto et al. (1994) ist nur bedingt möglich. Es wurden dort Korrelationslängen in der Größenordnung von 1 bis 3 m mit einer Standardabweichung von 0.5 und 3 m für eine Teufe bis 6 km bestimmt. Dies bedeutet gleichzeitig, dass bei einem Laufweg länger als 2.5 km eine absolute Dämpfung aufgrund von Streuung für Frequenzen größer 200 Hz besteht. Dies widerspricht dem beobachteten Frequenzinhalt seismischer in-situ Messungen, wie beispielsweise den VSP-Messungen, bei denen auch in größeren Tiefen hochfrequenter Wellenanteil aufgezeichnet wurde. Eine Erklärung für den Widerspruch kann die Verwendung eines eindimensionalen Mediums bei den Korrelationsanalysen sein.

Ergebnisse Die Reflexionsantwort eines SE1 mit langgestreckten Geschwindigkeitsverteilungen in der Abb. 4.21 b) entspricht der des homogenen Falls in Abb. 4.20 b). Erst bei stärkerer lateraler Inhomogenität wird in Abb. 4.21 c) bis e) die Reflexionsantwort komplexer und die Amplitudenantwort der späteren Phasen variieren in stärkerem Maße. Dabei lässt sich beobachten, dass eine Verringerung der Korrelationslängen nicht unbegrenzt die Reflektivität verändert. Die Reflexionsantwort in Abb. 4.21 e) wirkt beispielsweise spurweise ähnlicher als d), da die Korrelationslänge k_x kleiner als der Geophonabstand ist.

Fazit: Den SE1 als inhomogene Schicht mit zufallsverteilten Geschwindigkeiten zu modellieren, erhöht die Ähnlichkeit der synthetischen Seismogramme zu dem Feldseismogramm. Eine Variation der Amplitudenwerte der PS-Reflexionen lässt sich durch eine ebene SE1-*low velocity zone* mit zufallsverteilten Geschwindigkeits- und Dichtewerten bestimmter Korrelationslängen erzeugen.

SE1 mit Geschwindigkeitsgradient

Modellansatz Entsprechend dem allgemeinen Aufbau geologischer Störzonen wurde der SE1 in den folgenden Modellierungen komplexer gestaltet. Der prinzipielle, idealisierte Aufbau ist aus exhumierten Verwerfungen bekannt (Chester und Logan, 1986; Caine et al., 1996) und besteht gewöhnlich aus einer schmalen Kernzone, der *fault gouge*, wo die Scherdehnung lokalisiert ist und einer so genannten "damage zone" bzw. "disturb zone". Diese Zone mit deformierten Gestein umgibt den Kern und ist von größerer Mächtigkeit. In ihr nimmt die Deformation von innen nach außen graduell ab. Die Permeabilität hingegen kann ein Maximum innerhalb der Zone erreichen (Evans et al., 1997).

Für die Modellierungen besteht der Kern aus besonders stark erniedrigten Geschwindigkeits- und Dichtewerten und ist umgeben von einer Schicht mit gradueller Zunahme der Geschwindigkeits- und Dichtewerte (Gradientschicht). Dieser Verlauf

kann durch eine Kosinusfunktion angenähert beschrieben werden, nach der sich die Geschwindigkeits- und Dichtewerte denen der Deckschicht und der Kernzone annähern und die stärksten Gradienten in der Schichtmitte auftreten. Die Mächtigkeiten dieser Bereiche Kern und Gradientenschicht sind geologisch und tektonisch bedingt sehr verschieden und können mehrere Größenordnungen überdecken.

In Tab. 4.1 sind die Modellparameter vier verschiedener SE1-Modelle zusammengestellt. Die Wahl der Schichtdicken entspricht den Ergebnissen der 1D-Modellierungen und den Erstreckungen von Geschwindigkeitserniedrigungen in und um die Störungszonen aus den KTB-Bohrlochmessungen.

2D-Modell	Parameter der Kernzone	Parameter der Gradientenschicht
b) bis e)	20 m Schichtdicke	symmetrisch, 40 m Schichtdicke, Kosinusverlauf:
b)	$V_P=4800$ m/s, $V_S=2388$ m/s, $\rho=2.65 \cdot 10^3$ kg m ⁻³	V_P von 6500 auf 4800 m/s, V_S von 3700 auf 2388 m/s, ρ von 2.8 auf $2.65 \cdot 10^3$ kg m ⁻³
c)	homogen siehe b)	V_P von 6500 auf 5600 m/s, V_S von 3700 auf 3000 m/s, ρ von 2.8 auf $2.75 \cdot 10^3$ kg m ⁻³
d)	zufallsverteilte 10 % Fluktuation mit exponentieller Verteilung und Korrelationslänge: $k_x=40$ m, $k_y=8$ m $\bar{V}_P=4800$ m/s, V_S über V_P/V_S -Verhältnis=2.01 ρ aus V_P nach Birch (1961)	siehe c)
e)	siehe c), bimodal Korrelationslänge: $k_x=10$ m, $k_y=4$ m V_P 4800 m/s und 5600 m/s V_S über V_P/V_S -Verhältnis=2.01 ρ aus V_P nach Birch (1961)	siehe c)

Tabelle 4.1: Modellparameter der 2D-FD Modellierungen komplexer Modelle des SE1, die aus einer Kernzone und einer Gradientenschicht bestehen.

Ergebnisse In Abb. 4.22 sind die Ergebnisse der Modellierungen mit Kern- und Gradientzone dargestellt. In Abb. 4.22 b) sind wegen der identischen Geschwindigkeits- und Dichtewerte der Gradientenschicht und der Kernzone und des damit fehlenden Impedanzkontrasts die Amplituden der Reflexion sehr stark zurückgegangen und über einen größeren Zeitbereich verteilt. Im Allgemeinen bewirkt die Gradientenschicht jedoch eine Verringerung

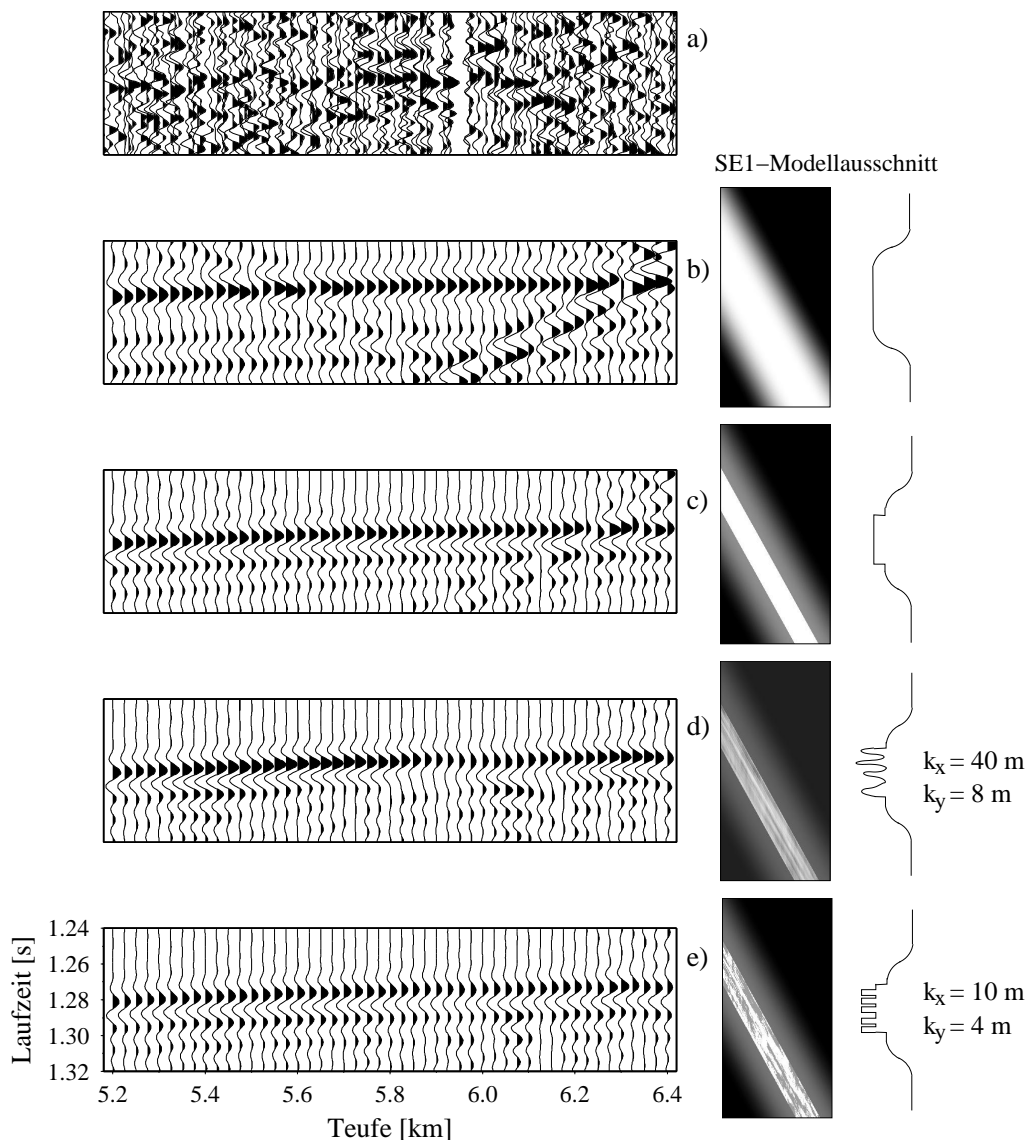


Abbildung 4.22: Seismogrammausschnitte mit den PS-Reflexionen des SE1-Reflektors: a) der Vertikalkomponente SP101, b) bis e) der 2D-FD Modellierungen (auf die Maximalamplitude der PS-Reflexionen sektionsnormierte Darstellung) mit Modellausschnitten und schematisch vereinfachten Querschnitten der Geschwindigkeits- und Dichtewerte der SE1-Schicht und Angaben zu den Korrelationslängen k_x und k_y ; weitere Modellparameter in der Tab. 4.1.

der Reflexionsamplituden. Dies wird besonders beim Vergleich der Abb. 4.22 c) mit der Abb. 4.20 b) deutlich. In beiden Modellen ist der Geschwindigkeits- und Dichtesprung zwischen Deckschicht und Innerem des SE1 als gleich angenommen. Die Reflexionsantworten sehen sich ähnlich. Die PS-Zeitfenster (1.24 bis 1.32 s) beider Abbildungen sind jedoch auf die jeweilige Maximalamplitude der PS-Reflexionen normiert. Die Unterschiede der Amplitudenwerte der PS-Reflexionen zeigen sich im Vergleich zur Stärke der Störphasen.

In Abb. 4.22 d) wurde die homogene Kernzone durch zufallsverteilte Geschwindigkeits- und Dichtewerte nach Abb. 4.21 d) belegt. Die Reflexionsantwort des SE1-Reflektors zeigt Spuren mit deutlich niedrigeren Amplituden und späteren Phasen, die kaum noch zu erkennen sind. Bei einem weiteren Versuch den Aufbau des SE1 zu modellieren, wurde statt der exponentiellen Zufallsverteilung nach Abb. 4.21 e) eine bimodale Verteilung gewählt. Der Kern ist mit den seismischen Geschwindigkeiten $V_P=4800$ m/s oder 5600 m/s, $V_S=2388$ m/s oder 2786 m/s über das V_P/V_S -Verhältnis von 2.01 und einer Dichte ρ aus V_P nach (Birch, 1961) belegt. Die 2D-Modellierungsergebnisse sind in der Abb. 4.22 e) dargestellt. Die bimodale Verteilung bewirkt keine stärkere Komplexität der Reflektivität des SE1 als die exponentielle Verteilung. Die kürzeren Korrelationslängen k_x als in Abb. 4.21 d) äußern sich durch einen glatteren Verlauf der Reflexionsantwort.

Fazit: Aus den Modellierungen wird deutlich, dass eine Gradientschicht zwar den geologischen Vorstellungen einer Störzone näher entspricht als eine einzelne 1D-*low velocity zone*, doch sind um die entsprechende Reflektivität erzeugen zu können, stärkere Impedanzkontraste erforderlich. Die Kernzone des SE1 muss signifikant niedrigere Geschwindigkeits- und Dichtewerte aufweisen als die Gradientschicht.

Finales SE1-Modell

Modellansatz Aus den Erfahrungen der Einflussgrößen auf die Reflektivität der vorangegangenen Modellierungen wurde ein endgültiges "finale" Modell gerechnet. Um der Komplexität der SE1-Reflexionsantwort gerecht zu werden, wurde beispielhaft das Modell nach Abb. 4.23 verwendet. Der SE1 wurde mit den Modellparametern der Abb. 4.22 d) und im untersuchten Teufenbereich durch eine stückweise zusammengesetzte Kernzone modelliert. Für die Materialbrücken zwischen den Bruchflächen wird eine homogene Verteilung von $V_p=5600$ m/s, $V_s=3000$ m/s und $\rho=2.75 \cdot 10^3$ kg m⁻³ angenommen.

Ergebnisse Die Seismogrammsektion für dieses "finale" Modell ist in Abb. 4.24 b) gezeigt. Die Modellierung zeigt eine Streuung der Laufzeiten der Maximalamplitude der PS-Reflexionen und Variation der Amplitudenwerte. Die Streuung verstärkt sich bei den späteren Phasen, ähnlich wie bei den kohärenten Phasen im Feldseismogramm (Abb. 4.24 a)).

Es zeigt sich, dass eine unterbrochene *low velocity zone* konstanten Einfallens, von 20 m Mächtigkeit und mit zufallsverteilten Geschwindigkeits- und Dichtewerten, eingebettet in eine symmetrische Gradientschicht von jeweils 40 m Mächtigkeit die Komplexität der PS-Reflexionen erzeugt, die in den Realdaten beobachtet wurde. Dieses geologische Modell kommt damit als mögliches Reflektormodell des SE1 in Frage.

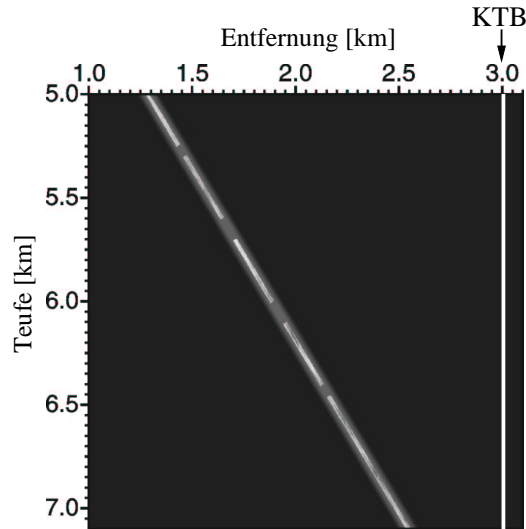


Abbildung 4.23: Finaler Modellausschnitt des SE1 als stückweise zusammengestellte Kernzone mit zufallsverteilten Geschwindigkeiten ($\bar{V}_{p2}=4800$ m/s, $\sigma_{Vp}=10$ %, $V_{p2}/V_{s2}=2.01$, ρ_2 nach Birch (1961), Korrelationslängen der exponentiellen Verteilung $k_x=40$ m, $k_y=8$ m, $dz=20$ m) umgeben von einer symmetrischen Gradientschicht (Kosinusverlauf der Geschwindigkeiten und Dichte von $V_{p1}=6500$ m/s, $V_{s1}=3700$ m/s, $\rho_1=2.8 \cdot 10^3$ kg m⁻³ auf $V_{p2}=5600$ m/s, $V_{s2}=3000$ m/s, $\rho_2=2.75 \cdot 10^3$ kg m⁻³ innerhalb von 40 m senkrecht zum SE1) der 2D-FD Modellierung der PS-Reflexionen des SE1-Reflektors für die Geophontentiefe: 5200 - 6400 m.

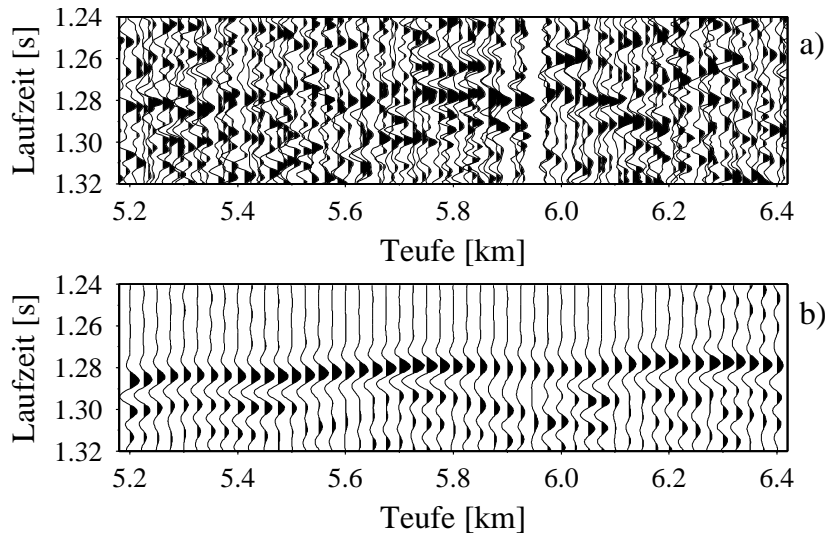


Abbildung 4.24: Seismogrammausschnitte mit den PS-Reflexionen des SE1-Reflektors: a) der Vertikalkomponente SP101, b) der 2D-FD Modellierung mit dem SE1 als stückweise zusammengestellte Kernzone mit zufallsverteilten Geschwindigkeiten und umgeben von einer Gradientschicht (Modellparameter nach Abb. 4.23).

Kapitel 5

Gesamtdiskussion und Ausblick

Die vorliegende Arbeit hatte zum Ziel, die seismischen Eigenschaften der kristallinen Kruste an der KTB-Lokation zu bestimmen. Die starke seismische Heterogenität des Mediums zeigt sich in den Ergebnissen der Untersuchungen durch starke Streuung und komplizierter Reflexionsantwort von Störzonen.

Ergebnisse der seismologischen Untersuchungen

Der seismologische Datensatz des Projektes "Seismologisches Tiefenlabor" erlaubt eine Abschätzung der Dämpfung seismischer Wellen an der KTB-Lokation. Mit der Methode der Spektrendivision zweier Stationen, NOTT an der Erdoberfläche und DSL in einer Bohrlochtiefe von 3827 m, wurde unter der Annahme einer frequenzunabhängigen Dämpfung ein effektives $Q_p \approx 40$ der P-Welle im Frequenzbereich von 10 bis etwa 20 Hz für Beben aus Slowenien und Italien und von 25 bis 42 Hz für einen lokalen Bebenschwarm ermittelt. Für die S-Welle ergab sich im Frequenzbereich von 25 bis 42 Hz für die Lokalbeben ein $Q_s \approx 110$. Die relativ geringen Q-Werte zeigen, dass die Wellen in diesem oberflächennahen Bereich ($z < 4$ km) stark gedämpft werden.

Das Verhältnis $Q_P/Q_S \approx 0.4$ des Bebenswarms deutet auf eine starke Streudämpfung hin. Die relativ geringen Q-Werte und der verstärkte Einfluss von Streuung auf die Dämpfung der Wellen an der KTB-Lokation bestätigen die Ergebnisse früherer Untersuchungen. Die Q-Bestimmung der Autoren erfolgte an anderen Datensätzen der KTB und mit verschiedenen Methoden. Wegen des begrenzten Differenzlaufweges zwischen den Seismometern kann die hier verwendete Methode der Spektrendivision bei den beobachteten Wellenlängen realistisch nur Werte $Q < 200$ auflösen.

Bei der Interpretation der VSP-Messungen von 1999 wurden zur Variation einzelner Parameter Modellierungsverfahren und Laboruntersuchungen eingesetzt. Im Geschwin-

digkeitsprofil ab 7400 m wurden größere Abweichungen der in-situ ermittelten V_P und V_S gegenüber den aus dem Mineralbestand bestimmten Geschwindigkeiten beobachtet. Die Geschwindigkeitsänderung als Funktion von der in-situ Spannung wurde durch Messungen im Labor untersucht.

Ergebnisse der Laboruntersuchungen

Ziel der petrophysikalischen Untersuchungen war es, den Einfluss des Porendrucks auf die seismischen Geschwindigkeiten als ein Parameter für die oben genannte Geschwindigkeitsabweichung zu bestimmen. Dafür wurden Ultraschallmessungen an einer klüftigen, vollständig wassergesättigten Zylinderprobe aus Hornblendegneis durchgeführt. Das Probenmaterial stammt aus ca. 7000 m Tiefe der KTB-Hauptbohrung. In der Druckzelle der Durchströmungsanlage am GFZ wurde die Probe unter hydrostatischen Bedingungen bis max. 250 MPa belastet. Dabei wurde ein Porendruck bis 90 MPa aufgebracht. Die Probe wurde in Längsrichtung parallel zur makroskopischen Klüftung durchschallt. Mit zusätzlichen Messungen an der triaxialen Stempelpresse der Universität in Kiel wurde nachgewiesen, dass Geschwindigkeitsanisotropie bei diesem Gestein gering ist und dass die in-situ Temperaturen die Geschwindigkeiten nicht wesentlich beeinflussen. Der im Labor nachgewiesene Einfluss des Porendrucks auf die Geschwindigkeiten bewirkt bei der P-Welle eine Reduktion um 50 bis 100 m/s und bei der S-Welle um 70 bis 270 m/s. Die bei den VSP-Messungen beobachtete starke Abnahme von V_P um durchschnittlich 500 m/s und von V_S um durchschnittlich 150 m/s in Tiefen größer als 7400 m in der KTB-Hauptbohrung kann daher nicht allein Porendruck erklärt werden. Wahrscheinlicher liegt die Ursache für die beobachtete Geschwindigkeitserniedrigung im Lithologie- und Strukturwechsel sowie im stärksten Maße in Veränderungen der Klüftigkeit des Gebirges.

Ergebnisse zur Natur des seismischen Reflektors SE1

Die Reflektivität der kristallinen Kruste an der KTB-Loaktion wird im großen Umfang auf die Klüftigkeit zurückgeführt (Harjes et al., 1997). Der hier näher untersuchte seismische Reflektor SE1 ist eine kataklastische Störzone, deren Gesteine mechanisch geschädigt sind. Ausdruck dafür sind die reduzierten elastischen Konstanten. Desweiteren ist die Störzone charakterisiert durch intrudierte Fluide (Harjes et al., 1997).

Im Bohrloch ist nachgewiesen worden, dass es sich bei der Störzone SE1 um eine seismische Niedriggeschwindigkeitszone (*low velocity zone*) handelt (de Wall et al., 1994). Aus dem VSP-Datensatz 1999 lässt sich diese Aussage über die Polarität der seismischen Welleneinsätze der P- und PS-Wellen mittels Kreuzkorrelation ebenfalls erklären. Die beobachtete positive Korrelation zwischen den beiden Welleneinsätzen (nach Mittelung der untersuchten Spuren) steht in Übereinstimmung mit dem Konzept einer *low velocity zone*.

Die Bestimmung der Mächtigkeit von Störzonen mit seismischen Verfahren ist allgemein eine schwierige Aufgabe (Meissner, 1996). Schon die Auflösung ist aufgrund der verwendeten Wellenlängen auf einige Zehnermeter beschränkt und Tuningeffekte durch $\lambda/4$ Schichtdicken und multiple Einsätze verändern die Wellenantwort einer derartigen Zone.

In der vorliegenden Arbeit wurde ein Ansatz gefunden, auch die Mächtigkeit der Störzone SE1 zu bestimmen. Das charakteristische Frequenzverhaltens des scheinbaren Reflexionskoeffizienten bei den PS-reflektierten Wellen und den P-Wellen liegt an der Welleninterferenz. Durch 1D-Modellierung und Modelloptimierung wurde für die SE1-*low velocity zone* eine Mächtigkeit von 20.5 m bestimmt.

Der scheinbare frequenzabhängige Reflexionskoeffizient besitzt einen stabilen Verlauf zwischen 140 und 210 Hz. Zu seiner Bestimmung wurden die Amplitudenspektren der ungefilterten seismischen Spuren der Vertikalkomponente in der Teufe von 5300 bis 6200 m gemittelt. Durch die Bezeichnung "scheinbarer" Reflexionskoeffizient soll ausgedrückt werden, dass die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Amplituden z.B. nicht um die sphärische Divergenz korrigiert wurden und dass das hohe Niveau des ermittelten scheinbaren Reflexionskoeffizienten auf einen verstärkten Streuanteil in der PS-reflektierten Phase zurückzuführen ist. In dem genannten Frequenzbereich betragen die maximalen Reflexionskoeffizienten ca. 0.55 bei Frequenzen von 140 bis 220 Hz mit einem relativen Minimum von ca. 0.3 bei 170 bis 180 Hz.

Mit Hilfe der Reflektivitätsmethode wurde für den Einschichtfall ein dämpfungsfreies Modell für den SE1-Reflektor ermittelt, dessen frequenzabhängiger Reflexionskoeffizient am besten den Realdaten entspricht. Basierend auf beobachteten Interferenzen wurde als Modellparameter eine Schichtdicke von 20.5 m mit einer Geschwindigkeitsreduktion der P-Welle von 6500 m/s auf 4800 m/s und der S-Welle von 3700 m/s auf 2388 m/s ($V_P/V_S=2.01$) ermittelt. Dieses Geschwindigkeitsverhalten für den SE1 ist typisch für Störungszonen mit wassergefüllten Klüften.

Um die Modellklassen einzuschränken, die das Aussehen der PS-Reflexionen der Realdaten der VSP Messung 1999 erklären können, wurden wichtige Modellparameter bei der 2D-FD Modellierung systematisch variiert. Der Einfluss einer möglichen Undulation des SE1-Reflektors ist aufgrund der großen Wellenlänge nur gering und somit nicht aus den seismischen Beobachtungen auflösbar. Den SE1 als inhomogene Schicht mit zufallsverteilten Geschwindigkeits- und Dichtewerten bestimmter Korrelationslängen zu modellieren, erhöht die Ähnlichkeit der synthetischen Seismogramme zu dem beobachteten Seismogramm. Die Variation der Amplitudenwerte der PS-Reflexionen lässt sich schließlich durch einen unterbrochenen Reflektor erhöhen, der darüber hinaus eine Streuung der Laufzeiten erzeugt. Es wurde eine Einschränkung der Modellvielfalt durch diese Modellierungen erzielt.

Bei weiterführenden Untersuchungen kann beispielsweise der Einfluss von fluidgefüllten Klüften stärker simuliert werden. Dabei sind wichtige Inputparameter eine Abschätzung von Kluftverteilung und -dichte an der KTB-Lokation. Es ist zu erwarten, dass sich dabei der Einfluss von Diffraktion verstärkt.

Literaturverzeichnis

- Abercrombie, R. E., A summary of attenuation measurements from borehole recordings of earthquakes: 10 Hz transition problem, *Pure Appl. Geophys.*, *153*, 475–487, 1998.
- Abercrombie, R. E., Crustal attenuation and site effects at Parkfield, California, *J. Geophys. Res.*, *105*, 6277–6286, 2000.
- Aki, K. E. und Richards, P. G., *Quantitative Seismology - Theory and Methods I*, Freeman, San Francisco, 1980.
- Anderson, D. L., Minster, B., und Cole, D., The effect of oriented cracks on seismic velocities, *J. Geophys. Res.*, *79*, 4011–4015, 1974.
- Bankwitz, P. und Bankwitz, E., Stress analysis on KTB drill cores derived from fractographic features, *KTB-Report*, *93-2*, 213–218, 1993.
- Båth, M., *Spectral Analysis in Geophysics*, Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam, 1974.
- Berckhemer, H., *Grundlagen der Geophysik*, Wissenschaftliche Buchgesellschaft, 1990.
- Berckhemer, H., Rauen, A., Winter, H., Kern, H., Kotny, A., Lienert, M., Nover, G., Pohl, J., Popp, T., Schult, A., Zinke, J., und Soffel, H. C., Petrophysical properties of the 9-km deep crustal section at KTB, *J. Geophys. Res.*, pp. 18 337–18 362, 1997.
- Bernabe, Y., The effective pressure law for permeability in Chelmsford granite and Barre granite, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, *23*, 267–275, 1986.
- Bernabe, Y., The effective pressure law for permeability during pore pressure and confining pressure cycling of several crystalline rocks, *J. Geophys. Res.*, *92*, 649–657, 1987.
- Biot, M., General theory of three-dimensional consolidation, *J. Appl. Phys.*, *12*, 155–164, 1941.
- Birch, F., The velocity of compressional waves in rocks to 10 kilobars, part 1, *J. Geophys. Res.*, *66*, 1083–1102, 1960.

- Birch, F., The velocity of compressional waves in rocks to 10 kilobars, part 2, *J. Geophys. Res.*, *66*, 2.199–2.224, 1961.
- Bohlen, T., *Viskoelastische FD-Modellierung seismischer Wellen zur Interpretation gemessener Seismogramme*, Dissertation, Christian-Albrechts-Universität Kiel, 1998.
- Bohlen, T., Parallel 3-D viscoelastic finite difference seismic modelling, *Comput. & Geosci.*, *28*, 887–899, 2002.
- Bohlen, T. und Sanger, E. H., Finite Difference Modelling of viscoelastic and anisotropic wave propagation using the rotated staggered grid, *Geophysics*, submitted, 2003.
- Borm, G., Scherbaum, F., und Weber, M., Seismologisches Tiefenlabor in den KTB/ICDP-Bohrungen, *DFG-Abschlussbericht*, 2001.
- Borm, G., Giese, R., Klose, C., Mielitz, S., und Bohlen, T., ISIS- integrated seismic imaging system for the geological prediction ahead of underground construction, in *EAGE 65th Conference & Exhibition*, Stavanger, Norway, 2003.
- Brace, W. F., Some new measurements of linear compressibility of rocks, *J. Geophys. Res.*, *70*, 391–398, 1965.
- Brudy, M., *Determination of in-situ stress magnitude and orientation to 9 km depth at the KTB site*, Dissertation, Universität Karlsruhe, Karlsruhe, 1995.
- Brudy, M., Zoback, M., Fuchs, K., Rummel, F., und Baumgärtner, J., Estimation of the complete stress tensor to 8 km depth in the KTB scientific drill holes: Implications for crustal strength, *American Geophysical Union, Reprinted from the Journal of the Geophysical Research*, *102*, 18.453–18.475, 1997.
- Buske, S., 3-D prestack Kirchhoff migration of the ISO89-3D data set, *Pure Appl. Geophys.*, *156*, 157–171, 1999.
- Caine, J. S., Evans, J. P., und Forster, C. B., Fault zone architecture and permeability structure, *Geology*, *24*, 1.025–1.028, 1996.
- Carter, J. A., Barstow, N., Pomeroy, P. W., Chael, E. P., und Leahy, P. J., High-frequency seismic noise as function of depth, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, *81*, 1101–1114, 1991.
- Chester, F. M. und Logan, J. M., Implications for mechanical properties of brittle faults from observations of the Punchbowl fault zone, California, *Pure Appl. Geophys.*, *124*, 79–105, 1986.
- Christensen, N. I., Compressional wave velocities in metamorphic rocks at pressures to 10 kilobars, *J. Geophys. Res.*, *70*, 6147–6164, 1965.

- Coyle, D. A. und Wagner, G. A., Fission-track investigations on sphene from the KTB Deep Drilling Project (Germany): Post-Permian cooling history and in situ annealing, *KTB-Report, 94-2*, A63–A70, 1994.
- de Wall, H., Duyster, J., Hirschmann, G., Kontny, A., Lich, S., und Spangenberg, E., Die Störungszone in 7 km Tiefe - Ursachen eines seismischen Reflektors, *KTB-Report, 94-3*, 83–96, 1994.
- DEKORP Research Group, Depth determination of prominent seismic structures beneath the KTB main drillhole KTB-HB, *KTB-Report, 92-5*, 149–160, 1992.
- Dürbaum, H.-J., Introduction to ISO 89, *KTB-Report, 90-6b*, 1990.
- Duyster, J., Figgemeier, C., Godizart, S., Hoffmann, A., Kotny, A., Lich, S., Machon, L., Pribnow, D., Rauen, A., Röckel, T., Spangenberg, E., Umsonst, T., de Wall, H., Winter, H., Wöhrle, T., und Dietrich, H. G., The lithological profile of the KTB Hauptbohrung 6000 - 7220 m, *KTB-Report, 93-2*, 15–63, 1993.
- ELEKTG Group, KTB and the electrical conductivity of the crust, *American Geophysical Union, Reprinted from the Journal of the Geophysical Research, 102*, 18.289 –18.305, 1997.
- Evans, J. und Zucca, J., Active source , high-resolution (NeHT) tomography: Velocity and Q, in *Seismic Tomography: Theory and Practice*, edited by H. Iyer und K. Hirahara, pp. 695–727, Chapman and Hall, New York, 1993.
- Evans, J. P., Forster, C. B., und Goddard, J. V., Permeability of fault-related rocks, and implications for hydraulic structure of fault zones, *Journal of Structural Geology, 19*, 1.393–1.404, 1997.
- Fischer, D., *Intervallgeschwindigkeitsbestimmung an der KTB im Rahmen des Tiefen-VSP99*, Diplomarbeit, Christian-Albrechts-Universität Kiel, Institut für Geowissenschaften, Abteilung Geophysik, 2000.
- Frank, A., *Migration und quantitative Interpretation primärer und konvertierter Reflexionen des tiefen VSP99 an der KTB*, Diplomarbeit, Christian-Albrechts-Universität Kiel, Institut für Geowissenschaften, Abteilung Geophysik, 2002.
- Franke, W., The geological framework of the KTB drill site, Oberpfalz, in *The German Continental Deep Drilling Program (KTB)*, edited by R. Emmermann und J. Wohlenberg, pp. 37–54, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1989.
- Fuchs, K. und Müller, G., Computation of synthetic seismograms with the reflectivity method and comparison with observations, *Geophys. J. R. Astr. Soc., 23*, 417–433, 1971.

- Geertsma, J., The effect of fluid pressure decline on volumetric changes of porous rocks, *Petroleum Transactions, AIME*, 210, 331–340, 1957.
- Gottwald, W., *Statistik für Anwender*, Wiley-VCH, Weinheim, 2000.
- Gritto, R., Kaelin, B., und Johnson, L. R., Small scale crustal structure: Consequences for elastic wave propagation at the KTB site, *KTB-Report*, 94-1, 351–365, 1994.
- Guéguen, Y. und Palciauskas, V., *Introduction to the Physics of Rocks*, Princeton University Press, New Jersey, 1994.
- Harjes, H.-P., Bram, K., Dürmann, H.-J., Gebrande, H., Hirschmann, G., Janik, M., Köckner, M., Lüschen, E., Rabbel, W., Simon, M., Thomas, R., Tormann, J., und Wenzel, F., Origin and nature of crustal reflections: Results from integrated seismic measurements at the KTB superdeep drilling site, *American Geophysical Union, Reprinted from the Journal of the Geophysical Research*, 102, 18.267–18.288, 1997.
- Healy, J. H. und Peake, L. G., Seismic velocity structure along a section of the San Andreas fault near Bear Valley, California, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 65, 1.177–1.197, 1975.
- Hirschmann, G., On the geological interpretation of the 3-D seismic data with special regard to the information from the KTB boreholes, *KTB-Report*, 92-5, 351–373, 1992.
- Hirschmann, G. und Lapp, M., Evaluation of the structural geology of the KTB Hauptbohrung, *KTB-Report*, 94-1, 285–308, 1994.
- Hluchy, P., Körbe, M., und Thomas, R., Preliminary interpretation of the 3D - seismic survey at the KTB location, *KTB-Report*, 92-5, 31–52, 1992.
- Hohrath, A., Bram, K., Hanitzsch, C., Hubral, P., Kästner, U., Lüschen, E., Rühl, T., Schruth, P. K., und Söllner, W., Evaluation and interpretation of VSP-measurements in the KTB-Oberpfalz pilot borehole, *Scientific Drilling*, 3, 89–99, 1992.
- Holliger, K., Seismic scattering in the upper crystalline crust based on the evidence from sonic logs, *Geophys. J. Int.*, 128, 65–72, 1997.
- Huenges, E., Engeser, B., Kück, J., Kamm, C., und Zoth, G., Formation-pressure down of the depth 8.7 km in the Kontinentale Tiefbohrung KTB, *Scientific Drilling*, 5, 17–21, 1995.
- Huenges, E., Erzinger, J., Kück, J., Engeser, B., und Kessels, W., The permeable crust: Geohydraulic properties down to 9101m depth, the KTB deep drill hole, *American Geophysical Union, Reprinted from the Journal of the Geophysical Research*, 102, 18.255–18.267, 1997.

- Jia, Y. und Harjes, H.-P., Seismische Q-Werte als Ausdruck von intrinsischer Dämpfung und Streudämpfung der kristallinen Kruste um die KTB-Lokation, in *ICDP/KTB-Kolloquium, Wissenschaftliches Programm und Abstracts*, Bochum, 1997.
- Johnston, D. H., Toksöz, M. N., und Timur, A., Attenuation of seismic waves in dry and saturated rocks: II. Mechanisms, *Geophysics*, *44*, 691–711, 1979.
- Jones, A. G. und Holliger, K., Spectral analyses of the KTB sonic and density logs using robust nonparametric methods, *J. Geophys. Res.*, *102*, 18.391–18.403, 1997.
- Kern, H., P- and S-wave velocities in crustal and mantle rocks under the simultaneous action of high confining pressure and high temperature and the effect of the rock microstructure, in *High-Pressure Researches in Geoscience*, edited by W. Schreyer, pp. 15–45, E. Schweizerbart'sche Verlagsbuchhandlung, 1982.
- Kern, H. und Schmidt, R., Physical properties of the KTB core samples at simulated in situ conditions, *Scientific Drilling*, *1*, 217–223, 1990.
- Kern, H., Popp, T., und Schmidt, R., The velocity and density structure of the 4000 m crustal segment at the KTB drilling site and their relationship to lithological and microstructural characteristics of the rocks: an experimental approach, *Scientific Drilling*, *2*, 130–145, 1991.
- Kern, H., Popp, T., und Schmidt, R., The effect of a deviatoric stress on physical rock properties, *Surveys in Geophysics*, *15*, 467–479, 1994.
- Kessels, W., Vergleich zwischen Bohrmeister- und Meßteufe unter den Bedingungen der KTB-Oberpfalz HB, *KTB-Report*, *92-1*, 33–49, 1992.
- Kneib, G., The statistical nature of upper continental crystalline crust derived from in situ measurements, *Geophys. J. Int.*, *122*, 594–616, 1995.
- Levander, A. R. und Holliger, K., Small-scale heterogeneity and large-scale velocity structure of the continental crust, *J. Geophys. Res.*, *97*, 8797–8804, 1992.
- Li, X.-P., Estimation of apparent seismic attenuation of crystalline rocks in the KTB area using VSP data, *Scientific Drilling*, *5*, 199–216, 1995.
- Li, X.-P., Estimation of in-situ P-wave attenuation from full waveform sonic data - application to the KTB pilot hole, *Scientific Drilling*, *6*, 15–26, 1997a.
- Li, X.-P., Comparison of seismic attenuation in the German KTB and in the Russian Kola deep well, *Journal of Seismic Exploration*, *6*, 319–330, 1997b.
- Li, X.-P. und Richwalski, S., Seismic attenuation and velocities of P- and S-waves in the German KTB area, *J. Appl. Geophys.*, *36*, 67–76, 1996.

- Lich, S., Duyster, J., Godizart, G., Keyssner, S., und de Wall, H., German Continental Deep Drilling Program (KTB) - Geological survey of the Hauptbohrung 0 - 6000 m, *KTB-Report, 92-2*, B1–B42, 1992.
- Liu, B., Kern, H., und Popp, T., Attenuation and velocities of P- and S-waves in dry and saturated crystalline and sedimentary rocks at ultrasonic frequencies, *Phys. Chem. Earth (A)*, *22*, 75–79, 1997.
- Meissner, R., Faults and folds, fact and fiction, *Tectonophysics*, *264*, 279–293, 1996.
- Meissner, R. und Wever, T., Intracontinental seismicity, strength of crustal units, and the seismic signature of fault zones, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, *A317*, 45–61, 1986.
- Menke, W., Levin, V., und Sethi, R., Seismic attenuation in the crust at the mid-Atlantic plate boundary in south-west Iceland, *Geophys. J. Int.*, *122*, 175–182, 1995.
- Moos, D. und Zoback, M. D., In situ studies of velocity in fractured crystalline rocks, *J. Geophys. Res.*, *88*, 2.345–2.358, 1983.
- Morrow, C., Lockner, D., und Hickman, S., Effects of lithology and depth on the permeability of core samples from Kola and KTB drill holes, *J. Geophys. Res.*, *99*, 7.263–7.274, 1994.
- Morrow, C. A., Zang, B., und Byerlee, J. D., Effective pressure law for permeability of Westerly granite under cyclic loading, *J. Geophys. Res.*, *91*, 3870–3876, 1986.
- Müller, H., Tapfer, M., Emmermann, R., und Wimmenauer, W., Die Paragneise im Profil der KTB-Vorbohrung, *KTB-Report, 89-3*, 61–66, 1989.
- Müller, T. M. und Shapiro, S. A., Seismic scattering attenuation estimates for the German KTB area derived from well-log statistics, *Geophys. Res. Lett.*, *28*, 3761–3764, 2001.
- Nur, A., Dilatancy, pore fluids, and premonitory variations of t_s/t_p travel times, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, pp. 1217–1222, 1972.
- Nur, A. und Byerlee, J., An exact effective stress law for elastic deformation of rock with fluids, *J. Geophys. Res.*, *76*, 6414–6419, 1971.
- Nur, A. und Simmons, G., The effect of saturation on velocity in low porosity rocks, *Earth Plan. Sci. Lett.*, *7*, 183–193, 1969.
- O’Connell, R. J. und Budiansky, B., Seismic velocities in dry and saturated cracked solids, *J. Geophys. Res.*, *79*, 5412–5425, 1974.
- O’Connell, R. J. und Budiansky, B., Measures of dissipation in viscoelastic media, *Geophys. Res. Lett.*, *5*, 5–8, 1978.

- Pilant, W. L., *Elastic waves in the earth*, vol. 11 of *Developments in Solid Earth Geophysics*, Elsevier Scientific Publishing Company, 1979.
- Popp, T., *Der Einfluss von Gesteinsmatrix, Mikrorissgefügen und intergranularen Fluiden auf die elastischen Wellengeschwindigkeiten und die elektrische Leitfähigkeit krustenrelevanter Gesteine unter PT-Bedingungen*, Ph.D. thesis, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät der Christian-Albrecht-Universität in Kiel, Germany, 1994.
- Popp, T. und Kern, H., The influence of dry and water saturated cracks on seismic velocities of crustal rocks - a comparison of experimental data with theoretical model, *Surveys in Geophysics*, 15, 443–465, 1994.
- Prasad, M., Manghnani, M. H., und Siegesmund, S., Compressional wave velocity and quality factor characteristics of selected KTB core samples, *Scientific Drilling*, 4, 227–231, 1994.
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., und Flannery, B. P., *Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing*, 2nd ed., Cambridge University Press, Cambridge-New York-Mebourne, 1999.
- Pujol, J., Lüschen, E., und Hu, Y., Seismic wave attenuation in metamorphic rocks from VSP data recorded in Germany's continental super-deep borehole, *Geophysics*, 63, 354–365, 1998.
- Rabbel, W. und Borm, G., Zwischenbericht 1999-2000 zum Projekt: Tiefes VSP an der Kontinentalen Tiefbohrung, *Deutsche Forschungsgesellschaft*, pp. 1–32, 2000.
- Rabbel, W., Gebrande, H., Borm, G., und Hubral, P., Zwischenbericht 1998-1999 zum Projekt: Tiefes VSP an der Kontinentalen Tiefbohrung, *Deutsche Forschungsgesellschaft*, pp. 1–33, 1999.
- Rabbel, W., Beilecke, T., Borm, G., Bram, K., Fischer, D., Frank, A., Gebrande, H., Hasenclever, J., Kück, J., Lüschen, E., und Smithson, S., The SE1-reflection of the KTB: Seismic close up views and rock properties of a major fault zone at 7-8.5 km depth derived from VSP measurements, in *ICDP/KTB-Kolloquium, Wissenschaftliches Programm und Abstracts*, Potsdam, 2002.
- Rauen, A. und Winter, H., KTB Hauptbohrung, results of geoscientific investigation in the KTB field laboratory, final report: 0-9101 m: petrophysical properties, *KTB-Report*, 95-2, D1–D45, 1995.
- Rice, J. R. und Cleary, M. P., Some basic stress diffusion solution for fluid-saturated elastic porous media with compressible constituents, *Rev. of Geophys. and Space Physics*, 14, 227–240, 1976.

- Rietbrock, A. und Scherbaum, F., The GIANT analysis system, *Seismol. Res. Lett.*, 69, 40–45, 1998.
- Rietbrock, A. und Scherbaum, F., Crustal scattering at the KTB from a combined micro-earthquake and receiver analysis, *Geophys. J. Int.*, 136, 57–67, 1999.
- Röckel, T., *Der Spannungszustand in der Erdkruste am Beispiel der Tiefbohrungen des KTB-Programms*, vol. 137, G. Gudehus, O. Natau, Karlsruhe, Veröffentlichungen des Institutes für Bodenmechanik und Felsmechanik der Universität Fridericiana edn., 1996.
- Sanders, C. O., Local earthquake tomography: attenuation- theory and results, in *Seismic Tomography: Theory and Practice*, edited by H. Iyer und K. Hirahara, pp. 676–694, Chapman and Hall, New York, 1993.
- Satake, K. und Hashida, T., Three-dimensional attenuation structure beneath North Island, New Zealand, *Tectonophysics*, 159, 181–194, 1989.
- Sato, H., Unified approach to amplitude attenuation and coda excitation in the randomly inhomogeneous lithosphere, *Pure Appl. Geophys.*, 132, 93–121, 1990.
- Scherbaum, F., Combined inversion for the three-dimensional Q structure and source parameters using microearthquake spectra, *J. Geophys. Res.*, 95, 12,423–12,438, 1990.
- Scherbaum, F. und Johnson, J., PITSA, Programmable Interactive Toolbox for Seismological Analysis, *IASPEI Software Library*, 5, 1992.
- Schön, J. H., *Physical properties of rocks: Fundamentals and principles of petrophysics*, vol. 18, Pergamon, Oxford, UK, Handbook of Geophysical Exploration edn., 1996.
- Sheriff, R. E., Factors affecting seismic amplitudes, *Geophys. Prosp.*, 23, 125–138, 1975.
- Sheriff, R. E. und Geldart, L. P., *Exploration seismology*, Cambridge University Press, Cambridge, 1995.
- Sibson, R. H., Fault rocks and fault mechanism, *J. Geol. Soc. Lond.*, 133, 191–213, 1977.
- Siegesmund, S., *Texturelle und strukturelle Eigenschaften mylonitischer Gesteine der Insubrischen Linie (Ivrea-Zone, Italien) und ihr Einfluss auf die elastischen Gesteinseigenschaften*, Ph.D. thesis, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät der Christian-Albrecht-Universität in Kiel, Germany, 1989.
- Simmons, G. und Nur, A., Granites: Relation of properties in situ to laboratory measurements, *Science*, 162, 789–791, 1968.
- Skempton, A. W., *Effective stress in soils, concrete, and rock*, Butterworths, London, 1960.

- Söllner, W., Lüschen, E., Li, X.-P., Hubral, P., Gut, T. W., und Widmaier, M., VSP-
A link between seismic reflection profiling and lithology, *KTB-Report*, 92-5, 169–199,
1992.
- Spencer, T. W., Sonnad, J. R., und Butler, T. M., Seismic Q - Stratigraphy or dissipation,
Geophysics, 47, 16–24, 1982.
- Stierman, D. J. und Kovach, R. L., An in situ velocity study: The Stone Canyon well, *J.*
Geophys. Res., 84, 672–678, 1979.
- Todd, T. und Simmons, G., Effect of pore pressure on the velocity of compressional waves
in the low-porosity rocks, *J. Geophys. Res.*, 77, 3731–3743, 1972.
- Toksöz, M. N., Dainty, A. M., Reiter, E., und Wu, R.-S., A model for attenuation and
scattering in the earth's crust, *Pure Appl. Geophys.*, 128, 81–100, 1988.
- Tonn, R., The determination of the seismic quality factor Q from VSP data: A comparison
of different computational methods, *Geophys. Prosp.*, 1991.
- Virieux, J., Velocity-stress finite-difference method, *Geophysics*, 51, 889–901, 1986.
- Voigt, W., *Lehrbuch der Kristallphysik*, Verlag von B.G.Teubner, Leipzig, 1910.
- Vollbrecht, A., Weber, K., und Schmoll, J., Structural model for the saxothuringian -
moldanubian suture in the variscan basement of the Oberpfalz (Northeastern Bavaria,
F.R.G.) interpreted from geophysical data, *Tectonophysics*, 157, 123–133, 1989.
- Walsh, J. B., The effect of cracks on the compressibility of rocks, *J. Geophys. Res.*, 70,
381–389, 1965.
- Walsh, J. B. und Grosenbaugh, M. A., A new model for analyzing the effect of fractures
on compressibilities, *J. Geophys. Res.*, 84, 3532–3536, 1979.
- Weber, J. R., *Untersuchungen zur Permeabilitätsdilatanz kristalliner Gesteine unter devia-*
torischer Belastung, Ph.D. thesis, Fakultät für Bergbau, Hüttenwesen und Maschinen-
wesen der Technischen Universität Clausthal, Germany, 1994.
- Winter, H., Adelhardt, S., Jerak, A., und Küchenhoff, H., Characterization of cataclastic
shear-zones of the KTB deep drill hole by regression analysis of drill cuttings data,
Geophys. J. Int., 150, 1–9, 2002.
- Wolter, K. E., Röckel, T., Bücken, C., Dietrich, H. G., und Berckhemer, H., Core dinking
in KTB drill cores and the determination of the in situ stress orientation, *KTB-Report*,
90-8, G1–G13, 1990.

- Wu, H. und Lees, J. M., Attenuation structure of Coso geothermal area, California, from pulse widths, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 861, 1574–1590, 1996.
- Wu, R.-S., Xu, Z., und Li, X.-P., Heterogeneity spectrum and scale-anisotropy in the upper crust revealed by the German continental deep-drilling KTB holes, *Geophys. Res. Lett.*, 21, 911–914, 1994.
- Zang, A., Wolter, K., und Berckhemer, H., Strain recovery, microcracks and elastic anisotropy of drill cores from KTB deep well, *Scientific Drilling*, 1, 115–126, 1989.
- Zillmer, M., Müller, G., und Stiller, M., Seismic reflections from crystalline crust below the Continental Deep Drilling Site KTB: Modeling and interference on the reflector properties, *J. Geophys. Res.*, 107, ESE 2–1 – 2–14, 2002.
- Zimmermann, G., Körner, A., und Burkhardt, H., Hydraulic pathways in the crystalline rock of the KTB, *Geophys. J. Int.*, 142, 4–14, 2000.
- Zoback, M. D. und Harjes, H., Injection induced earthquakes and crustal stress and 9 km depth at the KTB deep drilling site, *J. Geophys. Res.*, 102, 18 477–18 491, 1997.

Anhang

Anhang A

Seismologisches Tiefenlabor

Regionalbeben

In Abb. A.1 ist die Q-Bestimmung aus den Spektralverhältnissen der Stationen NOTT und DSL für die P-Welle des Bebens aus Slowenien vom 13.03.1998 und in Abb. A.2 die des Bebens aus Italien vom 26.03.1998 dargestellt. Die Auswertung erfolgte wie die Auswertung des Bebens aus Slowenien vom 12.04.1998 in Kapitel 2.3.

Bebenschwarm vom Mai/Juni 1999

Etwa 30 km nördlich von der KTB-Lokation fand im Mai/Juni 1999 ein Schwarm von Einzelbeben mit Magnituden bis zu 1.8 statt. Die Herdparameter und die Q-Werte der Spektrendivision sind in Tab. A.1 gegeben.

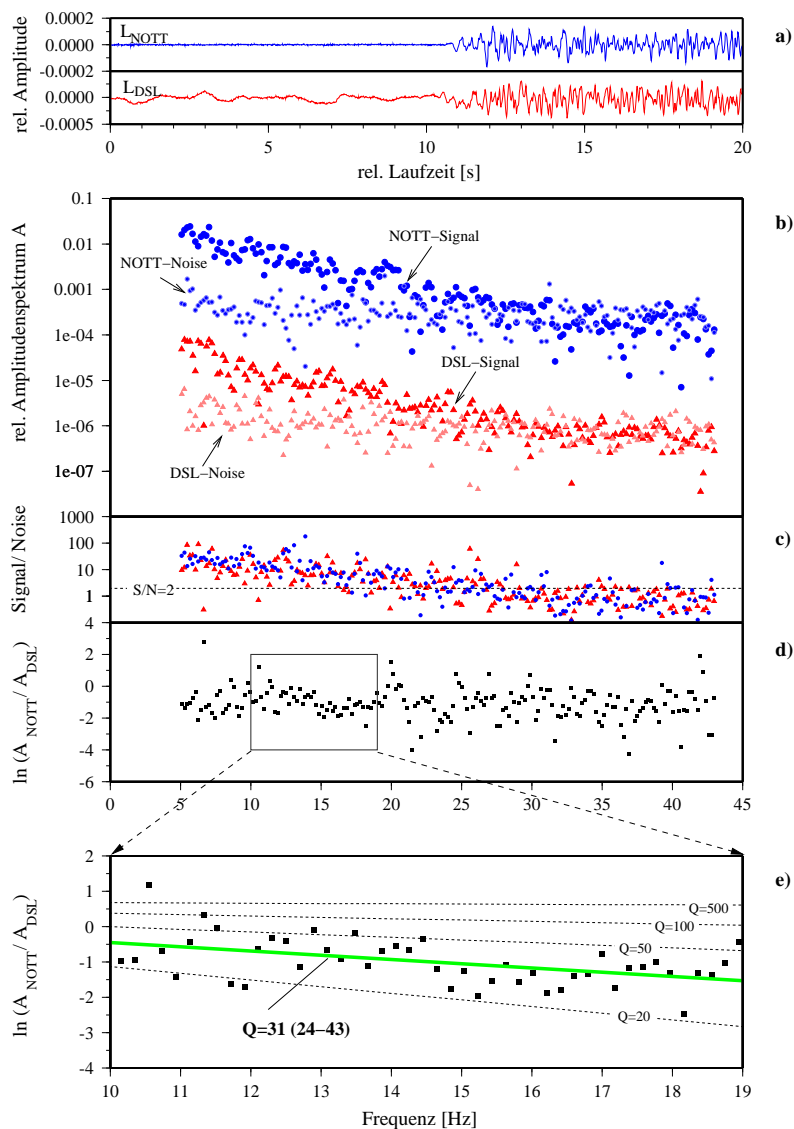


Abbildung A.1: Beben 1998/03/13 ML=5.2 Slowenien a) Zeitreihenausschnitt mit relativen Amplituden der L-Komponente mit P-Welleneinsatz der Seismometer NOTT und DSL; b) relative Amplitudenspektren der Zeitfenster mit 512 Samples (5.12 s) vor dem P-Welleneinsatz (Noise) und mit der P-Welle (Signal) von NOTT und DSL (Amplitude NOTT gegenüber DSL zur Separation in der Grafik verschoben); c) Signal/Noise-Verhältnis von NOTT (blau) und DSL (rot); d) Spektralverhältnis der relativen Amplitudenspektren NOTT und DSL; e) Spektralverhältnis im Frequenzband 10 bis 19 Hz mit linearer Regression (grün) und theoretischen Spektralabfallkurven bei vorgegebenen Q-Werten und einer Laufzeitdifferenz von 1.2 s.

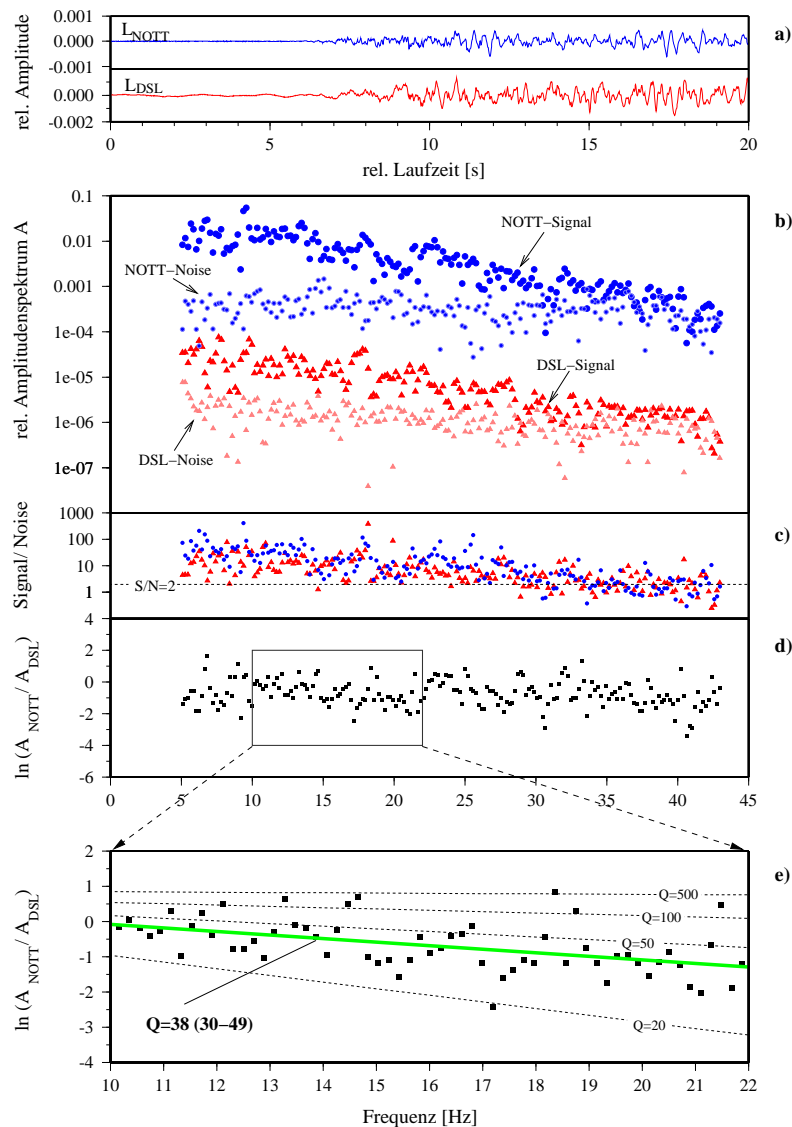


Abbildung A.2: Beben 1998/03/26 ML=5.6 Italien a) Zeitreihenausschnitt mit relativen Amplituden der L-Komponente mit P-Welleneinsatz der Seismometer NOTT und DSL; b) relative Amplitudenspektren der Zeitfenster mit 512 Samples (5.12 s) vor dem P-Welleneinsatz (Noise) und mit der P-Welle (Signal) von NOTT und DSL (Amplitude NOTT gegenüber DSL zur Separation in der Grafik verschoben); c) Signal/Noise-Verhältnis von NOTT (blau) und DSL (rot); d) Spektralverhältnis der relativen Amplitudenspektren NOTT und DSL; e) Spektralverhältnis im Frequenzband 10 bis 22 Hz mit linearer Regression (grün) und theoretischen Spektralabfallkurven bei vorgegebenen Q-Werten und einer Laufzeitdifferenz von 1.2 s.

Datum	P-Einsatzzeit UT an Station DSL	Magnitude ML	Q_P 25 bis 42 Hz	Q_S 25 bis 42 Hz	Q_P/Q_S
28.05.99	03:08	0.46	46 (41 bis 52)	106 (84 bis 142)	0.43
28.05.99	14:10		38 (34 bis 43)	105 (86 bis 135)	0.36
29.05.99	09:55	0.6	43 (38 bis 51)	100 (82 bis 128)	0.44
29.05.99	19:58	1.52	40 (35 bis 45)	112 (90 bis 148)	0.36
30.05.99	09:56	0.8	46 (40 bis 54)	127 (98 bis 178)	0.36
30.05.99	13:54	0.42	44 (39 bis 52)	93 (75 bis 121)	0.48
30.05.99	13:56		39 (34 bis 45)	116 (92 bis 158)	0.34
31.05.99	13:39	0.63	39 (34 bis 46)	123 (97 bis 167)	0.32
01.06.99	00:32		36 (32 bis 42)	108 (85 bis 147)	0.34
02.06.99	05:51	0.55	44 (39 bis 51)	102 (80 bis 140)	0.43
03.06.99	21:38	1.43	38 (34 bis 42)	108 (88 bis 141)	0.35
04.06.99	22:19	0.41	42 (38 bis 47)	108 (86 bis 143)	0.39
08.06.99	22:53	1.82	41 (37 bis 46)	118 (93 bis 161)	0.35
09.06.99	14:49	0.87	40 (36 bis 46)	127 (98 bis 179)	0.32
10.06.99	05:01	1.00	38 (34 bis 43)	118 (94 bis 161)	0.32
11.06.99	21:41	0.76	37 (33 bis 43)	138 (107 bis 194)	0.27

Tabelle A.1: Lokalbeben des Bebenschwarms mit den Herdparametern der Beben und den durch Spektrendivision ermittelten Q-Werten der P- und S-Welle.

Anhang B

Das Spannungsfeld an der KTB-Lokation

Das Spannungsfeld an den beiden KTB-Bohrungen über die gesamte Teufe wurde in dem Messprogramm (ISMS) untersucht (Brudy, 1995). ISMS, das für *Integrated Stress-Measurement-Strategy* steht, fasst die unterschiedlichen Methoden zur Ermittlung der Magnitude und Orientierung der drei Hauptspannungen und somit des kompletten Spannungstensors zusammen. ISMS umfasst die Datenauswertung des 4Arm-Kaliberlogs, des Borehole Televiewers und der FMS/FMI-Logs (Formation MicroScanner/Formation MicroImager), sowie der hydraulischen Fracmessungen.

Hauptspannungen $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ des Spannungstensors Unter Annahme, dass keine zusätzlichen Kräfte durch tektonische Vorgänge wirken, ist das Gestein in der Tiefe einem Druck durch die überlagernden Gesteinschichten ausgesetzt. Die Vertikalspannung σ_V ergibt sich aus der mittleren Dichte ρ der überlagernden Gesteinsschichten, der Schwerkbeschleunigung g und der Teufe h zu:

$$\sigma_V = \sigma_1 = \rho g h \quad (\text{B.1})$$

Für die Horizontalspannung σ_H nimmt man i.Allg., wenn keine Spannungsmessungen vorliegen, die Näherung:

$$\sigma_H = \sigma_2 = \sigma_3 = \mu \sigma_V \quad (\text{B.2})$$

an, worin μ als so genannter Seitenbeidruckwert bezeichnet wird. Die Abweichung der Hauptspannungen vom mittleren Druck p

$$p = -\frac{1}{3}(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3) \quad (\text{B.3})$$

wird als deviatorischer Spannungszustand im Gestein bezeichnet.

Das Ergebnis der ISMS-Untersuchungen an der KTB-Lokation ist in Abb. B.1 nach (Brudy et al., 1997) dargestellt. Bei der KTB unterscheiden sich die horizontalen Hauptspannungen $\sigma_2 = \sigma_h$ und $\sigma_3 = \sigma_H$ deutlich voneinander.

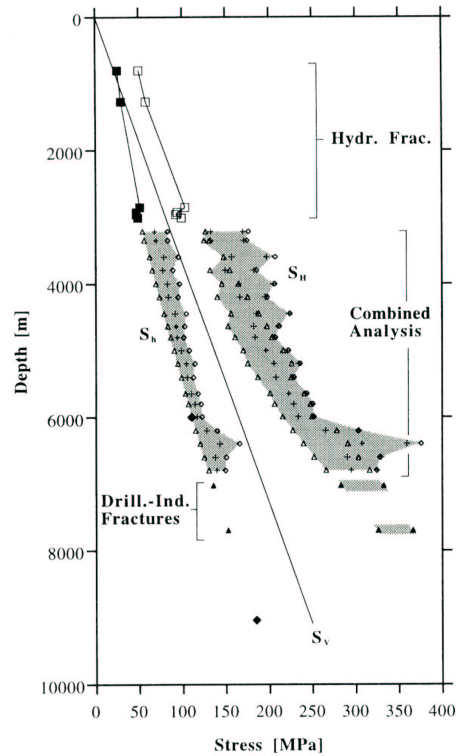


Abbildung B.1: Verlauf der drei Hauptspannungen in der KTB-Hauptbohrung nach (Brudy et al., 1997); offene und gefüllte Quadrate: aus *Hydraulic Fracturing Test* der KTB-VB; zwischen 3 und 6,8 km: kombinierte Analyse von *Breakouts* und und bohrungsinduzierten Klüften für die minimal (offene Dreiecke), mittlere (Kreuze) und maximal mögliche S_h -Magnitude (offene Karos); unterhalb 6,8 km: S_H -Magnitude nur aus bohrungsinduzierten Klüften (gefüllte Dreiecke); bei 7 km und 7,7 km: nur Darstellung der kleinstmöglichen S_h -Magnitude.

Fluide wurden bis zur Endteufe der KTB-Hauptbohrung nachgewiesen, sodass neben der Teufenabhängigkeit des Gebirgsdruckes auch der Formationsdruck (Porendruck) über die gesamte Teufe untersucht werden konnte (Huenges et al., 1997). In Abb. B.2 nach Huenges et al. (1995) sind die Untersuchungsergebnisse dazu dargestellt. Beispielsweise ist der Übergang von Süßwasser oberhalb von 2 km zu Salzwasser unterhalb von 3,4 km in einem Gradientensprung zu erkennen. In Tiefen größer als 8 km weichen die Beobachtungen vom hydrostatischen Druckverlauf ab. Es wird ein höherer Formationsdruck angenommen.

Für die Ultraschallmessungen der vorliegenden Arbeit wurden lithostatische Spannungszustände (Manteldrücke) in der Druckzelle der Durchströmungsanlage und in der triaxialen Stempelpresse erzeugt. Die Einstellung der Porendrücke erreichte bei den

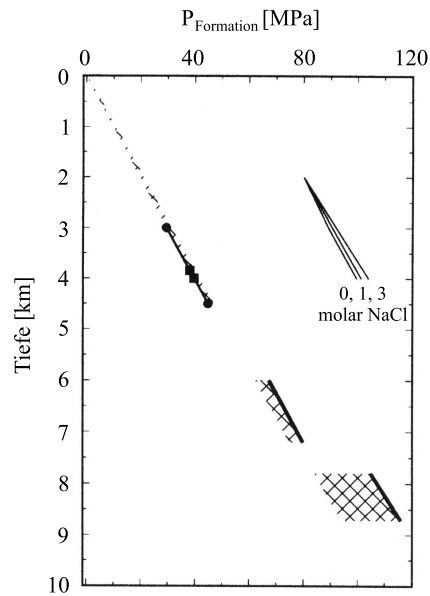


Abbildung B.2: Verlauf des Formationsdruckes in der KTB-Hauptbohrung nach (Huenges et al., 1995); gefüllte Quadrate: Beobachtung des Pegelstandes in VB; gefüllte Kreise: Ergebnisse des *build up* Tests in der HB; dicke Linien: *large volume* Injektionstest in den offenen Bohrlochbereichen; schraffierte Fläche: unbekannter Verlauf; theoretischer Verlauf entsprechend der Zusammensetzung der Bohrspülung *NaCl*.

ausgewählten Manteldrücken in der Regel höchstens den hydrostatischen Fall. Für die Gesteinsprobe T7 aus 7011 m Teufe ergibt sich aus der Gl. B.3 bei einer angenommenen mittleren Gesteinsdichte von 2.8 g/cm^3 und einer Schwerebeschleunigung von 9.81 kg m/s^2 eine Vertikalspannung von 193 MPa. Die Wassersäule führt bei einer Dichte von 1.1 g/cm^3 zu einem Porendruck von 76 MPa in dieser Teufe. Die daran orientierten Druckeinstellungen im Versuchablauf sind in Abb. 3.6 gezeigt.

Anhang C

Ergänzungen zu den Ultraschallmessungen

C.1 Probenmaterial für die Ultraschallmessungen

Die Zylinderproben in Tab. C.1 standen für die Ultraschallmessungen mit Porendruck zur Verfügung. Die Teufeninformationen über die KTB-Hauptbohrungskerne sind in <http://icdp.gfz-potsdam.de/html/ktb/> gegeben.

Bezeichnung	Länge [cm]	Kernstückteufe [m] Kernmarsch, -stück	Porosität [%]	Gaspermeabilität [m^2]
T1 Amphibolit	10	6668.29 - 6668.42 H030, A3	1.4	$9.7 \cdot 10^{-15}$
T4 Hornblendegneis	8.7	7012.40 - 7012.43 H031, B4v	0.6	$3.0 \cdot 10^{-16}$
T7 Hornblendegneis	7.6	7011.64 - 7011.76 H031, A1m	0.7	$2.5 \cdot 10^{-12}$

Tabelle C.1: Charakterisierung der präparierten Zylinderproben aus den KTB-Hauptbohrungskernen.

C.2 Kalibrierung der Ultraschallmessung der Durchströmungsanlage am GFZ

Die Laufzeiten von P- und S-Wellen wurden an einer Gesteinsprobe aus 7011 m Tiefe der KTB-Hauptbohrung mit der Durchschallungsmethode ermittelt. Zur Bestimmung der Geschwindigkeiten muss eine durch den Messaufbau bedingte Laufzeitverzögerung beachtet werden. Diese ist für P- und S-Wellen verschieden und wurde durch Ultraschallmessung an Referenzprobekörpern aus Aluminium unterschiedlicher Länge bei gleichem Einbau von Siebplatten und Metallplatten für P- und S-Wellengeber ermittelt. Durch lineare Extrapolation werden die Laufzeiten bei 0 mm Probenlänge bestimmt. In Abb. C.1 sind die Ergebnisse der Untersuchung zur messaufbaubedingten Laufzeitverzögerung der P- und S-Welle dargestellt. Für die P-Welle beträgt die Laufzeitkorrektur beim Ersteinsatz 3.68 μs und beim 1. Maximum 5.66 μs . Für die S-Welle ergibt sich eine Korrektur von 6.72 μs für den Ersteinsatz und 8.57 μs für das 1. Maximum.

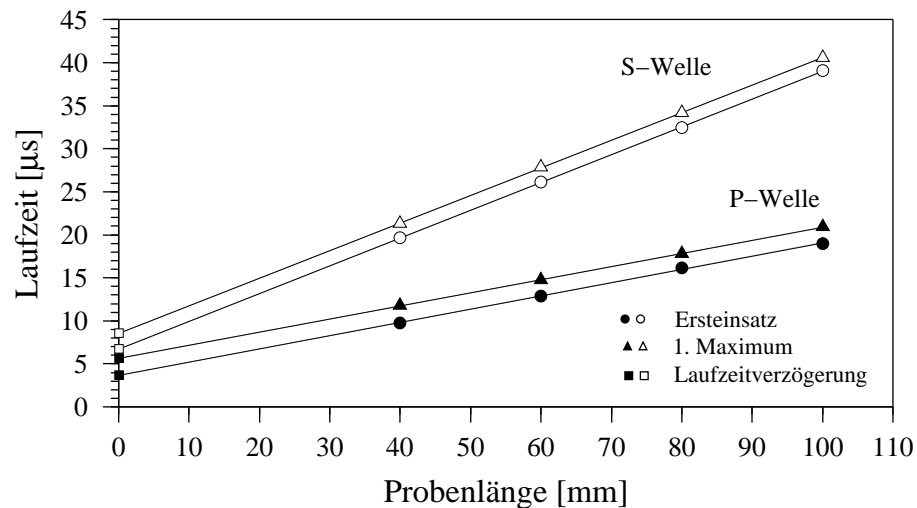


Abbildung C.1: Bestimmung der messaufbaubedingten Laufzeitverzögerung der P- und S-Wellen an Aluminiumprüfkörpern unterschiedlicher Länge durch Mittelung der Laufzeiten des Ersteinsatzes und des 1. Maximums aus zwei Belastungsmessungen bei 300 MPa Manteldruck und Raumtemperatur.

C.3 Instationäre Beobachtungen

Bei den Ultraschallmessungen in der Durchströmungsanlage des GFZ wurde eine Zeitabhängigkeit der Laufzeitkurven beobachtet.

In den Abb. C.2 und Abb. C.3 sind die Ultraschallmessungen entsprechend den Druckeinstellungen sortiert von (A) bis (D) für die P- und S-Welle in Abhängigkeit von der Versuchsdauer dargestellt.

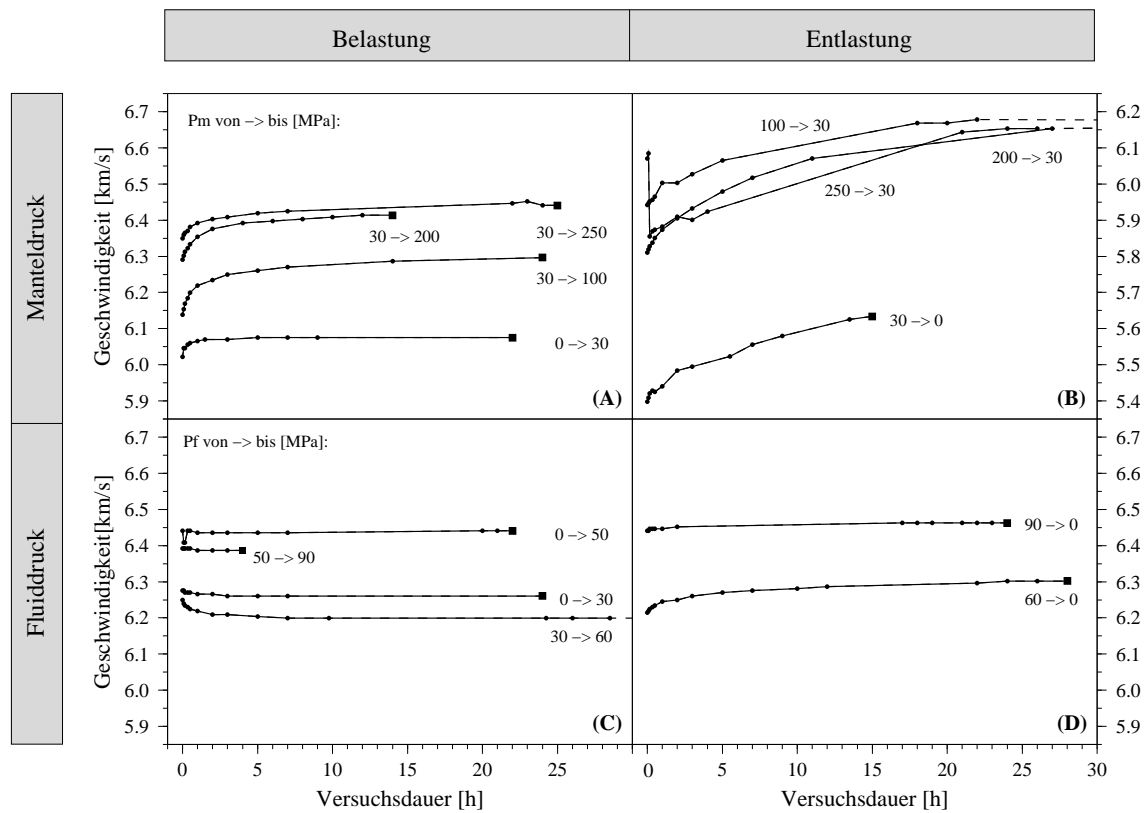


Abbildung C.2: Änderung der P-Wellengeschwindigkeiten an der wassergesättigten Zylinderprobe T7 nach stufenweiser Änderung von Manteldruck P_m und Fluiddruck P_f in Abhängigkeit von der Versuchsdauer, unterteilt in druckbezogene Belastungs- und Entlastungsrichtung.

Die P- und S-Wellengeschwindigkeiten sind deutlich von den Druckverhältnissen im Gestein beeinflusst. Die beobachteten Geschwindigkeitsphänomene sind in Tab. C.2 für die P- und S-Welle zusammengefasst:

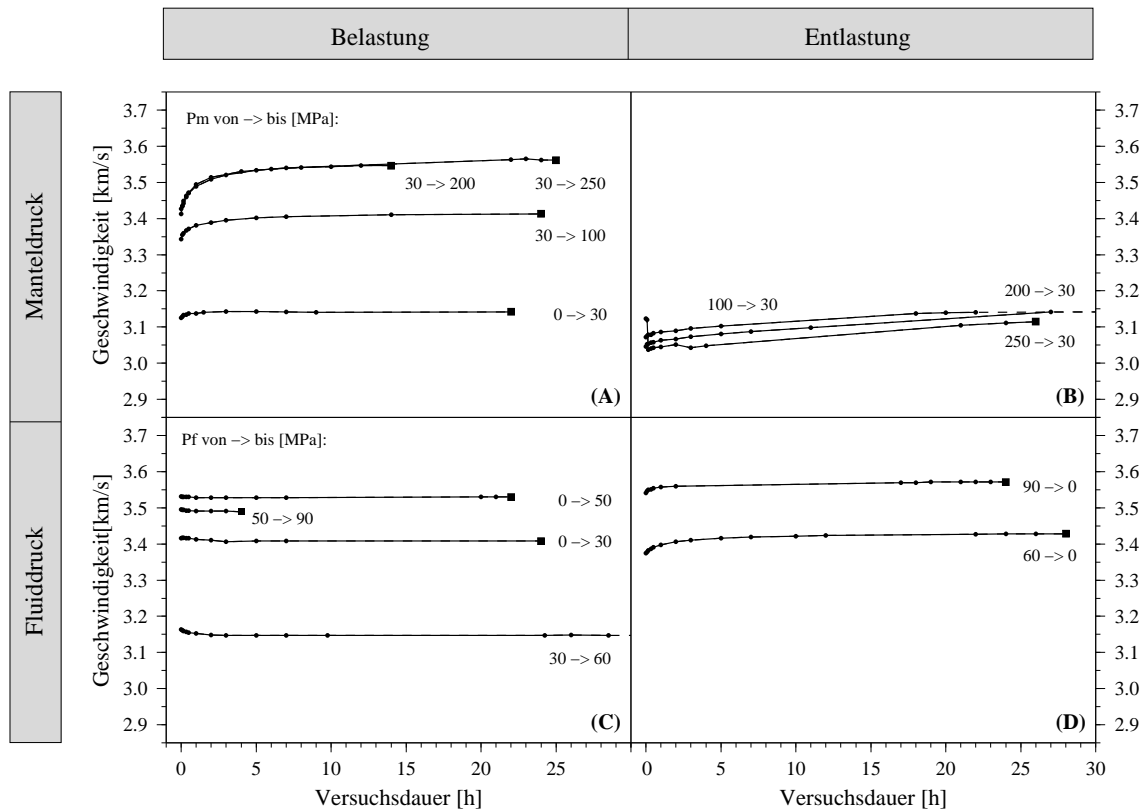


Abbildung C.3: Änderung der S-Wellengeschwindigkeiten an der wassergesättigten Zylinderprobe T7 nach stufenweiser Änderung von Manteldruck P_m und Fluiddruck P_f in Abhängigkeit von der Versuchsdauer unterteilt in druckbezogene Belastungs- und Entlastungsrichtung.

- (A) Geschwindigkeitsanstieg bei Manteldruckerhöhung (isotrope äußere Belastung)
- (B) Geschwindigkeitsabfall bei Manteldruckerniedrigung (isotrope äußere Entlastung) mit zeitweisem Geschwindigkeitsanstieg
- (C) Geschwindigkeitsabfall bei Fluiddruckerhöhung (Belastung)
- (D) Geschwindigkeitsanstieg bei Fluiddruckerniedrigung (Entlastung)

In der Abb. C.4 sind dazu die stark vereinfachten Wechselwirkungen von Fluidfluss, Spannungsumlagerung und Veränderungen im Gesteinsaufbau schematisch skizziert. Das Verhalten solch eines Mehrphasensystems ist jedoch weitaus komplizierter. Während der instationären Druckzustände der vorliegenden Arbeit besteht ein Unterschied zwischen dem an der Anlage eingestellten Fluiddruck und dem nicht messbaren Porendruck im Gestein. Die Farbgebung des Porendrucks zeigt qualitativ diesen Unterschied. Der in der Grafik angedeutete Druckabfall in verbundenen Gefäßen soll die zeitabhängige Fluidbewegung durch das komplexe Gesteins- und Rissgefüge symbolisieren.

Messeinstellung:	instationäre Beobachtung:	stationäre Beobachtung:
P_m -Variation	relativer Geschwindigkeitsverlauf	absolute dv_p, dv_s -Änderung
(A) ↑	↑	↑
(B) ↓	anfänglich ↓, dann ↑	↓
P_f -Variation	$dv_p/dt, dv_s/dt$	dv_p, dv_s
(C) ↑	↓	↓
(D) ↓	↑	↑

Tabelle C.2: Beobachtungen der Ultraschallmessungen am wassergesättigten Bohrkern T7 (↑ - steigend, ↓ - fallend).

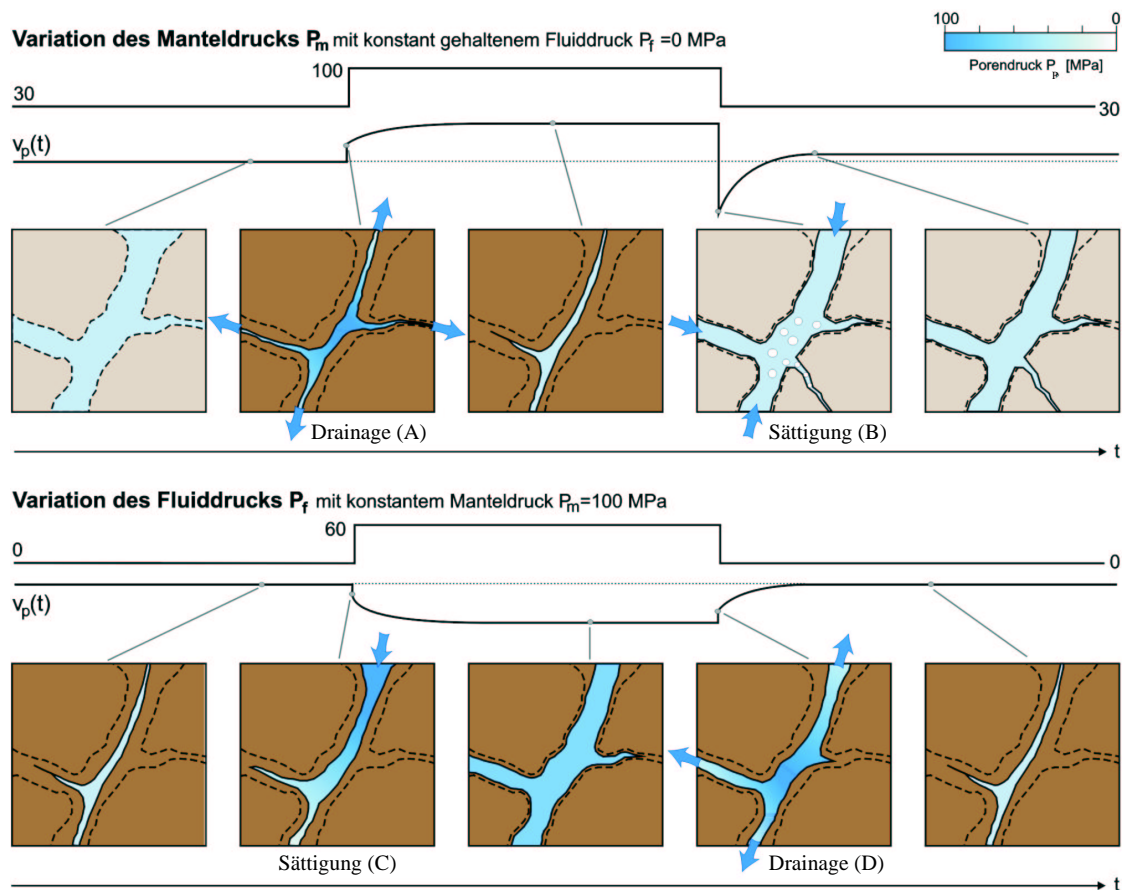


Abbildung C.4: Modell zur Deutung der Änderungen von Porenvolumen und Porendruck P_p in einem geklüfteten Gesteinsbereich bei der Variation von Manteldruck P_m und Fluiddruck P_f ; (A)-(D) kennzeichnen die unterschiedlichen Druckzustandsänderungen und den Fluidzufluss bzw. -abfluss über die Zeit; dunkelbraun $P_m = 100$ MPa, hellbraun: $P_m = 30$ MPa.

Der innerhalb von Minuten erfolgte Lastwechsel an der Anlage zeigt sich in den Geschwindigkeitssprüngen zwischen den Endwerten der vorherigen Druckstufe zum Anfangswert der nächsten Druckstufe in Abb. 3.6 und ist in Abb. C.4 durch die sofortige Verengung oder Verbreiterung der Klüfte verdeutlicht.

Bei der Druckerhöhung des Manteldruckes, siehe Abb. C.2 (A) und Abb. C.3 (A), paust sich der Effekt der Geschwindigkeitserhöhung erst relativ verzögert ab. Die P- als auch die S-Wellengeschwindigkeiten steigen mit der Länge der Versuchsdauer an, bis sie einen konstanten Wert erreichen. Zu diesem Zeitpunkt wird von einem hinsichtlich der Geschwindigkeit stationären Druckzustand ausgegangen. Die Zeit bis zum Erreichen von konstanten Geschwindigkeiten ist bei den einzelnen Druckstufen sehr verschieden und liegt in der Regel bei 12 Stunden. Die Wartezeit kann aber auch mehrere Tage dauern. Teilweise wurde der Druckausgleich nicht abgewartet. Bei der Erhöhung des Manteldruckes wird, wie in Abb. C.4 oben dargestellt, lokaler Porendruck durch Fluidabfluss (Drainage (A)) abgebaut. Nach Auspressung des Kluftwasservolumens schließen sich entsprechend des angelegten Manteldruckes die Klüfte.

Wird der Manteldruck verringert wie in Abb. C.2 (B) und Abb. C.3 (B), tritt der umgekehrte Effekt gegenüber der Belastung auf. Die Geschwindigkeit verringert sich. Bei der hier angewendeten Art der Versuchsdurchführung mit hoher Lastwechselgeschwindigkeit ist dieser Effekt jedoch anfänglich größer als bei der Belastungsrichtung. Dies wird in der Abb. 3.6 durch den Vergleich der Geschwindigkeiten bei (A) und (B) deutlich. Anschließend steigt die Geschwindigkeit der P- und S-Welle innerhalb der Druckstufe an. Dies ist durch die Sättigung der Probe bedingt. Bei der Probenentlastung öffnen sich wieder Klüfte. Das Fluid kann aufgrund der relativ geringen Permeabilität nicht so schnell wieder einströmen. Es existiert dort zu Beginn zu einem Unterdruck kommen. Die Kluftfüllung wird entweder Wasserdampf oder Luft sein, z.B. in neu entstandenen Klüften. Dieser Übergang ist in Abb. C.4 oben durch Gasblasen angedeutet und hat stärkere Auswirkung auf die P-Wellengeschwindigkeit als auf die S-Wellengeschwindigkeit. Das ist deutlich zu sehen durch den höheren Geschwindigkeitsanstieg der P-Welle in Abb. 3.6 mit der Kennzeichnung (B). Eine Hysterese angedeutet im oberen Teil der Abb. C.4 durch ein erhöhtes V_P nach Entlastung der Probe von 100 MPa auf 30 MPa kann zum einen bedingt sein durch das anelastische Verhalten des Gesteins bzw. durch die Messgenauigkeit der Ultraschallmessungen in der Durchströmungsanlage.

Die Druckentlastung von 250 auf 30 MPa Manteldruck in Abb. C.2 (B) und Abb. C.3 (B) zeigt ein Beispiel, bei der die Geschwindigkeitsabnahme innerhalb einer Druckstufe noch erfolgte. In allen anderen Fällen war der Tiefpunkt der Geschwindigkeit schon vor der ersten Ultraschallmessung nach Lastwechsel bereits durchschritten.

Bei den Versuchen mit kontrolliertem Fluiddruck wurde der Manteldruck konstant gehalten. Der von außen über den Fluiddruck erzeugte Druck im Porenraum führt zu einer Verringerung des Effektivdruckes und zu einer Verringerung Geschwindigkeit der P- und S-Welle in Abb. C.2 (C) und Abb. C.3 (C). Bei der P-Welle zeigt sich ein Ausreißer bei der Druckstufe von 0 auf 50 MPa. Bei dem konstanten Manteldruck von 100 MPa führt die Erhöhung des Fluiddruckes bei der S-Welle zu einer deutlichen Verringerung der Geschwindigkeit um etwa 250 m/s, wie in Abb. 3.6 durch (C) gekennzeichnet. Die Vorgänge, die bei Fluiddruckerhöhung im Gestein vereinfacht ablaufen, sind in Abb. C.4 unten qualitativ skizziert. Es wird durch fluidbedingtes Herabsetzen des wirksamen Manteldruckes Klüfte geöffnet. Mit der Zeit strömt das Fluid in den Porenraum nach. Wie sich der von außen eingestellte Fluiddruck quantitativ in Porendruck in der Probe auswirkt, kann wegen fehlender Drucksensoren in bzw. direkt an der Gesteinsprobe nicht bestimmt werden. Bei vorhandener hydraulischer Wegsamkeit müsste nach ausreichend langer Wartezeit der Fluiddruck mit dem Porendruck identisch sein. In den Messungen zeigten sich konstante Geschwindigkeiten nach ca. 5 bis 7 Stunden.

Wird der Fluiddruck erniedrigt, kommt es zu einem Geschwindigkeitsanstieg. Dieser Effekt erscheint bei P- und S-Welle gleichermaßen stark in Abb. C.2 (D) und Abb. C.2 (D). Ähnlich wie bei der Manteldruckzunahme in den Bildausschnitten (A) wird dieser Geschwindigkeitsanstieg erklärt durch progressives Schließen von Mikrorissen und ist in Abb. C.4 unten mit (D) durch Schließen der Klüfte und Entweichen von Kluftwasser dargestellt.

Ein messaufbaubedingter Effekt sind die kurzzeitig höheren S-Wellengeschwindigkeiten in der Druckstufe $P_m=100$ MPa und $P_f=30$ MPa in Abb. 3.6 gegenüber dem letzten Geschwindigkeitsmesswert der vorherigen Messung. Eine Erklärung ist, dass an der Stirnfläche der Gesteinsprobe die Fluiddruckerzeugung durch Einpressen von Fluid erfolgt und somit der Fluiddruck kurzzeitig als zusätzlicher Druck wirkt.

Das Erreichen des Druckausgleiches konnte durch Ultraschallmessungen in zeitlichen Abständen durch Änderungen der Laufzeiten bzw. der Geschwindigkeiten beobachtet werden. Es zeigte sich, dass durchschnittlich 12 Stunden Wartezeit notwendig sind, bevor Laufzeitmessungen für den eingestellten Druckwert (stationär) durchgeführt werden können.

C.4 Ergebnisse der Ultraschallmessung an der triaxialen Stempelpresse

Bei den Ultraschallmessungen unter hydrostatischer Belastung an der triaxialen Stempelpresse in Kiel wurden folgende Geschwindigkeitsveränderungen der P- und S-Welle beobachtet und in der Tab. C.3 zusammenfasst.

Beobachtungen	Geschwindigkeitsänderung dv_p :	Geschwindigkeitsänderung dv_s :
in Abhängigkeit von:		
(A) P_m	↑	↑
(B) Wassersättigung	↑_trocken >> ↑_feucht	↑_trocken > ↑_feucht
(C) Polarisationsrichtung	↑_X > ↑_Y,Z	↑_X > ↑_Y,Z

Tabelle C.3: Zusammenfassung der Beobachtungen der Ultraschallmessungen an der trockenen bzw. wassergesättigten Würfelprobe (↑ - steigend, ↓ - fallend).

Die richtungsabhängigen Geschwindigkeitsänderungen der P-Welle in Abhängigkeit von Manteldruck und Wassersättigung sind in Abb. C.5 dargestellt. Die entsprechenden Ergebnisse für die S-Welle zeigt Abb. C.6.

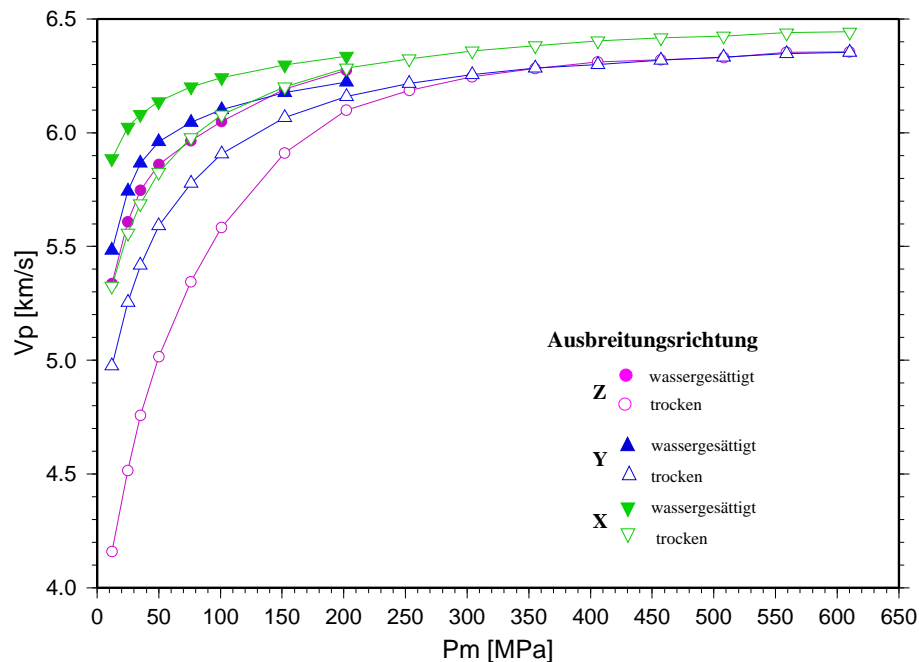


Abbildung C.5: Abhängigkeit der P-Wellengeschwindigkeit V_P vom Manteldruck P_m und der Schwingungsrichtung an trockener bzw. wassergesättigter Würfelprobe.

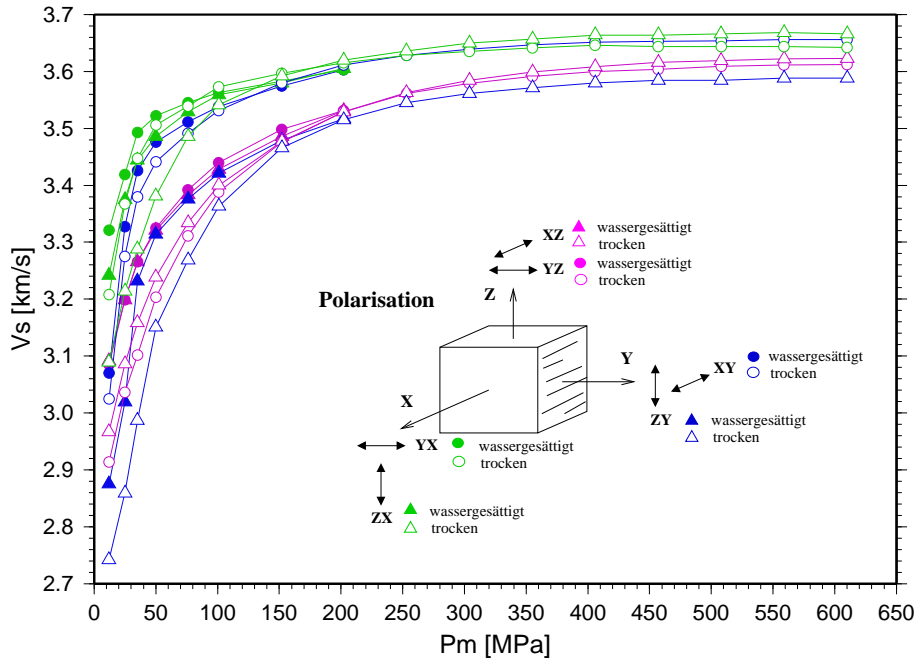


Abbildung C.6: Abhängigkeit der S-Wellengeschwindigkeit V_S vom Manteldruck P_m und der Schwingungsrichtung an trockener bzw. wassergesättigter Würfelformprobe.

Die Gesteinsprobe wurde sowohl trocken als auch vollständig wassergesättigt untersucht. Bis etwa 300 MPa ist ein nichtlinearer Geschwindigkeitsanstieg der P-Welle und der S-Welle zu erkennen. Die Geschwindigkeitsänderung ist bei der trockenen Probe größer als bei der feuchten, wobei dieser Effekt bei der S-Welle nur in viel geringerem Maße auftritt. Die Geschwindigkeitsunterschiede von trockener und feuchter Probe verringern sich mit zunehmendem Manteldruck. Von einem nahezu kluffreien Gestein kann ab etwa 350 MPa ausgegangen werden. Bei Manteldrücken über 350 MPa zeigt die trockene Probe einen nahezu linearen Geschwindigkeitsanstieg für V_P und V_S . Auch wurde eine Richtungsabhängigkeit der Geschwindigkeiten an der Würfelformprobe aus Hornblendegneis durch die vorliegende Untersuchung gezeigt. V_P ist in der Richtung $V_{P_x} > V_{P_y} > V_{P_z}$. Bei V_S tritt eine bimodale Verteilung der Geschwindigkeiten auf. Die Geschwindigkeiten der Polarisationsrichtungen sind in den Richtungen $V_{S_{yx,zx,xy}} > V_{S_{xz,yz,zy}}$. Eine orthorhombische oder transversal isotrope Symmetrieebene lässt sich daraus nicht ableiten, wie sie in der Regel von (Kern et al., 1991) an untersuchten Gesteine der beiden KTB-Bohrungen nachgewiesen wurde. Mögliche Ursachen dafür ist die Präparation der Gesteinsprobe nicht entsprechend der Gefügeelemente und das durch Relaxation sehr komplexe Rissssystem. Bankwitz und Bankwitz (1993) zeigen Beispiele der unterschiedlichen Orientierung und der Entstehung von Rissen bzw. Klüften an Bohrkernen aus 6660 m und 6359 m Tiefe. Eine oben genannte Symmetrie ist dabei nicht zu erwarten.

Temperatureinfluss An der trockenen Würfelprobe wurde der Einfluss der Temperatur auf die Geschwindigkeiten untersucht. In der Abb. C.7 sind in den jeweiligen Raumrichtungen die P-Wellengeschwindigkeiten bei Raumtemperaturen in einem ersten Be- und Entlastungszyklus (Manteldruckerhöhung und -erniedrigung) durch offenen Symbole dargestellt. Es zeigt sich deutlich, dass die Geschwindigkeiten bei Erstbelastung durch die stark aufgelockerte Probe geringer sind als bei Entlastung. Dabei waren die Y- und Z-Komponente stärker davon beeinflusst als die X-Komponente. An diesen Messzyklus schloss sich eine Messung mit in-situ Temperaturen an. Die Temperatur-Spannungsbeziehung wurde entsprechend dem Temperaturlog vom 28.01.98 der KTB-Homepage bestimmt.

P_m [MPa]:	12	30	55	80	110	140	171	201	222	252
T [°C]:	20	40	65	90	121	140	170	200	225	250

Der temperaturbezogene Geschwindigkeitskurve der P-Welle in Abb. C.7 befindet sich zwischen der Geschwindigkeitskurve der ersten Be- und Entlastung bei Raumtemperatur. Wird die Entlastungskurve als Referenz genommen, zeigt sich, dass bei der P-Welle die Geschwindigkeitsabnahme durch den Temperatureinfluss ≈ 100 m/s beträgt.

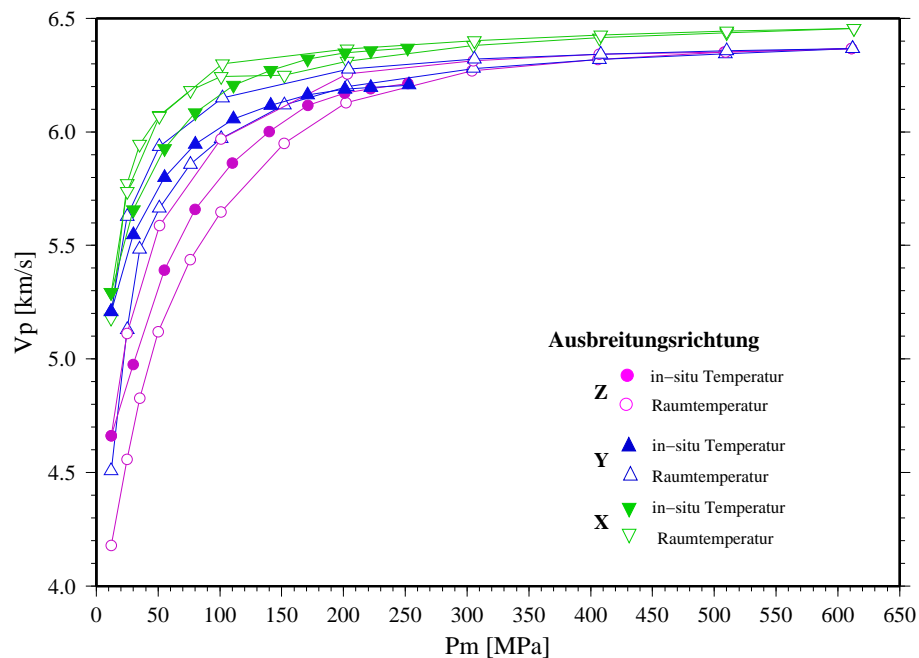


Abbildung C.7: Abhängigkeit der P-Wellengeschwindigkeit vom Manteldruck und der Schwin-
gungsrichtung an trockener Würfelprobe bei in-situ Temperatur und Raumtemperatur.

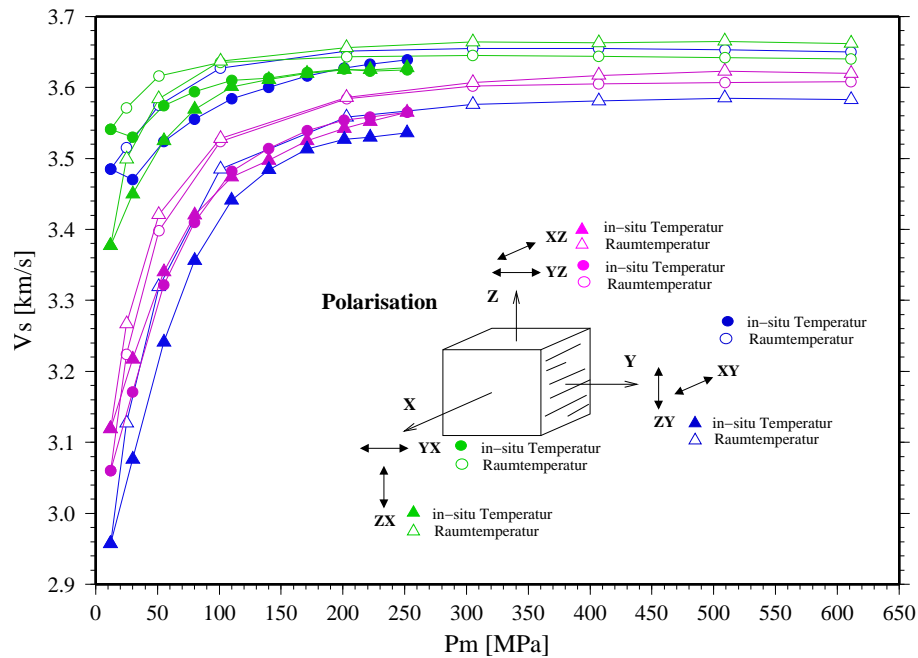


Abbildung C.8: Abhängigkeit der S-Wellengeschwindigkeit vom Manteldruck und der Schwingungsrichtung an trockener Würfelprobe bei in-situ Temperatur und Raumtemperatur in Entlastungsrichtung (Manteldruckerniedrigung).

Für die S-Welle sind die Ergebnisse in Abb. C.8 dargestellt. Ähnlich wie bei der P-Welle sind die Geschwindigkeiten bei in-situ Temperaturen niedriger als bei Raumtemperaturen. Die Abnahme beträgt ≈ 50 m/s.

C.5 Zufällige und systematische Fehler

Neben der phänomenologischen Fehlerabschätzung im Kapitel 3.3.3, d.h. der Diskussion der Vergleichbarkeit zweier Gesteinsproben aufgrund ihrer Heterogenität des Mineralbestandes und des Rissgefüges, sollen in diesem Abschnitt die Fehler betrachtet werden, die zur Einschätzung der Reproduktion von Ergebnissen entscheidend sind.

Bei der Geschwindigkeitsberechnung der seismischen Wellen gehen die Probenlänge und die gemessene Laufzeit mit ihren zufälligen und systematischen Fehlern ein. Für die Bestimmung der Geschwindigkeiten am Bohrkern T7 wurden die P- und S-Wellensignale mit einer Abtastrate von $0.01 \mu\text{s}$ aufgezeichnet und folgende Fehler berücksichtigt.

Ein *systematischer (statistischer) Fehler* ist die nicht korrigierte Probenlänge während der Be- und Entlastung der Probe in der Durchströmungsanlage. Eine Messung der richtungsabhängigen Verformung ist an dieser Anlage nicht möglich. Eine Abschätzung, um wieviel Prozent die Geschwindigkeiten dadurch zu hoch ermittelt worden, kann aus den Messungen an der Würfelprobe getroffen werden. Die X-Richtung an der Würfelprobe stimmt nahezu mit der Längsrichtung der Zylinderprobe T7 überein. Die druckabhängige Längen- und Volumendehnungen der Würfelprobe sind in Abb. 3.15 dargestellt. Bei 200 MPa Manteldruck wurde in X-Richtung eine Längenänderung von $\approx 0.2 \%$ gemessen.

Ein weiterer Längenfehler besteht durch die gerätebedingte Nichtberücksichtbarkeit der Kompressibilität der Aluminiumprobe bei der Berechnung der messaufbaubedingten Laufzeitverzögerung. Dieser Fehler wird auf max. 0.13% geschätzt. Dafür wurde ein Kompressionsmodul von 76 GPa (statisch) für Aluminium (www.webelements.com) angenommen und die 100 mm Probenlänge des längsten Zylinders zur Abschätzung verwendet. Die ermittelten Geschwindigkeiten an der Manteldruckstufe 200 MPa sind dadurch systematisch um etwa 0.3% zu hoch.

Folgende *zufällige Fehler* werden für den Druckbereich mit den größten Abweichungen als mittlere absolute Fehler angegeben:

Fehlergröße	mittlere absolute Fehler
Probenlänge l :	0.01 mm $\overline{\Delta s_l} = 0.01 \text{ mm}$
Einflussgrößen des Fehlers der Laufzeit t :	
1. Laufzeitbestimmung (Ersteinsatz erfassen und Kreuzkorrelation)	0.06 μs für den Ersteinsatz 0.02 μs für das 1. Maximum
2. Druckausgleich	0.01 μs
3. Streuung (nach Erreichen des Druckausgleiches)	0.01 μs der P-Welle 0.02 μs der S-Welle
4. Hysterese nach Be- und Entlastung (max. bei $P_m = 30 \text{ MPa}$)	0.21 μs der P-Welle, Ersteinsatz 0.24 μs der S-Welle, 1. Maximum
5. Frequenzabhängigkeit (Vergleich Ersteinsatz und 1. Maximum)	0.06 μs der P-Welle, $P_m \geq 30 \text{ MPa}$ 0.18 μs der S-Welle, $P_m \geq 200 \text{ MPa}$
6. messaufbaubedingte Laufzeitverzögerung (im Anhang C.2)	0.01 μs
$\overline{\Delta s_{t_P\text{-Welle}}} = 0.30 \mu\text{s} (2.,3.,4.,5.,6.)$	
$\overline{\Delta s_{t_S\text{-Welle}}} = 0.46 \mu\text{s} (2.,3.,4.,5.,6.)$	

Der Gesamtfehler aus den zufälligen Einflussgrößen für die Bestimmung einer mittleren Geschwindigkeit bei einer Laufzeit t_0 und einer Probenlänge l_0

$$\overline{V(l_0, t_0)} = \frac{l_0}{t_0} \quad (\text{C.1})$$

ergibt sich über die Fehlerfortpflanzung der Einzelmessungen

$$\overline{\Delta V(l_0, t_0)} = \left. \frac{\delta V}{\delta l} \right|_{l_0 t_0} \overline{\Delta s_l} + \left. \frac{\delta V}{\delta t} \right|_{l_0 t_0} \overline{\Delta s_t} \quad (\text{C.2})$$

zu:

$$\overline{\Delta V(l_0, t_0)} = \left. \frac{1}{t} \right|_{l_0 t_0} \overline{\Delta s_l} + \left. \frac{-l}{t^2} \right|_{l_0 t_0} \overline{\Delta s_t} \quad (\text{C.3})$$

Bei einem Manteldruck $P_m=30 \text{ MPa}$ ergibt sich $V_P= 6075 \pm 146 \text{ m/s}$ ($\pm 2.4 \%$) und $V_S= 3142 \pm 60 \text{ m/s}$ ($\pm 1.9 \%$). Bei 250 MPa Manteldruck ergibt sich $V_P= 6441 \pm 165 \text{ m/s}$ ($\pm 2.6 \%$) und $V_S= 3561 \pm 77 \text{ m/s}$ ($\pm 2.2 \%$).

Die mit ± 2 bzw. $\pm 3 \%$ relativ ungenaue Geschwindigkeitsangabe (eingerechnet auch die Genauigkeit der Drucksensoren für die Einstellung des Fluid- und Manteldruckes von 0.1% und 0.2%) aus diesen Messungen ist hauptsächlich durch die ungenaue Bestimmung der Welleneinsätze und Hystereseerscheinungen verursacht. Es ist nicht vernachlässigbar, ob der Ersteinsatz einer Welle, das 1. Maximum oder andere Phasen bestimmt werden. Bei der S-Welle konnte in der Mehrzahl der Ultraschallmessungen an der Zylinderprobe T7 nur die Laufzeitbestimmung am 1. Maximum durchgeführt werden.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name: Christiane Trela
Geburtsdatum: 16.02.74
Geburtsort: Erfurt
Staatsangehörigkeit: deutsch
Familienstand: ledig

Schulausbildung

1980-1990 Polytechnische Oberschule Erfurt
1992-1994 Gymnasium Erfurt
Abschluss: allgemeine Hochschulreife

Hochschulausbildung

10/1994-12/1998 Studium der Geophysik an der
TU Bergakademie in Freiberg und
10/1996-06/1997 Akademie für Bergbau und Hüttenwesen in Krakau/Polen
Abschluss: Diplom-Geophysikerin

Berufstätigkeit

04/1999-06/1999 Wiss. Mitarbeiterin an der TU Bergakademie in Freiberg
seit 07/1999 Wiss. Mitarbeiterin am GeoForschungsZentrum Potsdam

Danksagung

Zur Entstehung dieser Doktorarbeit haben eine Vielzahl an Personen mit beigetragen, bei denen ich mich an dieser Stelle ganz herzlich bedanken möchte.

Zu allererst gilt mein Dank der Arbeitsgruppe "Geomechanik" unter der Leitung von Prof. Dr. G. Borm am GFZ, die mich auf dem langen Weg tatkräftig begleitete und für ein gutes Arbeitsklima sorgte. Bei Prof. Dr. Borm möchte ich mich neben der finanziellen Absicherung vor allem für das stetige Interesse und die Unterstützung am Vorankommen meiner Arbeit bedanken. Den beiden Zimmerkollegen, Dr. Rüdiger Giese und Christian Klose, und Marcel Naumann danke ich für ihre wichtigen Hinweise und fachlichen Diskussionen über die Jahre. Birgit Schöbel sei neben ihrer netten Art für die Bewerkstellung von Grafiken gedankt.

Entsprechend der unterschiedlichen Themengebiete meiner Arbeit gilt mein Dank allen Mitwirkenden im Projekt "Seismologisches Tiefenlabor" und im Projekt "Tiefes VSP an der Kontinentalen Tiefbohrung" und der Förderung dieser Projekte anteilig von der Deutschen Forschungsgemeinschaft, dem International Continental Scientific Drilling Program, der National Science Foundation und dem GeoForschungsZentrum Potsdam.

Danksagen möchte ich dabei vor allem Prof. Dr. F. Scherbaum, Prof. Dr. M. Weber und Dr. Christian Haberland für die Unterstützung in seismologischen Fragen. In den fast zahlreicheren technischen Schwierigkeiten im Zusammenhang mit dem Bohrlochseismometer halfen mir die Kollegen Mike Hönig, Christian Carnein und Karl-Heinz Jäckel, neben den Kollegen aus dem "KTB-Tiefenlabor" in Windischeschenbach. Desweiteren war die Mitarbeit von studentischen Hilfskräften in der sehr zeitaufwendigen Datensicherung und -sichtung unverzichtbar.

Bei den petrophysikalischen Untersuchungen bedanke ich mich bei einer Reihe von Mitarbeitern aus der Sektion "Geothermie", besonders aber bei Siegfried Raab, mit dessen Hilfe die Ultraschallmessungen an der Durchströmungsanlage durchgeführt worden sind. Für die stetige Diskussion und die zahlreichen begleitenden Anregungen dazu, bin ich Dr. Till Popp von der Universität Kiel ausgesprochen dankbar. Die durch ihn und seinen Mitarbeiter Detlef Schulte-Kortnack durchgeführten Laboruntersuchungen an ähnlichen Gesteinsmaterial stellten darüberhinaus eine wesentliche Interpretationshilfe zu meinen

eigenen Messungen dar.

Die Modellierungen am VSP-Datensatz wurden mir durch die Kollegen in Kiel am Institut für Geophysik ermöglicht und durch ihre Hilfsbereitschaft und Aufgeschlossenheit deutlich erleichtert. Prof. Dr. Rabbel danke ich für die Bereitschaft der fachlichen Betreuung meiner Doktorarbeit und vor allem für die Hinweise, durch die die verschiedenen Teilaspekte dieser Arbeit zu einem Ganzen zusammengefügt wurden. Besondere Bedeutung kommt Dr. Thomas Bohlen in dieser Arbeitsgruppe zu, dessen 2D FD-Programm und einige seiner Darstellungstools ich nutzen durfte. Neben seiner hilfreichen Einführung in die Technik der FD-Modellierung vermittelte er mir großzügig Rechenzeit auf der CRAY T3E am Konrad-Zuse-Zentrum für Informationstechnik Berlin (ZIB). Thies Beilecke möchte ich desweiteren für seine Funktion als ständiger Ansprech- und Diskussionspartner zum VSP-Projekt danken und den beiden Diplomanden Daniel Fischer und Axel Frank für die Bereitstellung ihrer prozessierten Daten, auf denen meine FD-Auswertungen basieren.

Nicht vergessen sein soll die verständnisvolle Unterstützung und Aufmunterung durch meine Familie und Freunde und deren Nachsicht meiner begrenzten Zeit für sie. *Last but not least* der Dank an Trond Ryberg, der mir fachlich nicht selten den Weg gewiesen hat und kritisch, aber auch freundschaftlich meine Arbeit bis zum Schluss begleitet hat.

Eidesstattliche Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel erstellt habe.

Potsdam, den 15.04.03