

**Verbundvorhaben: Seismisches Monitoring tiefer geothermischer  
Anlagen und mögliche seismische Einwirkungen („SEIGER“),  
Teilprojekt: Automatische Momentenmagnitudenbestimmung für  
induzierte Seismizität bei tiefer Geothermie**

**Abschlussbericht**

**Ulrich Wegler, Marcel van Laaten und Jenny Borns  
Friedrich-Schiller-Universität Jena  
Institut für Geowissenschaften  
Burgweg 11, 07749 Jena**

**14. November 2023**

**Das diesem Bericht zugrunde liegende Vorhaben wurde mit Mitteln des  
Bundesministeriums für Wirtschaft und Klima unter dem Förderkennzeichen  
03EE4003E gefördert. Die Verantwortung für den Inhalt dieser  
Veröffentlichung liegt beim Autor.**

**Gefördert durch:**



**Bundesministerium  
für Wirtschaft  
und Klimaschutz**



**FRIEDRICH-SCHILLER-  
UNIVERSITÄT  
JENA**

**aufgrund eines Beschlusses  
des Deutschen Bundestages**

# 1 Kurzdarstellung

## 1.1 Aufgabenstellung

Im Zusammenhang mit tiefer Geothermie kann induzierte Seismizität sowohl bei hydraulischen Stimulationen (z.B. in Basel, Häring et al., 2008; Baisch et al., 2009) als auch in der Betriebsphase (z.B. in Landau in der Pfalz oder Unterhaching, Bönnemann et al., 2010; Groos et al., 2013; Ritter und Groos, 2014; Megies und Wassermann, 2014) auftreten. Durch die hydraulischen Maßnahmen nimmt der Porenwasserdruck in bestimmten Regionen des Untergrundes zu. Hierdurch wird die effektive Normalspannung und somit die Reibung insbesondere entlang bereits vorhandener Schwächezonen im Gestein herabgesetzt. Liegt im Untergrund bereits eine tektonische Spannung nahe der Bruchspannung vor, kann so die Scherfestigkeit des Gesteins an bestimmten Stellen überschritten werden und die Spannung baut sich durch einen Scherbruch - einem induzierten Erdbeben - ab. Dieser Mechanismus zum Auslösen fluidinduzierter Erdbeben wurde bereits von Healy et al. (1968) beschrieben, um eine Erdbebenserie bei Denver (USA) zu erklären.

Im Oberrheingraben ging 2007 das Geothermiekraftwerk Landau in Betrieb. Etwa 4 km südlich von Landau nahm 2012 das Geothermiekraftwerk Insheim die Produktion auf. Beide Anlagen basieren auf einem Enhanced Geothermal System (EGS), wobei in einem Multihorizontverfahren mehrere Schichten im Bereich der Übergangszone von mesozoischen Sedimenten zum kristallinen Grundgebirge genutzt werden (Teza et al., 2008; Baumgärtner et al., 2013). Seit 2006 wurden im Bereich Landau/Insheim induzierte mikroseismische Ereignisse gemessen, wovon aber nur ein Bruchteil zu spürbaren Erschütterungen an der Erdoberfläche geführt hat. Das stärkste induzierte Erdbeben im Jahr 2009 hatte eine Magnitude von 2.7 und wurde deutlich an der Oberfläche verspürt (Bönnemann et al., 2010; Groos et al., 2013; Ritter und Groos, 2014). Danach wurde das seismische Monitoring intensiviert (Baumgärtner et al., 2013; Ritter und Groos, 2014; Wegler et al., 2014; Pilger et al., 2017).

Um die Gefährdung durch induzierte Seismizität auf einem akzeptablen, niedrigen Wert zu halten, hat sich das seismische Monitoring in Kombination mit einem Reaktionsschema in Deutschland als Standardverfahren herausgebildet (z. B. Wegler, 2014). Hierbei wird die statistische Regelmäßigkeit genutzt, dass die Anzahl der kleinen Erdbeben in einem bestimmten Verhältnis zur Anzahl der größeren Erdbeben steht. Diese von Gutenberg und Richter (1944, 1965) zunächst für natürliche Erdbeben festgestellte Gesetzmäßigkeit kann auch auf fluidinduzierte Seismizität übertragen werden. Somit kann an Hand der beobachtbaren Mikroseismizität die Wahrscheinlichkeit zukünftiger größerer Erdbeben abgeschätzt werden (Shapiro und Dinske, 2009; Wegler et al., 2014; Shapiro, 2014; Spies und Schlittenhardt, 2014). Mit Hilfe eines Reaktionsplanes (Abbildung 1) können zulässige Höchstwerte definiert werden, bei deren Überschreiten in einem Rückkopplungsprozess die Förderrate und/oder der Re-Injektionsdruck für einen bestimmten Zeitraum reduziert werden (Bommer et al., 2006; Häring et al., 2008; Baumgärtner et al., 2013). Beim mikroseismischen Monitoring wird mit lokalen seismischen Netzwerken eine möglichst vollständige Erfassung auch kleiner, nicht-spürbarer Erdbeben angestrebt. Mit Hilfe der probabilistischen seismischen Gefährdungsanalyse, die von natürlichen Erdbeben auf induzierte Erdbeben übertragen wurde, kann dann die Wahrscheinlichkeit unerwünschter stärkerer Erdbeben und Bodenerschütterungen an der Erdoberfläche ermittelt werden (Baisch et al., 2009; Spies und Schlittenhardt, 2014). Obwohl diese Methoden von der Wissenschaft stark propagiert werden, haben sie sich in der Praxis nur zum Teil durchgesetzt. Ein wesentlicher Grund scheint hier der hohe Aufwand zu sein, wobei insbesondere eine Auswertung der aufgetretenen Seismizität durch einen Seismologen mit hohem Zeit-

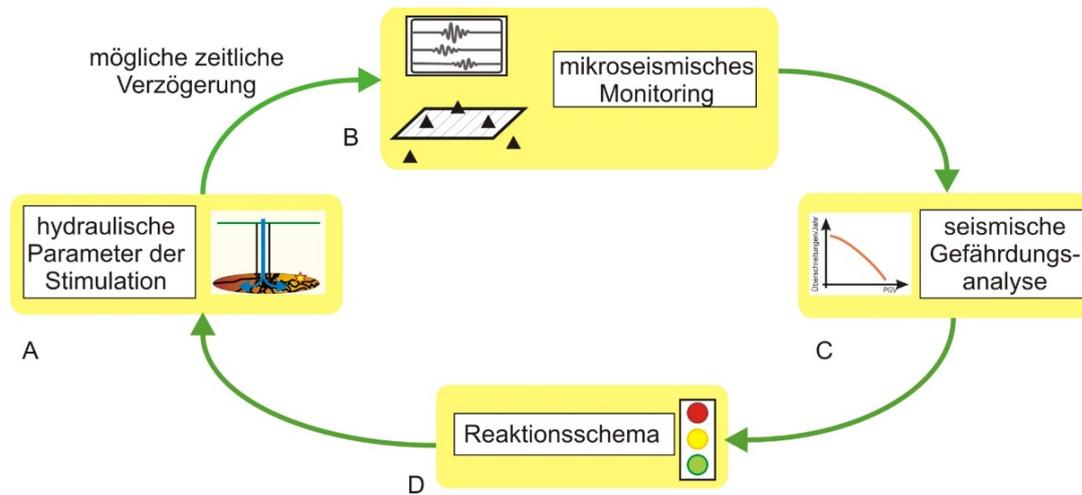


Abbildung 1: Prinzipskizze zum Reaktionsschema aus MAGS (modifiziert nach Wegler, 2014), das sowohl für hydraulische Stimulationen als auch für den Zirkulationsbetrieb geothermischer Anlagen angewendet werden kann.

und Kostenaufwand verbunden ist. Für die weitere Entwicklung ist es daher entscheidend, das mikroseismische Monitoring effizienter zu gestalten, indem die seismische Auswertung weitgehend automatisiert wird.

In einem ergänzenden bei der tiefen Geothermie angewandten Konzept werden die maximalen Bodenschwinggeschwindigkeiten stärkerer Erschütterungen erfasst (Groos et al., 2013). Hierbei werden die Seismometer nach den Vorgaben der DIN 4150 in Gebäuden aufgestellt. Die DIN 4150 erlaubt dann eine Einschätzung, ob die gemessenen Bodenschwingungen Gebäudeschäden verursacht haben könnten. Dieses Konzept dient insbesondere der Beweissicherung und war in Deutschland z. B. bei induzierten Erdbeben durch den Kohlebergbau der Standard. Entsprechend ist auch dieses Verfahren gut etabliert. Ein Nachteil der Methode ist, dass nach DIN 4150 die gemessene Bodenschwinggeschwindigkeit nur für das Gebäude gilt, in dem gemessen wurde. In der Praxis müssen daher die Messwerte zwischen verschiedenen Seismometerstandorten flächenhaft interpoliert werden, um die Bodenschwinggeschwindigkeiten in Gebäuden ohne seismische Sensoren abzuschätzen.

## 1.2 Voraussetzungen, unter denen das Vorhaben durchgeführt wurde

Der weltweit weiter anwachsende Energie- und Wärmebedarf wird derzeit vorwiegend aus fossilen Brennstoffen gewonnen. Hierdurch steigt der  $\text{CO}_2$ -Anteil in der Erdatmosphäre, was zu einer unerwünschten Klimaerwärmung führt. Die Nutzung der tiefen Geothermie kann zukünftig einen wichtigen Beitrag zum Klimaschutz und einer zukunftsfesten Wärmeversorgung leisten. Die Geothermie ist nach menschlichen Maßstäben unerschöpflich. Ein weiterer wesentlicher Vorteil geothermischer Wärme ist ihre Verfügbarkeit unabhängig von Tageszeiten, saisonalen Schwankungen und Witterungsbedingungen.

Während der Laufzeit des Verbundprojektes SEIGER erfolgte ab dem 24. Februar 2022 ein groß angelegter Angriff durch die russische Armee auf die Ukraine. Bereits im Februar 2022 stoppte die Bundesregierung aufgrund der russischen Vorbereitungen des Überfalls das Genehmigungsverfahren für die Erdgas-Pipeline Nord Stream 2 zwischen Russland und Deutschland. Im Juli 2022 wurde auch der Gasfluss in Nord Stream 1 mit Hinweis auf Wartungsarbeiten unterbrochen und Ende August vom Betreiber, dem russischen Staats-

konzern Gazprom, vollständig eingestellt. Drei der vier Stränge wurden Ende September 2022 bei einem Anschlag auf die Nord-Stream-Pipelines durch Sprengungen zerstört. Der Preis für Erdgas stieg als Folge auf ein neues Allzeithoch. Diese Entwicklungen beschleunigen die Notwendigkeit, eine klimaneutrale Wärmeversorgung für Deutschland sicher zu stellen.

Der Ausbau der tiefen Geothermie ist derzeit jedoch durch das Auftreten induzierter Erdbeben in der Nähe von Tiefengeothermieanlagen gefährdet. Nach einem induzierten Erdbeben in Basel wurde das dortige Geothermieprojekt gestoppt (Baisch et al., 2009). Das Geothermieprojekt im elsässischen Vendenheim bei Straßburg musste ebenfalls aufgrund von zu starker Seismizität abgebrochen werden (Lengliné et al., 2023). In Deutschland traten in der Nähe der Geothermiekraftwerke Landau und Insheim Erdbeben auf, die zur Beunruhigung der Anwohner führten (Bönnemann et al., 2010). Für die Akzeptanz der Wärmegegewinnung aus tiefer Geothermie im großen Maßstab ist entscheidend, wissenschaftlich klar darzulegen, wie diese Seismizität auf Mikrobeben begrenzt werden kann, ohne dass eine Gefahr für Menschen und Gebäude von den induzierten seismischen Ereignissen ausgehen kann.

Auf Grund der COVID-19-Pandemie konnte über weite Strecken des Projektes nur online gearbeitet werden. Dies beeinträchtigte die Kooperation im Verbundprojekt. Auch konnten Projektmitarbeiter:innen mit kleinen Kindern als Folge von Kindergarten- und Schulschließungen nur eingeschränkt arbeiten. Auf Grund dieser Problematik wurde eine Aufstockung und Laufzeitverlängerung beantragt und bewilligt.

### 1.3 Planung und Ablauf des Vorhabens

Die Planung des Teilprojektes beinhaltete 4 Arbeitspakete, die im folgenden näher beschrieben werden:

**Arbeitspaket 1: Bestimmung der tiefenabhängigen seismischen Scherwellendämpfung und Standortcharakterisierung mit Mikroerdbeben an den Beispie len Südpfalz und bayerische Molasse** Als Voraussetzung für die automatisierte Bestimmung von Momentenmagnituden induzierter Erdbeben, sollte im ersten Arbeitspaket die Scherwellendämpfung in typischen hydrothermalen Geothermiregionen Deutschlands untersucht werden. Hierbei war insbesondere eine Untersuchung des Oberrheingraben und der Molasse geplant, da dort bereits im Rahmen von MAGS und MAGS2 induzierte Seismizität registriert worden war und somit die notwendigen Datensätze vorlagen. Im Gegensatz zu bereits erfolgten Untersuchungen in MAGS2 sollte auch die zu erwartende starke Tiefenabhängigkeit der Dämpfung seismischer Wellen berücksichtigt werden. Im Bereich Landau/Insheim lag einer der umfassendsten seismologischen Datensätze vor, der im Rahmen von SEIGER weiter ausgebaut wurde. Insbesondere standen 4 Bohrlochseismometer in wenigen 100 Metern Tiefe zur Verfügung, wobei in 3 Fällen auch gleichzeitig an der Erdoberfläche gemessen wurde (ROTT, LDE und LDO). Hieraus ergaben sich hervorragende Möglichkeiten, die Dämpfungseigenschaften der oberflächennahen Schichten zu analysieren. Allerdings zeigte sich, dass an der Station LDO das Signal-Rausch-Verhältnis zu gering war, um die Dämpfung der oberen 100 m zu bestimmen, so dass nur ROTT und LDE erfolgreich analysiert werden konnten. Des Weiteren wurden auf Grund des langen Zeitraums des Monitorings auch einige natürliche Erdbeben in über 10 km Tiefe unter dem seismischen Netzwerk registriert. In Kombination mit den deutlich flacher gelegenen induzierten Erdbeben war erwartet worden, dass so gut zwischen den Dämpfungseigenschaften des Grundgebirges und denen der Sedimentgesteine unterschieden werden kann. Die Analyse konnte größtenteils planmäßig durchgeführt

werden. Insgesamt zeigte sich aber ein deutlich höherer Zeitaufwand für dieses Arbeitspaket als ursprünglich geplant. Die verwendeten Computercodes zur numerischen Lösung der Energietransfergleichung und zur Inversion mit Hilfe eines genetischen Algorithmus mussten zunächst parallelisiert werden und auf einem Hochleistungs-Computing-Cluster der Universität Jena ausgeführt werden. In der Molasse war die Datenlage insgesamt etwas schlechter, wurde aber vor Projektbeginn als ausreichend angesehen, um die Tiefenabhängigkeit der Dämpfung aus den Daten der induzierten Seismizität zu invertieren. Aus Zeitgründen wurde die methodische Entwicklung aber nur am Datenbeispiel Südpfalz durchgeführt und getestet.

**Arbeitspaket 2: Zeit-Frequenz-Analyse induzierter Mikroerdbeben** Zur Zeit-Frequenz-Analyse der registrierten Seismogramme wird als Standardmethode in der Dämpfungsanalyse eine Filterbank aneinandergrenzender Bandpassfilter verwendet, aus denen die zeit- und frequenzabhängigen Energiedichten bestimmt werden können. Im Projekt sollte die Energietransfertheorie zusätzlich auch eingesetzt werden, um lokale Bodenverstärkungen zu bestimmen. Dies erfordert eine deutlich genauere Betrachtung der Frequenzabhängigkeit, um auch mögliche Resonanzen in den oberflächennahen Schichten gut zu erfassen. Hierzu sollte die Wigner-Transformation zur Zeit-Frequenz-Analyse eingesetzt werden, die die höchste gleichzeitige Auflösung sowohl im Zeit- als auch im Frequenzbereich ermöglicht. Im Laufe des Projektes zeigte sich jedoch, dass die Wigner-Transformation der beobachteten Seismogramme an vielen Stellen negative Werte für die Energiedichte ergab, während die Theorie und die Simulationen mit Hilfe der Energietransfertheorie nur positive Werte für die Energiedichte zulassen. Dieser Nachteil, dass die Wigner-Transformation als Maß für die Energiedichte auch negative Werte annehmen kann, war zwar bereits bei Projektbeginn bekannt, es wurde jedoch nicht erwartet, dass dieser Effekt so ausgeprägt sein würde. Im Laufe des Projekts wurde daher die Idee verworfen, bei der seismischen Datenbearbeitung die Filterbank durch eine Wigner-Transformation zu ersetzen.

**Arbeitspaket 3: Momentenmagnituden induzierter Mikroerdbeben für seismische Gefährdungsanalysen (Archivdaten)** In Arbeitspaket 1 sollte eine simultane Inversion nach den Dämpfungsparametern des Untergrundes, den Erdbebenquellspektren sowie nach den Stationsstandortfaktoren durchgeführt werden. In diesem Arbeitspaket 3 sollten nun die Dämpfungsparameter und die Stationsstandortfaktoren festgehalten und ausschließlich nach den Erdbebenquellspektren invertiert werden. Hierdurch sollte die Inversion einerseits viel schneller möglich sein und andererseits auch deutlich stabiler sein. Diese Annahmen haben sich im Laufe des Projektes bestätigt. Nachdem einmal die Dämpfung des Untergrundes bestimmt war, konnten Quellspektren schnell und einfach berechnet werden. Bezüglich der Stabilität stellte sich jedoch heraus, dass es für viele der kleineren Erdbeben nicht gelang, stabile Quellspektren zu bestimmen. Die Momentenmagnituden wurden mit anderen Magnituden verglichen, wobei sich zeigte, dass eine Inversion mit tiefenabhängiger Dämpfung nur noch geringe Verbesserungen in der Berechnung der Momentenmagnituden gegenüber einem Modell mit effektiver homogener Dämpfung erreicht. Die empirischen Lokalmagnituden weichen deutlich von den physikalisch besser begründeten Momentenmagnituden ab.

**Arbeitspaket 4 : Momentenmagnituden (Echtzeitdaten)** Im nächsten Schritt sollte die Berechnung der Momentenmagnituden vollständig automatisiert und in Echtzeitauswerteprogramme integriert werden. Hier war auch eine Verknüpfung mit dem im

Teilprojekt der BGR entwickelten Echtzeitdetektor vorgesehen. Im Laufe des Projektes konnte der Echtzeitdatenbetrieb jedoch nur simuliert werden. Hierbei wurden von Jena aus die kontinuierlichen seismischen Registrierungen aus dem Archiv abgefragt und mit den automatischen Detektionen der BGR verknüpft. Auf diese Daten wurde dann automatisiert der Algorithmus zur Bestimmung der Momentenmagnituden angewendet. Der letzte vorgesehene Schritt, der Test im laufenden Betrieb an einem realen Echtzeitdatensatz, konnte aus Zeitgründen am Ende des Projektes leider nicht mehr abschließend behandelt werden.

## 1.4 Wissenschaftlicher und technischer Stand, an den angeknüpft wurde

### 1.4.1 Verwendete Konstruktionen, Verfahren und Schutzrechte

Im Rahmen seismischer Reaktionsschemen (Abbildung 1) wird mit Hilfe eines seismischen Monitoringsystems (B in Abbildung 1) die Anzahl und Stärke der nicht spürbaren Mikroerdbeben ermittelt. Mit einer probabilistischen seismischen Gefährdungsanalyse (C) lässt sich hieraus die seismische Gefährdung in Abhängigkeit von den hydraulischen Parametern der Geothermieanlage abschätzen. Hierdurch ergibt sich ein Rückkopplungsprinzip, das frühzeitig erhöhte Seismizität detektiert und durch entsprechende langsame Anpassung der Betriebsparameter (A) eine Reduktion der seismischen Gefährdung erreicht. Dies soll insgesamt einen optimierten Betrieb ohne Stillstandzeiten gewährleisten.

Eine fundamentale im Reaktionsschema benötigte Information über die auftretenden induzierten Erdbeben ist deren Stärke. Hierbei haben sich zwei Stärkemaße, die maximale Bodenschwinggeschwindigkeit und die Erdbebenmagnitude, als wesentlich und einander ergänzend herausgestellt. Die maximale Bodenschwinggeschwindigkeit beschreibt die seismische Einwirkung auf Gebäude. Hierzu gibt die DIN 4150-3 Grenzwerte für die (frequenzabhängige) Bodenschwinggeschwindigkeit an, ab denen Bodenerschütterungen Schäden an bestimmten Gebäudeklassen verursachen können. Die Magnitude hingegen beschreibt die Stärke des Erdbebens an seiner Quelle. Sie wird unter anderem im Rahmen der probabilistischen seismischen Gefährdungsanalyse benötigt (C in Abbildung 1), um ein Seismizitätsmodell zu bestimmen, das die Auftretenswahrscheinlichkeit von Erdbeben mit einer bestimmten Magnitude beschreibt.

Die Magnitudenbestimmung bei induzierten Mikroerdbeben erfolgt bisher nach unterschiedlichen Methoden, so dass diese Angabe für verschiedene Reservoirs uneinheitlich und daher schwer vergleichbar ist. Im Projekt MAGS2 wurde z. B. die Lokalmagnitude  $M_L$  nach Richter (1935, 1958) durch eine Messung der maximalen Bodenschwinggeschwindigkeit relativ zu einem stärkeren Musterereignis abgeschätzt (Vasterling et al., 2017). Es gibt jedoch bisher keinen allgemein anerkannten Standard, der sich auf Mikroerdbeben anwenden lässt. Physikalisch besser begründet als die Lokalmagnitude  $M_L$  ist die Momentenmagnitude  $M_W$  (Hanks und Kanamori, 1979). Problematisch ist, dass die Lokalmagnitude gerade bei kleinen Erdbeben mit Magnituden unter 2 oft von der Momentenmagnitude abweicht (Deichmann, 2006; Bethmann et al., 2011), obwohl diese beiden Größen eigentlich gleich sein sollten. Zur Bestimmung der Momentenmagnitude  $M_W$  existieren Standardverfahren wie z. B. Momententensorinversionen, die aber nur bei starken Erdbeben anwendbar sind. Eine mögliche Erweiterung auf Mikroerdbeben bietet die Spektralanalyse. Hierbei wird das Plateau des Erdbebenquellspektrums bei tiefen Frequenzen ermittelt, aus dem das seismische Moment  $M_0$  bestimmt werden kann. Das Problem an dieser Methode ist die seismische Dämpfung des Untergrundes, die das Quellspektrum der abgestrahlten Wellen mit zunehmender Entfernung von der Quelle immer stärker verfälscht. Die

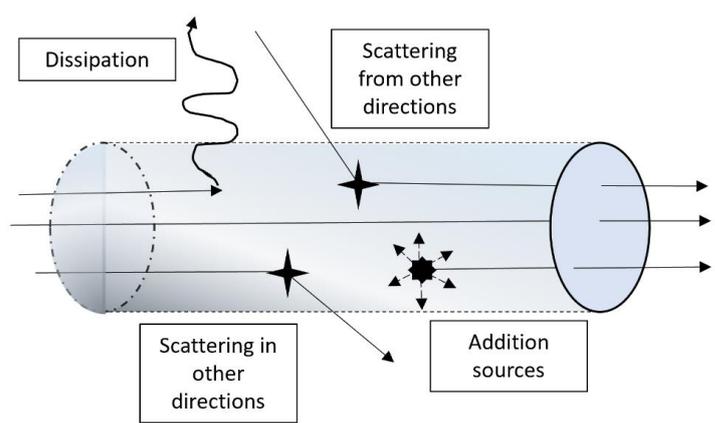


Abbildung 2: Die Energietransfergleichung kann als Energieerhaltungssatz im Phasenraum interpretiert werden. Die Energie in einem Phasenraumelement kann sich hierbei durch die folgenden Prozesse ändern: Durch Ausbreitung gelangt die Energie zu einem anderen Ort, durch eine Quelle entsteht neue Energie, durch Dissipation geht die Energie in eine andere Form über (und verschwindet so). Wesentlich ist, dass auch Streuprozesse berücksichtigt werden: Energie kann durch Richtungswechsel im Rahmen der Streuung sowohl aus dem betrachteten Phasenraumelement herausfallen als auch neu hineinkommen.

frequenz- und ortsabhängigen Dämpfungseigenschaften des Untergrundes müssen daher bestimmt werden, um aus den an den Messstationen beobachteten Spektren der seismischen Wellen auf das Quellspektrum zurückzuschließen. Im Rahmen des Projekts MAGS2 wurden bereits mittlere Scherwellendämpfungen für die Regionen Insheim/Landau und Unterhaching bestimmt. Die Ortsabhängigkeit der seismischen Dämpfung wurde jedoch bisher nicht berücksichtigt. Insbesondere ist von einer starken Tiefenabhängigkeit auszugehen, wobei die Dämpfung in der Regel mit der Tiefe abnimmt. Die Dämpfung seismischer Wellen wird sowohl durch intrinsische Absorption (Umwandlung der elastischen Energie in andere Energieformen wie z. B. Wärme) als auch durch Streuung (Ablenkung der Energie aus ihrer ursprünglichen Ausbreitungsrichtung) hervorgerufen. Eine der erfolgreichsten Methoden zur Simulation der Dämpfung hochfrequenter seismischer Wellen ist die Energietransfertheorie. Die Energietransfergleichung beschreibt Vielfachstreuung inklusive Konversionen zwischen Kompressions- und Scherwellen beliebiger Ordnung. Mit ihrer Hilfe können Seismogrammeinhüllende vom Ersteinsatz bis zur diffusiven Coda in einer Theorie beschrieben werden. Oberflächenwellen werden in dieser Methode vernachlässigt, so dass es sich um eine Hochfrequenzapproximation handelt, die insbesondere zur Analyse induzierter Mikroseismizität geeignet ist. Die elastische Energietransfergleichung kann numerisch mit einer Monte-Carlo-Simulation gelöst werden (Przybilla et al., 2006). Hierbei wird ihre Ähnlichkeit mit der Boltzmann-Gleichung der kinetischen Gastheorie ausgenutzt, so dass man sich den Transport der elastischen Energiedichte als Ausbreitung von kleinen „Energieteilchen“ in einem streuenden Medium vorstellen kann. Die freie Propagation in einer 1D-Hintergrundstruktur, die zwischen zwei Streuprozessen stattfindet, wird durch Strahlentheorie beschrieben (Sens-Schönfelder et al., 2009).

Abbildung 2 verdeutlicht das Prinzip der Energietransfergleichung. Diese stellt eine Energieerhaltungsgleichung dar, bei der 5 Prozesse die Änderung in einem Phasenraumelement verursachen können. Die Energie kann sich weiter ausbreiten und so zu einem anderen Ort gelangen. Es kann eine Energiequelle vorliegen oder die Energie kann absorbiert werden und so verloren gehen. Bei den letzten zwei Prozessen verlässt die Energie das Phasenraumelement auf Grund einer Richtungsänderung. Energie, die sich ursprünglich in die betrachtete Richtung ausgebreitet hat, wird in eine andere Richtung gestreut und verlässt

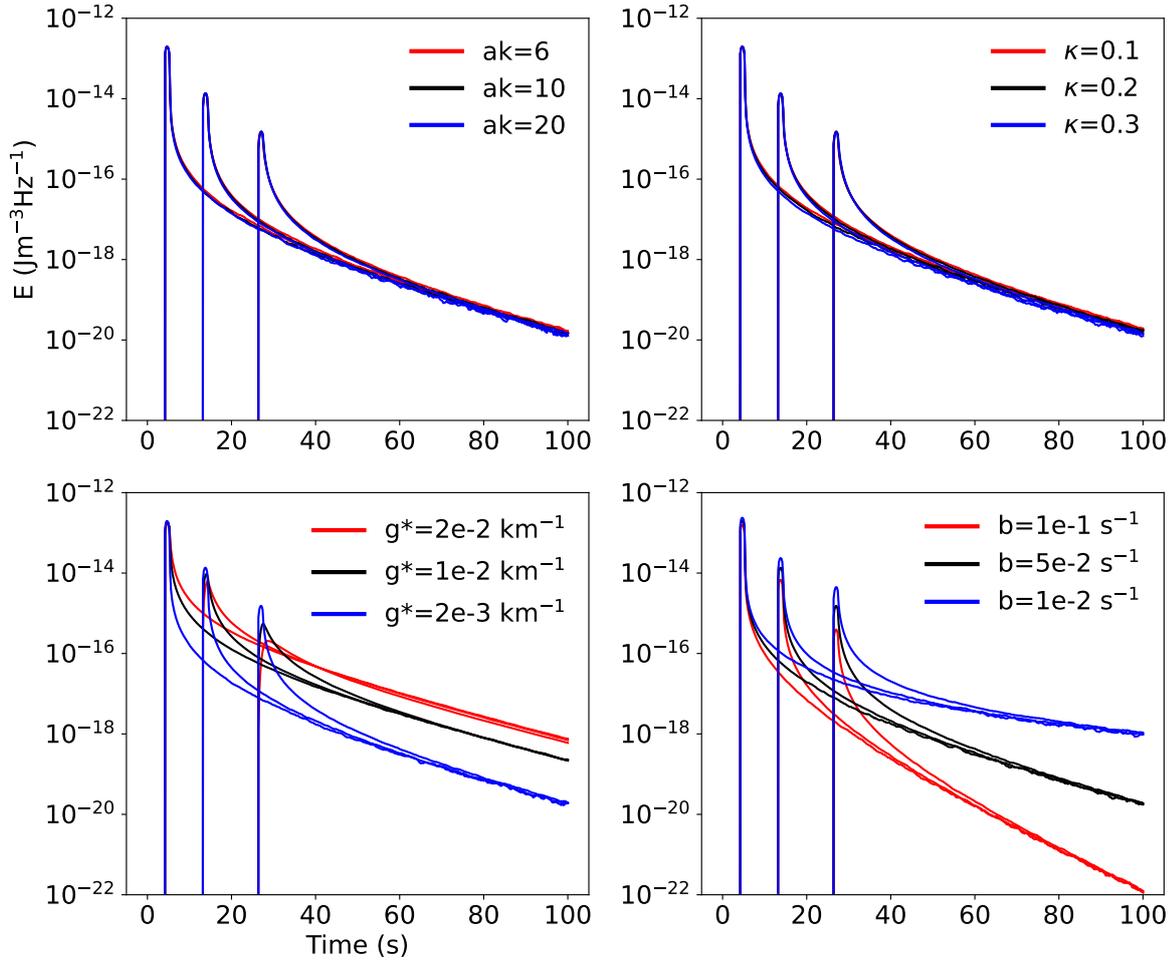


Abbildung 3: Sensitivitätsanalyse zur Bestimmung von Trade-Offs. Die Parameter  $ak$  im Bereich  $6 < ak < 20$  und  $\kappa$  im Bereich  $0.1 < \kappa < 0.3$  haben geringen bis keinen Einfluss auf die 3 modellierten Energiedichten in 3 verschiedenen Entfernungen von der Quelle. Diese Parameter können daher auch nicht aus Messdaten invertiert werden. Die Parameter  $g^*$  und  $b$  hingegen beeinflussen die Energiedichten deutlich und auch auf verschiedene Weise. Diese Untergrundparameter zur Beschreibung der Streuung und der Absorption lassen sich daher aus Messdaten bestimmen.

so das Phasenraumelement. Andere Energie, die zuvor nicht die betrachtete Ausbreitungsrichtung hatte, wird in das Phasenraumelement hineingestreut und kommt so neu dazu. Zur Beschreibung der Dämpfungseigenschaften des Untergrundes sind zwei Parameter entscheidend: der Absorptionskoeffizient für S-Wellen  $b$  sowie der Transportstreuoeffizient für S-Wellen  $g^*$ . Andere Parameter, wie z. B. das Produkt aus Korrelationslänge  $a$  des Zufallsmediums und Wellenzahl  $k$  sowie der Hurst-Exponent des Zufallsmediums spielen hingegen nur eine untergeordnete Rolle (Wegler et al., 2006; Przybilla et al., 2009; Gaebler et al., 2015). Abbildung 3 zeigt diesen Sachverhalt an Hand einer Sensitivitätsanalyse. Ziel ist es daher, zunächst den Absorptionskoeffizienten für S-Wellen  $b$  sowie den Transportstreuoeffizienten für S-Wellen  $g^*$  tiefen- und frequenzabhängig zu bestimmen. Sens-Schönfelder und Wegler (2006) und Eulenfeld und Wegler (2016) zeigten bereits, dass mit Hilfe der Energietransfertheorie auch Quellspektren bestimmt werden können. Diese Autoren berücksichtigten jedoch keine Tiefenabhängigkeit der Dämpfungseigenschaften des Ausbreitungsmediums.

## 1.4.2 Verwendete Fachliteratur und Informations- bzw. Dokumentationsdienste

- S. Baisch, D. Carbon, U. Dannwolf, B. Delacou, M. Devaux, F. Dunand, R. Jung, M. Koller, C. Martine, M. Sartori, R. Secanell, und R. Vörös. Deep Heat Mining Basel - seismic risk analysis, November 2009. contracting authority: Departement für Wirtschaft, Soziales und Umwelt des Kantons Basel-Stadt, Amt für Umwelt und Energie.
- J. Baumgärtner, D. Teza, und G. Wahl. Gewinnung geothermischer Energie durch Entwicklung und Zirkulation eines Störungssystems im Kristallin und deren mikroseismische Überwachung am Beispiel des Geothermieprojektes Insheim. Technical Report Förderkennzeichen 0325158, BESTEC GmbH, Oskar-von-Miller-Str. 2, 76829 Landau, 2013. in German.
- F. Bethmann, N. Deichmann, und P. M. Mai. Scaling relations of local magnitude versus moment magnitude for sequences of similar earthquakes in Switzerland. *Bull. seism. Soc. Am.*, 101: 515–534, 2011. doi: 10.1785/0120100179.
- J. J. Bommer, S. Oates, J. M. Cepeda, C. Lindholm, J. Bird, R. Torres, G. Marroquín, und J. Rivas. Control of hazard due to seismicity induced by a hot fractured rock geothermal project. *Engineering Geology*, 83:287–306, 2006. doi: 10.1016/j.enggeo.2005.11.002.
- C. Bönnemann, B. Schmidt, J. Ritter, N. Gestermann, T. Plenefisch, und U. Wegler. Das seismische Ereignis bei Landau vom 15. August 2009 - Abschlussbericht der Expertengruppe „Seismisches Risiko bei hydrothermalen Geothermie“. Technical report, Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe (BGR), Hannover, Germany, 2010. in German.
- N. Deichmann. Local magnitude, a moment revisited. *Bull. seism. Soc. Am.*, 96:1267–1277, 2006. doi: 10.1785/0120050115.
- T. Eulenfeld und U. Wegler. Measurement of intrinsic and scattering attenuation of shear waves in two sedimentary basins and comparison to crystalline sites in Germany. *Geophys. J. Int.*, 205:744–757, 2016. doi: 10.1093/gji/ggw035.
- P. J. Gaebler, T. Eulenfeld, und U. Wegler. Seismic scattering and absorption parameters in the W-Bohemia/Vogtland region from elastic and acoustic radiative transfer theory. *Geophys. J. Int.*, 203:1471–1481, 2015. doi: 10.1093/gji/ggv393.
- J. C. Groos, R. Fritschen, und J. R. R. Ritter. Untersuchung induzierter Erdbeben hinsichtlich ihrer Spürbarkeit und eventueller Schadenswirkung anhand der DIN 4150. *Bauingenieur*, 88: 374–384, 2013. in German.
- B. Gutenberg und C. F. Richter. Frequency of earthquakes in California. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 34:185–88, 1944.
- B. Gutenberg und C. F. Richter. *Seismicity of the Earth and Associated Phenomena*. Hafner Publishing Company, New York and London, second edition, 1965.
- T. C. Hanks und H. Kanamori. A moment magnitude scale. *J. Geophys. Res.*, 84:2348–1240, 1979. doi: 10.1029/JB084iB05p02348.
- M. O. Häring, U. Schanz, F. Ladner, und B. C. Dyer. Characterisation of the Basel 1 enhanced geothermal system. *Geothermics*, 37:469–495, 2008. doi: 10.1016/j.geothermics.2008.06.002.
- J. H. Healy, W. W. Rubey, D. T. Griggs, und C. B. Raleigh. The Denver earthquakes. *Science*, 161(3848):1301–1310, 1968.

- O. Lengliné, J. Schmittbuhl, K. Drif, S. Lambotte, M. Grunberg, J. Kinscher, C. Sira, A. Schlupp, M. Schaming, H. Jund, und F. Masson. The largest induced earthquakes during the GEOVEN deep geothermal project, Strasbourg, 2018–2022: from source parameters to intensity maps. *Geophys. J. Int.*, 234:2445–2457, 2023. doi: 10.1093/gji/ggad255.
- T. Megies und J. Wassermann. Verbundprojekt MAGS: Konzepte zur Begrenzung der mikro-seismischen Aktivität bei der energetischen Nutzung geothermischer Systeme im tiefen Untergrund, Einzelprojekt 2: Untersuchung von Mikro-Beben in der bayerischen Molasse im Umfeld von geothermischen Reservoiren. Technical report, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2014. in German.
- M. Pilger, T. Eulenfeld, A. Brüstle, U. Wegler, T. Plenefisch, und B. Schmidt. Mikro-seismische Aktivität geothermischer Systeme 2 - Vom Einzelsystem zur großräumigen Nutzung, Einzelprojekt 1 - Seismische Monitoringkonzepte und bruchmechanische Bewertungen für komplexe Geothermiefelder am Beispiel Südpfalz. Technical Report Förderkennzeichen 0325662A, Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe, 2017. in German.
- J. Przybilla, M. Korn, und U. Wegler. Radiative transfer of elastic waves versus finite difference simulations in two-dimensional random media. *J. Geophys. Res.*, 111:B04305, 2006. doi: 10.1029/2005JB003952.
- J. Przybilla, U. Wegler, und M. Korn. Estimation of crustal scattering parameters with elastic radiative transfer theory. *Geophys. J. Int.*, 178(2):1105–1111, 2009. doi: 10.1111/j.1365-246X.2009.04204.x.
- C. F. Richter. An instrumental earthquake magnitude scale. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 25(1):1–32, 1935.
- C. F. Richter. *Elementary Seismology*. W. H. Freeman and Company, San Francisco, 1958.
- J. Ritter und J. Groos. Verbundprojekt MAGS: Konzepte zur Begrenzung der mikro-seismischen Aktivität bei der energetischen Nutzung geothermischer Systeme im tiefen Untergrund, Einzelprojekt 1 (EP1): Quantifizierung und Charakterisierung des induzierten seismischen Volumens im Bereich Landau / Südpfalz. Technical report, Karlsruher Institut für Technologie, Geophysikalisches Institut, Hertzstr. 16, 76187 Karlsruhe, 2014. in German.
- C. Sens-Schönfelder und U. Wegler. Radiative transfer theory for estimation of the seismic moment. *Geophys. J. Int.*, 167:1363–1372, 2006. doi: 10.1111/j.1365-246X.2006.03139.x.
- C. Sens-Schönfelder, L. Margerin, und M. Campillo. Laterally heterogeneous scattering explains Lg blockage in the Pyrenees. *J. Geophys. Res.*, 114(B07309):1–19, 2009. doi: 10.1029/2008JB006107.
- S. A. Shapiro. Abschlussbericht für das Verbundprojekt MAGS: Konzepte zur Begrenzung der mikro-seismischen Aktivität bei der energetischen Nutzung geothermischer Systeme im tiefen Untergrund, Einzelprojekt EP 5: Modellierung der Auftrittswahrscheinlichkeiten fluidinduzierter Erdbeben mit einer gegebenen Magnitude bei der Stimulation geothermischer Systeme. Technical report, Freie Universität Berlin, 2014. in German.
- S. A. Shapiro und C. Dinske. Scaling of seismicity induced by nonlinear fluid-rock interaction. *J. Geophys. Res.*, 114(B09307):1–14, 2009. doi: 10.1029/2008JB006145.
- T. Spies und J. Schlittenhardt. Abschlussbericht für das Verbundprojekt MAGS: Konzepte zur Begrenzung der mikro-seismischen Aktivität bei der energetischen Nutzung geothermischer Systeme im tiefen Untergrund, Einzelprojekt EP 4: Untersuchung der seismischen Gefährdung aufgrund induzierter Seismizität bei tiefer geothermischer Energiegewinnung. Technical report, Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe, Stilleweg 2, 30655 Hannover, 2014. in German.

- D. Teza, H. Menzel, und J. Baumgärtner. Multihorizontansatz zur Erschließung ökonomisch relevanter Fließraten am Beispiel des Geothermieprojektes Landau. Technical Report Förderkennzeichen 0327522, geo x GmbH, Industriestr. 18, 76829 Landau, 2008. in German.
- M. Vasterling, U. Wegler, J. Becker, A. Brüstle, und M. Bischoff. Real time cross-correlation detector: application to induced seismicity in the Insheim and Landau deep geothermal reservoirs. *J. Seismol.*, 21(1):193–208, 2017. doi: 10.1007/s10950-016-9597-1.
- U. Wegler. Abschlussbericht für das Verbundprojekt MAGS: Konzepte zur Begrenzung der mikroseismischen Aktivität bei der energetischen Nutzung geothermischer Systeme im tiefen Untergrund, Übersicht und Empfehlungen. Technical report, Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe, Stilleweg 2, 30655 Hannover, 2014. in German.
- U. Wegler, M. Korn, und J. Przybilla. Modelling full seismogram envelopes using radiative transfer theory with Born scattering coefficients. *Pure Appl. Geophys.*, 163:503–531, 2006. doi: 10.1007/s00024-005-0027-5.
- U. Wegler, M. Vasterling, und M. Bischoff. Abschlussbericht für das Verbundprojekt MAGS: Konzepte zur Begrenzung der mikroseismischen Aktivität bei der energetischen Nutzung geothermischer Systeme im tiefen Untergrund, Einzelprojekt EP3: Echtzeitauswertung induzierter Erdbeben und Gefährdungsabschätzung bei hydraulischen Stimulationen geothermischer Reservoirs. Technical report, Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe, Stilleweg 2, 30655 Hannover, 2014. in German.

## 1.5 Zusammenarbeit mit anderen Stellen

Im Rahmen des Verbundprojekts bestand eine enge Zusammenarbeit mit den Verbundpartnern. Hervorgehoben sei hier der Austausch mit der BGR bezüglich des Echtzeitmonitorings mit Anwendung auf Landau- und Insheim-Daten. Regelmäßige Workshops der Verbundpartner fanden statt, konnten auf Grund der COVID-19-Pandemie über weite Strecken des Projektes aber nur online durchgeführt werden. Hierdurch wurde die Kooperation im Verbundprojekt beeinträchtigt.

## 2 Eingehende Darstellung

### 2.1 Darstellung der Verwendung der Zuwendung und der erzielten Ergebnisse mit Gegenüberstellung der vorgegebenen Ziele

#### 2.1.1 Arbeitspaket 1: Bestimmung der tiefenabhängigen seismischen Scherwellendämpfung und Standortcharakterisierung mit Mikroerdbeben an den Beispielen Südpfalz und bayerische Molasse

**Geschwindigkeiten und Dämpfung in den oberflächennahen Schichten** Oberflächennahe Sedimente, wie sie im Oberrheingraben bei Insheim vorkommen, lassen eine hohe seismische Dämpfung erwarten. Diese wird mit zunehmender Verfestigung der Sedimente mit der Tiefe abnehmen. Um die Tiefenabhängigkeit zu erfassen, wird in zwei Schritten vorgegangen. Im ersten Schritt werden die speziellen Charakteristika der bei Insheim vorhandenen seismischen Bohrlochmessstellen ROTT sowie LDE ausgenutzt (Abbildung 4). In einem zweiten Schritt werden dann die gesamten Sedimente des Oberrheingrabens sowie das darunterliegende kristalline Gestein tiefenabhängig auf ihre Dämpfungseigenschaften für seismische Scherwellen betrachtet. Da sowohl an der Erdoberfläche als auch am Grund des Bohrlochs der beiden Bohrlochmessstellen ROTT und LDE jeweils ein Seismometer installiert sind (Abbildung 5, links), lassen sich die mittleren Geschwindigkeiten zwischen diesen beiden Sensoren mit sehr hoher Genauigkeit bestimmen. Zur groben Abschätzung wird die Ankunftszeit der P- und S-Wellen sowohl am Bohrlochseismometer als auch an der Erdoberfläche interaktiv für verschiedene induzierte Erdbeben unterhalb der Messstelle abgelesen (Abbildung 5, rechts). Unter der Annahme, dass der Strahl nahezu senkrecht durch die oberflächennahe Schicht läuft, kann nun an Hand der Laufzeitdifferenz sowie des Höhenunterschiedes zwischen den beiden Messstellen die mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit zwischen den beiden Messstellen bestimmt werden. Um die Genauigkeit zu erhöhen, wird der Laufzeitunterschied mit Hilfe einer Kreuzkorrelation bestimmt sowie über sehr viele Erdbebensignale gemittelt (Abbildung 6). So kann neben dem Mittelwert der Laufzeitdifferenz zusätzlich auch ihre statistische Standardabweichung bestimmt werden, um die Genauigkeit der Messung abzuschätzen. Die Standardabweichung ist für die P-Wellen deutlich geringer (Abbildung 6), da diese den Ersteinsatz darstellen. Größere Ungenauigkeiten ergeben sich bei den Laufzeiten der S-Welle, da diese Wellen von der gleichzeitig ankommenden P-Coda überlagert werden. Somit lässt sich die mittlere P-Wellen-Geschwindigkeit mit höherer Präzision als die mittlere S-Wellen-Geschwindigkeit bestimmen. Tabelle 1 zeigt die ermittelten Werte an den beiden Standorten. Von hohem Interesse ist hier insbesondere auch das Verhältnis  $V_P/V_S$ . Für tiefere kristalline Gesteine wäre hier ein Wert von  $V_P/V_S \approx 1.7$  typisch. In diesen oberflächennahen Schichten ist der Wert jedoch deutlich höher, was bei der Ortung der induzierten Erdbeben berücksichtigt werden muss und sich insbesondere auf die Tiefenbestimmung auswirkt.

Die mittlere seismische Dämpfung zwischen der Bohrlochmessstelle und der Erdoberfläche kann ebenfalls sehr genau bestimmt werden. Hierbei ergibt sich jedoch als zusätzliche Komplikation, dass die seismische Dämpfung im Allgemeinen auch von der Frequenz abhängt. Darüber hinaus kann auch die Abnahme der seismischen Geschwindigkeit innerhalb der betrachteten Schichten zu einer Standortverstärkung führen. Die Amplitude der seismischen Wellen kann an der Erdoberfläche gegenüber der Aufzeichnung am Bohrlochseismometer verstärkt werden. Aus diesem Grund werden nun nicht die Wellen am Bohrlochseismometer mit den Wellen an der Erdoberfläche verglichen, sondern wir vergleichen die zuerst ankommenden Wellen am Bohrlochseismometer mit den an der Erdoberfläche reflektierten Wellen, die ebenfalls am Bohrlochseismometer aufgezeichnet werden (Abbildung 5, rechts unten). Auf Grund des nahezu senkrechten Einfalls können wir hier Konversionen vernachlässigen und eine Totalreflexion an der Erdoberfläche annehmen. Mit Hilfe der Spektralverhältnisse und den bekannten Laufzeitdifferenzen (Abbildung 6) lassen sich nun die seismischen Dämpfungswerte sowohl für P- als auch für S-Wellen bestimmen. Diese mittleren Dämpfungswerte werden durch die inversen Qualitätsfaktoren  $Q_P^{-1}$  und  $Q_S^{-1}$  als Funktion der Frequenz  $f$  beschrieben (Abbildung 7).

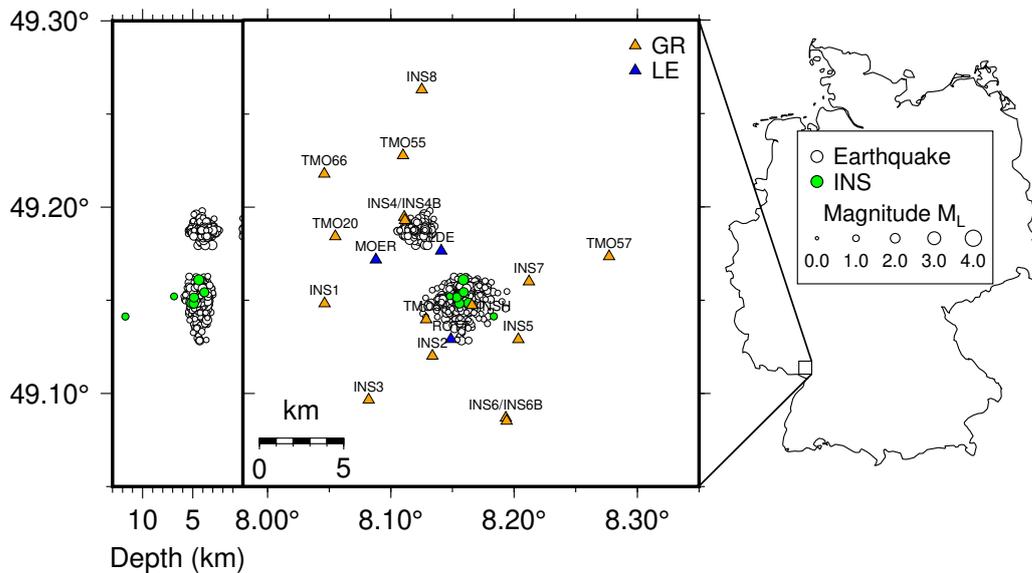


Abbildung 4: Karte (Mitte) sowie Tiefenschnitt (links) für die tiefen geothermischen Reservoir bei Landau und Insheim (Oberrheingaben). An der Erdoberfläche installierte und in dieser Studie verwendete seismische Messstellen des Stationsnetzes mit dem Netzwerkkürzel GR sind als beige Dreiecke dargestellt. Eingesetzte Bohrlochseismometer mit dem Netzwerkkürzel LE sind als blaue Dreiecke eingezeichnet. Die Hypozentren der für die Bestimmung der seismischen Dämpfung verwendeten Erdbeben im Bereich Insheim sind als grüne Kreise eingezeichnet, während sonstige Erdbeben bei Landau und Insheim als weiße Kreise dargestellt sind. Beim Erdbeben in über 10 km Tiefe handelt es sich um ein natürliches Erdbeben, während die anderen Erdbeben in geringeren Tiefen induziert sind.

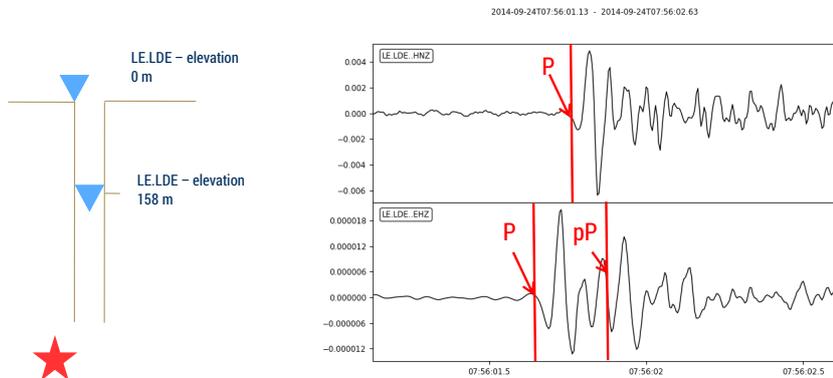


Abbildung 5: Links: Prinzipskizze zur Bestimmung der seismischen Geschwindigkeiten und Dämpfungswerte in den oberflächennahen Schichten an der seismischen Bohrlochmessstelle mit Stationskürzel LDE des seismischen Netzwerkes mit dem Netzwerkkürzel LE. Die Strahlen der vom Erdbeben (roter Stern) abgestrahlten seismischen Wellen laufen nahezu senkrecht durch die obersten Schichten. Die seismischen Wellen erreichen zuerst das Bohrlochseismometer in einer Tiefe von 158 m unter der Erdoberfläche (blaues Dreieck). Danach treffen sie auf die Erdoberfläche, wo ein weiteres Seismometer steht (zweites blaues Dreieck). Nach der Reflexion an der Erdoberfläche läuft der Strahl wieder nach unten und passiert ein weiteres Mal das Bohrlochseismometer. Rechts: Seismogrammbeispiel (Vertikalkomponente). Man erkennt, dass die Kompressionswellen (P) zuerst am Bohrlochseismometer (Kanal EHZ, unten) eintreffen. Kurz danach werden die Wellen auch an der Erdoberfläche direkt darüber registriert (Kanal HNZ, oben). Die an der Oberfläche reflektierten Wellen (pP) werden schließlich am Bohrlochseismometer beobachtet und sind im Seismogramm als zweiter Einsatz erkennbar.

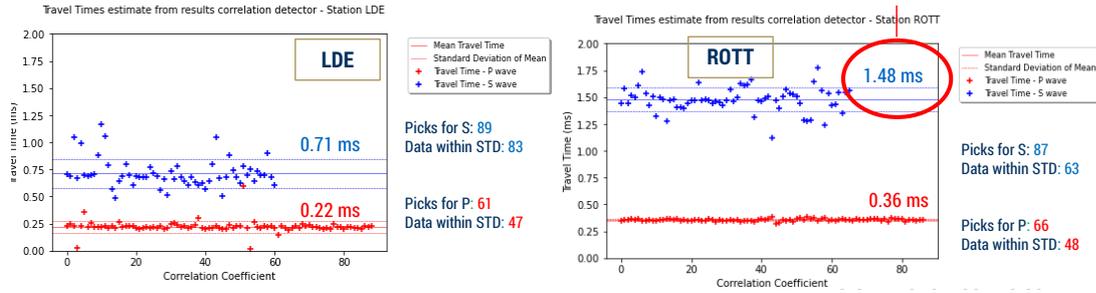


Abbildung 6: Mittels Kreuzkorrelation bestimmte Laufzeitunterschiede zwischen den Ankunftszeiten der P-Welle (rot) bzw. S-Welle (blau) an der Bohrlochmessstelle und der Oberflächenmessstelle für die beiden Seismometerstandorte LDE (links) und ROTT (rechts).

Station	$V_P$ m/s	$V_S$ m/s	$V_P/V_S$
ROTT	857	206	4.15
LDE	676	210	3.22

Tabelle 1: Oberflächennahe mittlere P- und S-Wellengeschwindigkeiten ( $V_P$  und  $V_S$ ) sowie deren Verhältnis ( $V_P/V_S$ ) jeweils zwischen Bohrlochseismometer und Oberflächenseismometer für die beiden seismologischen Messstellen ROTT und LDE.

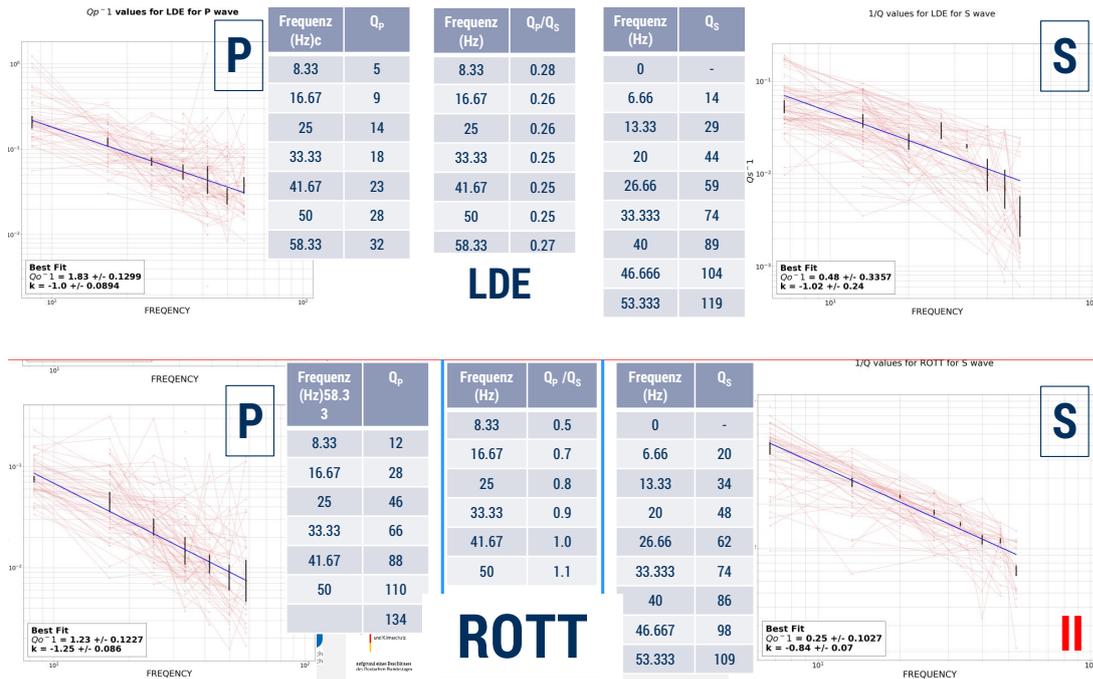


Abbildung 7: Doppelt logarithmische Darstellung der totalen Dämpfung  $Q_P^{-1}$  und  $Q_S^{-1}$  als Funktion der Frequenz  $f$ . Gezeigt ist die gemessene Dämpfung an den beiden Bohrungen LDE (obere Zeile) und ROTT (untere Zeile). In der linken Spalte ist die P-Wellen-Dämpfung  $Q_P^{-1}$  dargestellt, während in der rechten Spalte die S-Wellen-Dämpfung  $Q_S^{-1}$  gezeigt ist. Die roten Linien stellen die Ergebnisse jeder Messung an einem einzelnen Erdbeben dar. Die schwarzen Punkte mit Fehlerbalken ergeben sich aus der Berechnung des Mittelwertes und der Standardabweichung der Einzelmessungen. Die jeweils angepassten Geraden (blaue Linien) entsprechen den Potenzgesetzen  $Q^{-1}(f) = Q_0^{-1} f^k$ . Die Tabelle enthält zusätzlich auch das Verhältnis  $Q_P/Q_S$ .

**Seismische Schwerwellendämpfung in den Sedimentgesteinen des Oberrheingrabens und in den darunter liegenden kristallinen Gesteinen** Neben der Charakterisierung der oberflächennahen Schichten müssen auch die Sedimentgesteine und das darunter liegende Kristallin betrachtet werden, da die seismischen Wellen der induzierten Erdbeben diese Schichten durchlaufen. Als etablierte Methode zu Bestimmung der seismischen Dämpfung wird die Energietransfertheorie eingesetzt. Bei dieser Methode kann gleichzeitig auch nach dem Quellspektrum  $W(f)$  der induzierten Erdbeben sowie nach den frequenzabhängigen Standortverstärkungsfaktoren  $R(\vec{x}, f)$  für S-Wellen der verschiedenen Aufzeichnungsstellen an den Orten  $\vec{x}$  invertiert werden. Die modellierte Scherwellenenergiedichte  $E_{syn}(\vec{x}, t, f)$  hängt vom Aufzeichnungsort  $\vec{x}$ , der Zeit nach der Herzeit  $t$  sowie der Zentralfrequenz  $f$  des verwendeten Bandpassfilters ab und lässt sich mit Hilfe der folgenden Gleichung darstellen (z.B. Sens-Schönfelder und Wegler, 2006):

$$E_{syn} = WRG \quad (1)$$

Hierbei ist  $G = G(\vec{x}, t, f)$  die greensche Funktion für die S-Wellen-Energieausbreitung, die sowohl die Absorption als auch Streueffekte an kleinskaligen Heterogenitäten beinhaltet. Mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation (Gusev und Abubakirov, 1996; Yoshimoto, 2000; Wegler et al., 2006) kann die Energietransfergleichung für  $G$  numerisch gelöst werden und theoretische Kurven für  $E_{syn}$  lassen sich so berechnen.

Als Erweiterung der gängigen Methode wird hier auch eine Tiefenabhängigkeit berücksichtigt. Die Simulation verwendet die Strahlentheorie in einem deterministischen 1D-Hintergrundmodell und simuliert die Ausbreitung von „Energiepartikeln“ von der Erdbebenquelle zum Seismometer (Abbildung 8). Jede Schicht wird in diesem Modell durch 4 Parameter beschrieben: Die S-Wellen-Geschwindigkeit  $v(z)$ , die Dichte  $\rho(z)$ , den Absorptionskoeffizienten  $b(z)$  sowie den Transportstreuoeffizienten  $g^*(z)$ . Hierbei werden Geschwindigkeit und Dichte als bekannt vorausgesetzt (A-Priori-Information), während Absorptionskoeffizient und Transportstreuoeffizient zunächst unbekannte Inversionsparameter sind.

Die Monte-Carlo-Simulation startet an der als punktförmig angenommenen Erdbebenquelle. Unter der Annahme einer isotropen Quelle werden die Abstrahlungswinkel folgendermaßen berechnet (Yoshimoto, 2000):

$$\theta = \arccos(1 - 2U_1) \quad (2)$$

$$\varphi = 2\pi U_2 \quad (3)$$

wobei  $\theta$  der Abstrahlungsinzidenzwinkel und  $\varphi$  der Abstrahlungszimuth sind.  $U_1$  und  $U_2$  sind gleichverteilte Zufallszahlen zwischen 0 und 1. In jedem Zeitschritt  $\Delta t$  breitet sich das Teilchen zunächst gradlinig um die Schrittlänge  $\Delta x$  aus:

$$\Delta x = \Delta t v(z) \quad (4)$$

Hierbei verliert es Energie nach dem Gesetz  $e^{-b(z)\Delta t}$ .

Da das Medium aus verschiedenen Tiefenschichten besteht, wird das Energieteilchen nach dem Gesetz von Snellius an den Schichtgrenzen transmittiert oder reflektiert. Welcher der beiden Prozesse auftritt, wird wieder mit Hilfe einer Zufallszahl bestimmt. Zunächst wird der Energie-reflexionskoeffizient berechnet (Aki und Richards, 2002, S. 139):

$$R_c = \left( \frac{\rho_1 v_1 \cos(j_1) - \rho_2 v_2 \cos(j_2)}{\rho_1 v_1 \cos(j_1) + \rho_2 v_2 \cos(j_2)} \right)^2 \quad (5)$$

Hierbei ist  $j$  der Inzidenzwinkel und der Index 1 steht für die aktuelle Schicht des Partikels, während der Index 2 für die benachbarte Schicht jenseits der Schichtgrenze steht. (Der Amplitudenreflexionskoeffizient, der in Aki und Richards (2002, S. 139) gegeben ist, wurde in Gleichung 5 quadriert, da Energieausbreitung simuliert wird.) Um zu bestimmen, ob ein Teilchen transmittiert oder reflektiert wird, wird eine weitere zwischen 0 und 1 gleichverteilte Zufallszahl  $U_3$  gezogen. Wenn  $U_3$  kleiner als  $R_c$  ist, wird das Teilchen reflektiert, ansonsten wird es nach dem Gesetz von Snellius transmittiert.

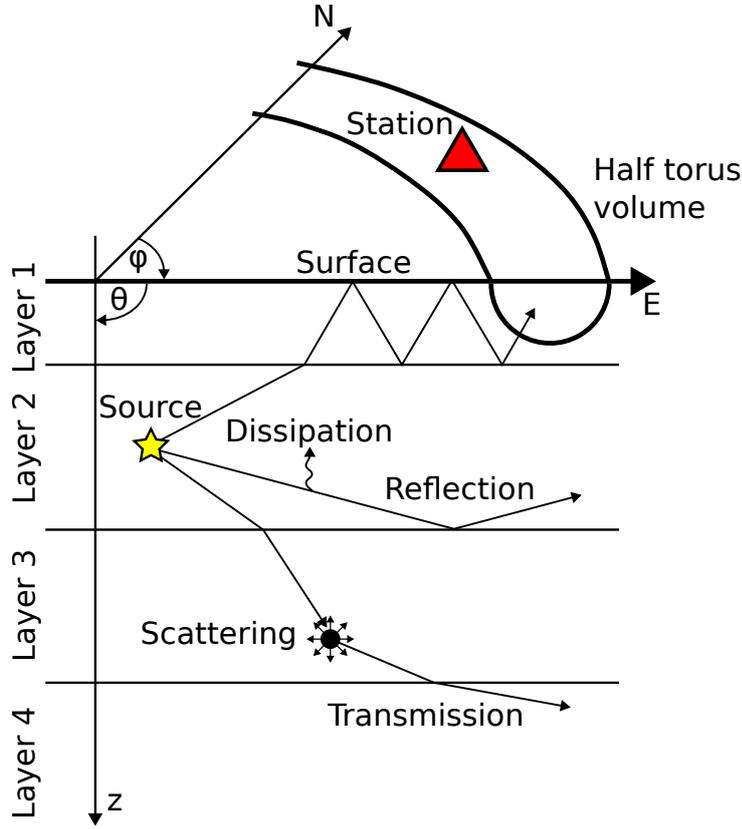


Abbildung 8: Prinzipskizze zur Lösung der Energietransfergleichung mit Hilfe einer numerischen Monte-Carlo-Simulation. Ein „Energieteilchen“ wird an der Quelle (gelber Stern) in zufällige Richtung abgestrahlt. Auf seinem Weg durch das tiefenabhängig geschichtete Zufallsmedium erfährt das Teilchen geradlinige Ausbreitung innerhalb jeder Schicht, Reflexion und Transmission an Schichtgrenzen, Dissipation sowie Streuung an zufällig im Raum verteilten kleinskaligen 3D-Heterogenitäten. Das Eintreffen der seismischen Energie zu einer bestimmten Zeit und in einer bestimmten Entfernung wird gemessen, indem die Ankunft eines Energieteilchens in einem Halbtorus an der Erdoberfläche ermittelt wird.

Nach der Bewegung wird bestimmt, ob in diesem Zeitschritt auch Streuung an kleinskaligen 3D-Heterogenitäten innerhalb der Schicht auftritt. Dabei beschreiben wir diese Heterogenitäten stochastisch mit Hilfe eines Von-Kármán-Zufallsmediums (Abbildung 9), das durch die folgende spektrale Leistungsdichtefunktion  $P(k)$  vollständig charakterisiert ist (Sato et al., 2012, S. 16):

$$P(k) = \frac{2\sqrt{\pi}\varepsilon^2 a^3 \Gamma(\kappa + 1.5)}{\Gamma(\kappa) (1 + a^2 k^2)^{\kappa+1.5}} \quad (6)$$

Hierbei sind  $k$  die Wellenzahl für S-Wellen,  $\varepsilon$  die Standardabweichung der Geschwindigkeitsfluktuationen des Zufallsmediums,  $a$  die Korrelationslänge des Zufallsmediums,  $\Gamma$  die Gammafunktion und  $\kappa$  der Hurst-Exponent des Zufallsmediums. Die Streuung wird durch den totalen Streukoeffizienten  $g_0(f)$ , den Transportstreukoeffizienten  $g^*(f)$  und den winkelabhängigen Streukoeffizienten  $g(\theta_{sc})$  beschrieben. Bei isotroper Streuung sind diese 3 Streukoeffizienten identisch und es gilt  $g^* = g_0 = g(\theta_{sc})$ . Diese vereinfachende Annahme wird in vielen Simulationsalgorithmen verwendet, obwohl bekannt ist, dass sie auf die Wellenausbreitung in realem Krustenmaterial nicht zutrifft. Realistisch ist hingegen eine starke Vorwärtsstreuung. Mit Hilfe gemessener Daten kann nur der Transportstreukoeffizient  $g^*(f)$  bestimmt werden. Dieser wird auch verwendet, um die Streudämpfung  $Q_{sc}^{-1}$  zu berechnen (Gaebler et al., 2015). Die mittlere freie Transportweglänge  $l^*(f)$  ist der Kehrwert des Transportstreukoeffizienten  $g^*(f)$ . Diese kann als Entfernung interpretiert werden, in der das Teilchen seine ursprüngliche Ausbreitungsrichtung auf Grund von

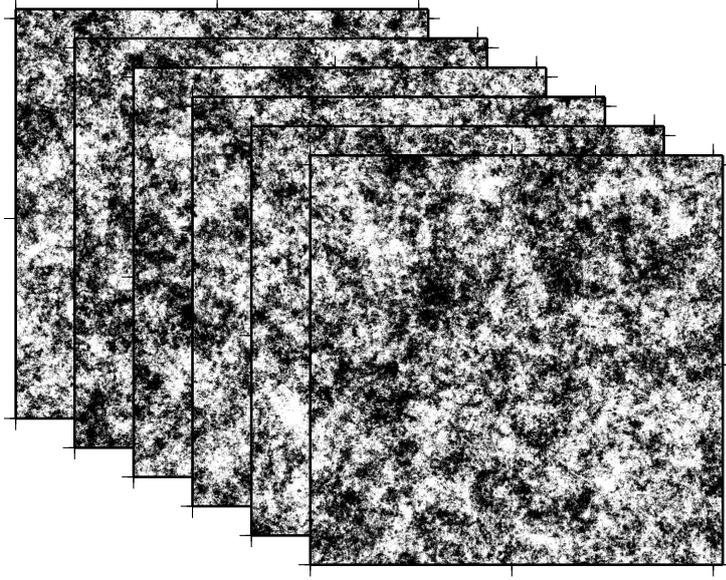


Abbildung 9: Beispiel für ein Von-Kármán-Zufallsmedium zur statistischen Beschreibung der Heterogenität in einer Schicht. Helle Bereiche entsprechen einer lokal leicht erniedrigten S-Wellen-Geschwindigkeit, während dunkle Bereiche eine S-Wellen-Geschwindigkeit oberhalb des Mittelwertes dieser Schicht darstellen. Das Zufallsmedium wird durch ein Ensemble statistisch gleicher Realisierungen repräsentiert. Beispielhaft sind 6 Realisierungen gezeigt, die alle durch die gleiche spektrale Leistungsdichtefunktion  $P$  beschrieben werden.

vielfachen Streuprozessen „vergessen“ hat. Für den realistischen Fall, dass der Hurst-Exponent zwischen 0 und 0.5 liegt, gilt für den Transportstreuoeffizienten  $g^*(f)$ :

$$\begin{aligned}
 g^*(f) &= \frac{1}{4\pi} \int_0^{2k} P(k) k^3 dk \\
 &= \frac{\varepsilon^2}{a} \left[ (\kappa - 0.5) (1 + 4a^2 k^2)^{-\kappa - 0.5} - (\kappa + 0.5) (1 + 4a^2 k^2)^{-\kappa + 0.5} + 1 \right] \\
 &\quad \frac{\sqrt{\pi} \exp[\Gamma(\kappa + 1.5)]}{\exp[\Gamma(\kappa)] (\kappa + 0.5) (\kappa - 0.5)}
 \end{aligned} \tag{7}$$

wobei ein Von-Kármán-Zufallsmedium mit Leistungsdichtefunktion  $P(k)$  nach Gleichung 6 angenommen wurde. Der totale Streukoeffizient  $g_0(f)$  ist dann:

$$\begin{aligned}
 g_0(f) &= \frac{1}{4\pi} \int_0^{2k} P(k) k dk \\
 &= \frac{\varepsilon^2}{a} (ak)^2 \left[ 1 - (1 + 4a^2 k^2)^{-\kappa - 0.5} \right] \\
 &\quad \frac{2\sqrt{\pi} \exp[\Gamma(\kappa + 1.5)]}{\exp[\Gamma(\kappa)] (\kappa + 0.5)}
 \end{aligned} \tag{8}$$

Der totale Streukoeffizient  $g_0(f)$  ist der Kehrwert der (totalen) mittleren freien Weglänge  $l_0(f)$ , welche die mittlere Distanz zwischen zwei Streuprozessen ist. Für große Werte von  $ak$  ( $ak \gg 1$ ) lassen sich die Gleichungen 7 und 8 vereinfachen:

$$g^*(f) = \frac{\varepsilon^2}{a} (ak)^{-2\kappa + 1} \frac{2^{-2\kappa + 1} \sqrt{\pi} \exp[\Gamma(\kappa + 1.5)]}{\exp[\Gamma(\kappa)] (-\kappa + 0.5)}; \quad ak \gg 1; \quad 0 < \kappa < 0.5 \tag{9}$$

und

$$g_0(f) = \frac{\varepsilon^2}{a} (ak)^2 \frac{2\sqrt{\pi} \exp[\Gamma(\kappa + 1.5)]}{\exp[\Gamma(\kappa)] (\kappa + 0.5)}; \quad ak \gg 1 \tag{10}$$

Für kleine  $ak$  ( $ak \ll 1$ ) gilt hingegen:

$$g^*(f) = g_0(f) = \frac{\varepsilon^2}{a} (ak)^4 \frac{8\sqrt{\pi} \exp[\Gamma(\kappa + 1.5)]}{\exp[\Gamma(\kappa)]}; \quad ak \ll 1 \quad (11)$$

Die Energiedichten werden hauptsächlich durch den Wert des Transportstreuoeffizienten  $g^*(f)$  und den Wert des Absorptionskoeffizient  $b(f)$  festgelegt (Abbildung 3). Auf Grund von Trade-Offs ist es mit bisherigen Methoden nicht möglich, die Parameter  $\kappa$ ,  $a$  und  $\varepsilon$  des Zufallsmediums einzeln zu bestimmen (Wegler et al., 2006; Przybilla et al., 2009; Gaebler et al., 2015). Aus diesem Grund wird das Produkt aus Wellenzahl  $k$  und Korrelationslänge  $a$  auf einen fixierten Wert gesetzt ( $ak = 6$ ). Dies entspricht dem realistischen Fall von starker Vorwärtsstreuung (Wegler et al., 2006). Ob Streuung im betrachteten Zeitschritt auftritt, wird durch die Ungleichung  $g_0 v(z) \Delta t > U_4$  festgelegt, wobei  $U_4$  eine weitere gleichverteilte Zufallszahl zwischen 0 und 1 ist. Hierbei muss für jeden Zeitschritt die Bedingung  $v(z) \Delta t \ll g_0^{-1}$  erfüllt sein (Yoshimoto, 2000). Tritt Streuung auf, wird dem Energiepartikel eine neue Ausbreitungsrichtung zugewiesen. Diese wird mit Hilfe der „Rejection Method“ (Press et al., 1996; Wegler et al., 2006) bestimmt. Der Streuinzidenzwinkel  $\theta_{sc}$  wird zunächst in einem lokalem Koordinatensystem berechnet, in dem die Ausbreitungsrichtung des Teilchens entlang der z-Achse liegt. Mit Hilfe von Gleichung 2 wird ein vorläufiger Streuwinkel  $\theta_{sc}$  berechnet. Zusätzlich wird wieder eine weitere Zufallszahl  $U_5$  erzeugt. Danach wird der normierte winkelabhängige Streukoeffizient  $g$  berechnet:

$$\frac{g(\theta_{sc})}{g(\theta_{sc} = 0)} = \left(1 + (2ak \sin(\theta_{sc}/2))^2\right)^{-\kappa-1.5} \quad (12)$$

Falls die Bedingung  $g(\theta_{sc})/g(0) > U_5$  erfüllt ist, wird der vorläufige Streuinzidenzwinkel  $\theta_{sc}$  akzeptiert. Anderenfalls wird der Prozess mit einem neuen vorläufigen Streuinzidenzwinkel  $\theta_{sc}$  und einer neuen Zufallszahl  $U_5$  wiederholt, solange bis ein Streuwinkel akzeptiert wird. Diese Methode wird bei starker Vorwärtsstreuung ineffizient, weil die konstante Vergleichsfunktion  $g(0)$  stark von  $g(\theta_{sc})$  abweicht, was zu vielen abgelehnten Streuwinkeln führt. Ein numerischer Wert von  $ak = 6$  ist daher ein sinnvoller Kompromiss zwischen gewünschter Vorwärtsstreuung und numerischer Ineffizienz. Der Streuazimuth  $\varphi_{sc}$  kann auf Grund der azimuthalen Symmetrie einfach nach Gleichung 3 berechnet werden. Nachdem die neue Ausbreitungsrichtung im lokalen Koordinatensystem berechnet wurde, wird diese mit Hilfe einer Euler-Rotation in das feste Koordinatensystem umgerechnet.

Bei Verwendung der 1D-Symmetrie, d. h. sowohl das deterministische Hintergrundmodell als auch das überlagerte Zufallsmedium sind nur von der Tiefe abhängig, kann die Ankunft eines Teilchens in einem Empfängervolumen  $\Delta V$  von der Form eines Halbtorus registriert werden (Abbildung 8). Diese aus numerischen Gründen notwendige Annahme verlangt auch die Abstrahlung an der Quelle als isotrop anzunehmen, obwohl bekannt ist, dass ein Erdbeben eine nicht isotrope Energieabstrahlung verursacht. Der große Radius des Halbtorus ist die Epizentralentfernung, während der kleine Radius einem kleinen Wert entspricht. Befindet sich ein Teilchen während der Simulation im Empfängervolumen, wird diese Energie zur Zeit  $t$  und in der entsprechenden Epizentralentfernung zur Energiedichte  $G_{MC}$  addiert. Eine hohe Anzahl  $N$  an Partikeln wird simuliert und die greensche Funktion der Energiedichte  $G(t)$  am Empfänger zur Zeit  $t$  ergibt sich als:

$$G(t) = \frac{G_{MC}(t)}{N\Delta V} \quad (13)$$

Im Gegensatz zu den vereinfachten Modellen mit isotropen Streukoeffizienten ist keine besondere Behandlung der direkten S-Welle notwendig, da durch die starke Vorwärtsstreuung das in Daten beobachtete „Envelope Broadening“ korrekt modelliert wird. (Przybilla et al., 2006; Wegler et al., 2006).

Die spektralen Quellenergiedichten  $W$  der Erdbeben für S-Wellen sowie die Standortverstärkungsfaktoren  $R$  für S-Wellen an den seismischen Messstationen können bestimmt werden, wenn viele Erdbeben und viele Messstellen gleichzeitig betrachtet werden. Für jede Kombination aus

Erdbeben und Messstation gilt  $E_{obs} = c G$  mit  $c = WR$ . Daraus ergibt sich das Gleichungssystem:

$$\ln(c_j) = \ln(W_e) + \ln(R_s) \quad (14)$$

$N_{obs}$  ist die Anzahl der Stations-Erdbeben-Paare (Index  $j$ ),  $N_e$  die Anzahl der verwendeten Erdbeben (Index  $e$ ) und  $N_s$  die Anzahl der verwendeten seismologischen Messstellen (Index  $s$ ). Da nicht jede Messstelle bei jedem Erdbeben verwendet wird, gilt  $N_{obs} > N_e + N_s$ . Dieses lineare Gleichungssystem ist überdeterminiert und kann leicht mit Hilfe der Methode der kleinsten Fehlerquadrate gelöst werden. Als Zusatzbedingung wird noch benötigt, dass der Mittelwert aller Stationsverstärkungsfaktoren den Wert 1 annimmt.

Nach erfolgreicher Inversion der tiefen- und frequenzabhängigen Absorptionskoeffizienten  $b(z, f)$  und Transportstreuoeffizienten  $g^*(z, f)$  können daraus die inversen Qualitätsfaktoren für intrinsische Absorption  $Q_i^{-1}$  und Streudämpfung  $Q_{sc}^{-1}$  berechnet werden:

$$Q_{sc}^{-1}(z, f) = \frac{v(z)g^*(z, f)}{2\pi f} \quad Q_i^{-1}(z, f) = \frac{b(z, f)}{2\pi f} \quad (15)$$

Die theoretische Frequenzabhängigkeit des Transportstreuoeffizient  $g^*(f)$  gehorcht einem Potenzgesetz (Gleichung 9), welches sich auf den inversen Qualitätsfaktor für Streudämpfung  $Q_{sc}^{-1}$  überträgt. Beobachtete Frequenzabhängigkeiten für inverse Qualitätsfaktoren der intrinsischen Absorption  $Q_i^{-1}$  und der Streudämpfung  $Q_{sc}^{-1}$  zeigen ebenfalls oft die Form eines Potenzgesetzes. Beide Potenzgesetze lassen sich durch die folgende Formel beschreiben:

$$Q^{-1}(f) = Q_0^{-1} f^{-n} \quad (16)$$

Das Potenzgesetz  $Q_{sc}^{-1} \propto f^{-n}$  kann verwendet werden, um den Hurst-Exponenten  $\kappa$  mit  $n = 2\kappa$  zu bestimmen. Der Hurst-Exponent nimmt Werte zwischen 0 und 0.5 an und beschreibt die „Rauigkeit“ des Zufallsmediums (Sato et al., 2012).

Die Gesamtdämpfung  $Q_{tot}^{-1}$  der direkten Welle ergibt sich als Summe der Absorption  $Q_i^{-1}$  und der Streudämpfung  $Q_{sc}^{-1}$ :

$$Q_{tot}^{-1} = Q_{sc}^{-1} + Q_i^{-1} \quad (17)$$

Der dominante Dämpfungsmechanismus der Gesamtdämpfung lässt sich durch die seismische Albedo  $B_0$  quantifizieren:

$$B_0 = \frac{Q_{sc}^{-1}}{Q_{tot}^{-1}} \quad (18)$$

$B_0$  nimmt Werte zwischen 0 und 1 an, wobei dominante intrinsische Absorption einem kleinen  $B_0$  nahe 0 und dominante Streudämpfung einem großem  $B_0$  nahe 1 entsprechen.

Für die Inversion der unbekanntenen tiefenabhängigen Dämpfungsparameter werden beobachtete Energiedichten  $E_{obs}$  mit modellierten Energiedichten  $E_{syn}$  verglichen. Hierbei werden die Inversionsparameter so angepasst, dass die Abweichung  $S$  gering ist. Diese Abweichung  $S$  wird durch die folgende Formel berechnet (Menke, 2012, S. 39):

$$S = \frac{\sum_{j=1}^{N_{obs}} \sum_{t_{min}}^{t_{max}} \left[ \log_{10} \left( E_{obs_j}(t) \right) - \log_{10} \left( E_{syn_j}(t) \right) \right]^2}{N_{samp}} \quad (19)$$

Hierbei sind  $t_{min}$  der Startpunkt des verwendeten Inversionszeitfensters und  $t_{max}$  das Ende des Zeitfensters.  $N_{obs}$  ist die Anzahl der verwendeten Seismogramme.  $N_{samp}$  ist die Gesamtzahl der verwendeten Datenpunkte, die als Normierung verwendet wird, um die Abweichung  $S$  bei verschiedenen Frequenzen vergleichbar zu machen. Der Logarithmus wird verwendet, um der späten Coda mit geringen Amplituden eine vergleichbare Gewichtung zur direkten S-Welle und der frühen Coda mit hoher Energie zu geben.

Da einige der tiefenabhängigen Dämpfungsparameter möglicherweise nur schlecht aufgelöst sind, wird zusätzlich ein Regularisierungsterm für schlecht gestellte Probleme verwendet. Die Modellvarianz  $L$  (Menke, 2012, S. 43) wird hierbei als Summe der quadrierten Abweichungen der

logarithmischen inversen Qualitätsfaktoren zwischen je zwei benachbarten Schichten  $n$  und  $n+1$  beschrieben:

$$L = \sum_{n=1}^{N_l-1} \left[ \log_{10} \left( Q_{sc_{n+1}}^{-1} \right) - \log_{10} \left( Q_{sc_n}^{-1} \right) \right]^2 + \left[ \log_{10} \left( Q_{i_{n+1}}^{-1} \right) - \log_{10} \left( Q_{i_n}^{-1} \right) \right]^2 \quad (20)$$

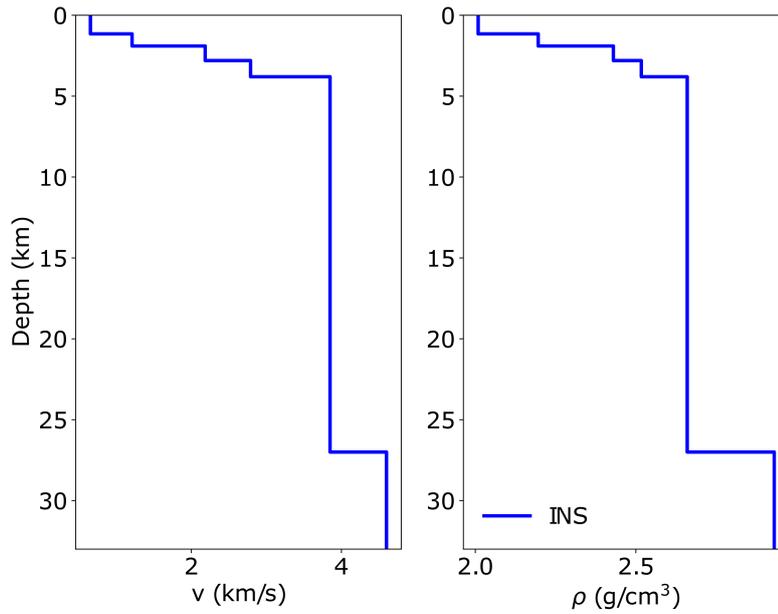
Hierbei ist  $N_l$  die Anzahl der Schichten im 1D-Modell. Durch diesen Term erhalten „glatte“ Dämpfungsmodelle eine Bevorzugung, so dass die inversen Qualitätsfaktoren keine starken Sprünge zwischen verschiedenen Schichten aufweisen. Die bei der Inversion zu minimierende Funktion  $\phi$  in diesem gemischt-determinierten Fall wird dann folgendermaßen definiert (Menke, 2012, S. 55):

$$\phi = S + \lambda^2 L \quad (21)$$

Hierbei ist  $\lambda$  der Dämpfungsparameter der Inversion, der auch als Tikhonov-Regularisierungsparameter bezeichnet wird (Tikhonov und Arsenin, 1977). Der Tikhonov-Regularisierungsparameter  $\lambda$  regelt den Einfluss der beiden Terme Abweichung  $S$  und Modellvarianz  $L$ . Der für die Inversion optimale Wert für  $\lambda$  wird mit einem „L-curve test“ bestimmt (Hansen, 1992).

Durch Variation der zwei Inversionsparameter  $g^*(z)$  und  $b(z)$  pro Schicht werden nun mit Hilfe einer nichtlinearen Inversion die „optimalen“ modellierten Energiedichtekurven  $E_{syn}$  an die beobachteten Energiedichtekurven  $E_{obs}$  angepasst. Weitere für die Simulation notwendige Parameter wie z. B. die Scherwellengeschwindigkeiten  $v(z)$ , die Dichten  $\rho(z)$  und der Parameter  $a_k$ , der für den Grad der Vorwärtsstreuung verantwortlich ist, werden als bekannt vorausgesetzt (A-Priori-Information). Hierbei wird für die Scherwellengeschwindigkeiten  $v(z)$  ein vereinfachtes Modell basierend auf Küperkoch et al. (2018) eingesetzt, die Dichte wird nach Gardner et al. (1974) aus den Kompressionswellengeschwindigkeiten berechnet und  $a_k$  wird auf 6 gesetzt. Die Werte des verwendeten Geschwindigkeits- und Dichtemodells sind in Abbildung 10 gegeben. Um die Missfit-Funktion  $\phi$  zu minimieren, wird ein genetischer Algorithmus (Holland, 1992; Gad, 2021) verwendet. Dieses globale Suchverfahren simuliert die Evolution, wobei bisher gefundene Modelle mit kleinem Missfit  $\phi$  sich „fortpflanzen“ und neue Modelle in der nächsten Generation erzeugen, während schlechte Modelle mit großem Missfit  $\phi$  „aussterben“, d. h. nicht weiter berücksichtigt werden (Abbildung 11). Jede „Generation“ besteht aus 50 Modellen, die jeweils durch ihre 10 Inversionsparameter gegeben sind ( $b$  und  $g^*$  in 5 Schichten). Im ersten Schritt, der Evaluation, wird nun der Missfit  $\phi$  für alle 50 Modelle berechnet. Die Hälfte der Modelle mit den höchsten Missfit-Werten wird nicht weiter berücksichtigt („Aussterben“). Die besser angepasste Hälfte (kleiner Missfit  $\phi$ ) wird nun weiter verwendet und durch zufällige Variation eines Parameters („Mutation“) sowie durch Mischung zweier Modelle („Crossover“) werden 50 neue Modelle erzeugt, die die nächste Generation bilden. Dann folgt eine erneute Evaluation und erneute Mutationen und Crossover der gut angepassten Modelle. Nach 200 Generationen wird der Suchradius bei den Mutationen nochmal verringert, um in der Nähe der guten Modelle noch genauer zu suchen. Der genetische Algorithmus steht über die Open-Source-Software PyGAD zur Verfügung (Gad, 2021). Das Prozessing der seismologischen Daten und das Berechnen der beobachteten Energiedichten erfolgt mit ObsPy (Krischer et al., 2015), was ebenfalls als Open-Source-Software veröffentlicht wurde. Der L-Curve-Test zur Bestimmung des Tikhonov-Regularisierungsparameters  $\lambda$  ist in Abbildung 12 dargestellt und ergibt einen optimalen Wert von  $\lambda = 0.3$ .

Abbildungen 13, 14 und 15 zeigen Beispiele für die am besten angepassten modellierten Energiedichtekurven  $E_{syn}$  an die beobachteten Energiedichtekurven  $E_{obs}$  an verschiedenen seismologischen Messstellen und bei verschiedenen Frequenzen. Man erkennt, dass eine Anpassung gut gelingt, d. h. die Abweichung zwischen beobachteten und modellierten Energiedichten ist gering. Die Anpassung erfolgt nur im jeweiligen Inversionszeitfenster der Daten, das in Abhängigkeit von der Frequenz bestimmt werden muss. Der Beginn des Zeitfensters ist jeweils die beobachtete Scherwellenankunftszeit an der Station, die manuell bestimmt wurde. Das Ende des Zeitfensters ergibt sich frequenzabhängig aus dem Signal-Rausch-Verhältnis oder endet automatisch 40 s nach dem S-Wellen-Einsatz. Wenn das Signal-Rausch-Verhältnis der Coda unter den Schwellenwert von 2 sinkt, wird angenommen, dass die Coda endet und das Ende des Inversionszeitfensters



Tiefe z [km]	$v_S$ [km/s]	$\rho$ [g/cm <sup>3</sup> ]
0 - 1.15	0.655	2.009
1.15 - 1.9	1.210	2.196
1.9 - 2.8	2.184	2.430
2.8 - 3.8	2.789	2.517
3.8 - 27	3.848	2.660
> 27	4.600	2.931

Abbildung 10: Verwendetes deterministisches 1D-Hintergrundmodell der Scherwellengeschwindigkeit  $v_s$  und der Dichte  $\rho$  als Funktion der Tiefe  $z$  für den Bereich des Oberrheingrabens bei Insheim. Jede Schicht enthält zusätzlich statistische 3D-Heterogenitäten wie in Abbildung 9.

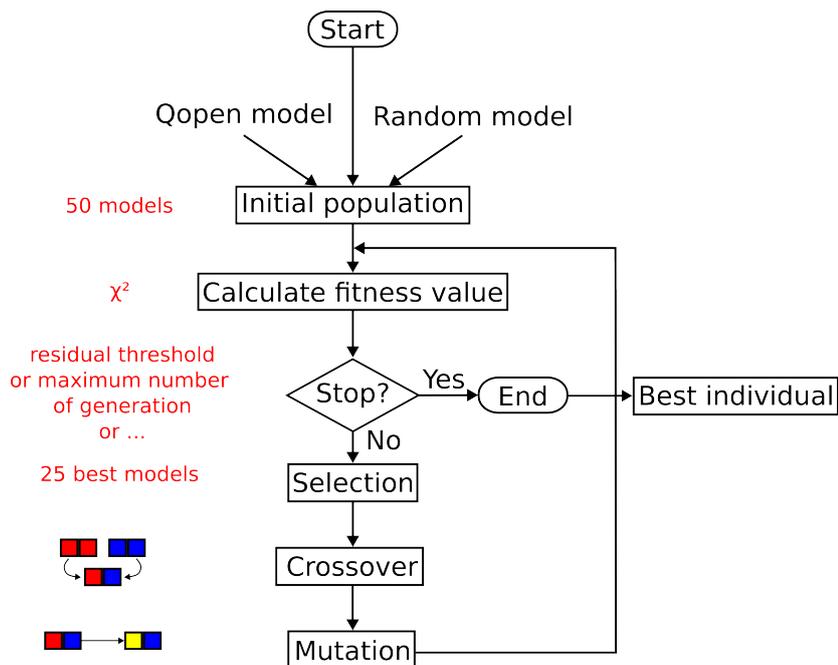


Abbildung 11: Prinzipskizze zur Funktionsweise des verwendeten genetischen Algorithmus nach Gad (2021).

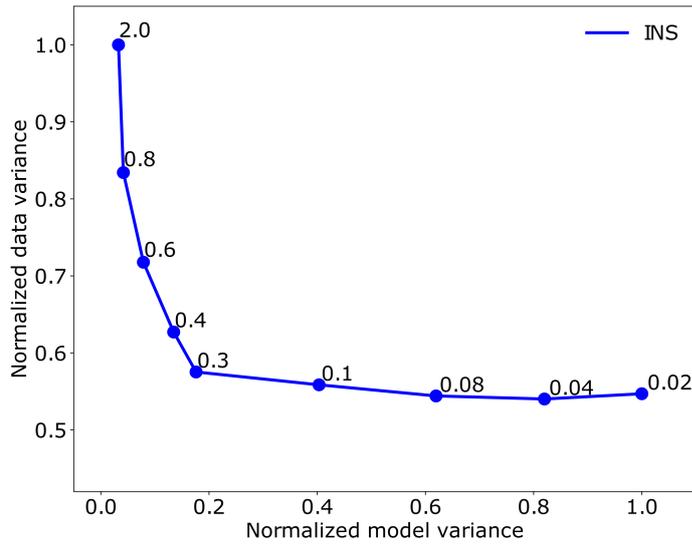


Abbildung 12: L-Curve-Test zur Bestimmung des Tikhonov-Regularisierungsparameters  $\lambda$ . Der optimale Wert von  $\lambda$  beträgt  $\lambda = 0.3$ .

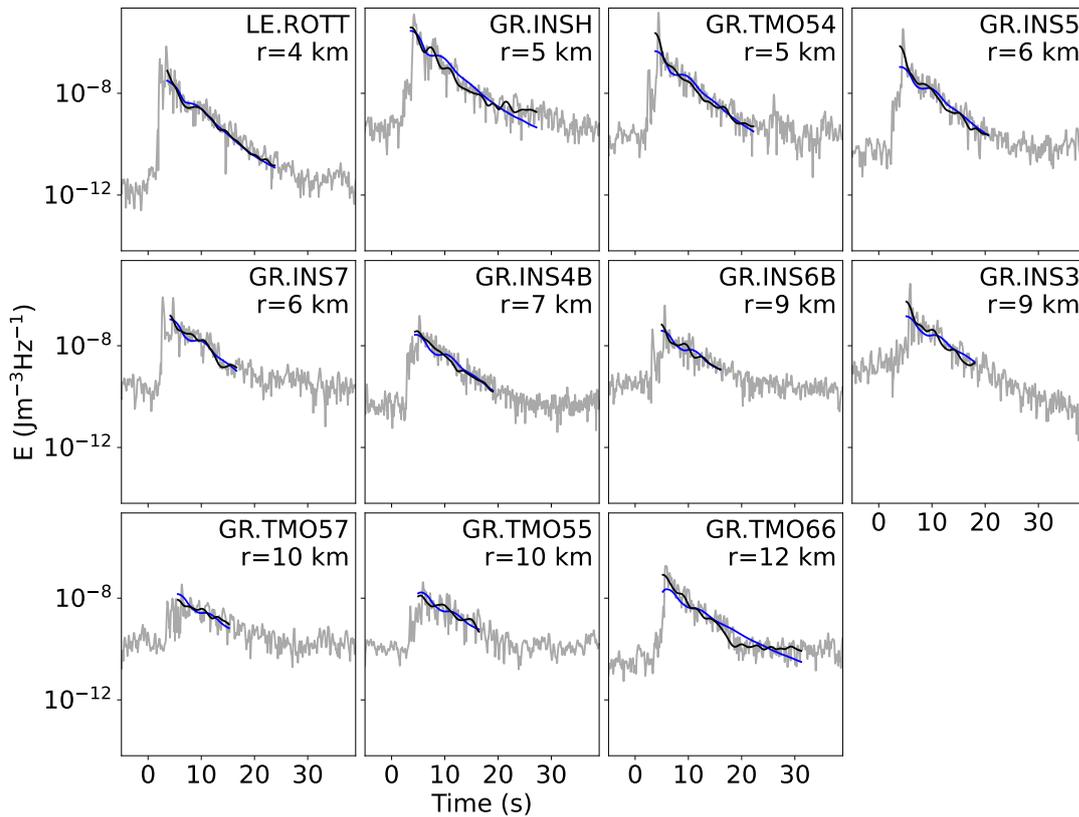


Abbildung 13: Beispiel für die Anpassung der modellierten Energiedichtekurven  $E_{syn}$  (blaue Linien) als Funktion der Zeit sowie in 11 verschiedenen Entfernungen  $r$  an die beobachteten Energiedichtekurven  $E_{obs}$  bei 6 Hz (schwarze Linien). Dargestellt sind jeweils die am besten angepassten Kurven für 1 Erdbeben aus Insheim, das an 11 verschiedenen Seismometern aufgezeichnet wurde. Die grauen Linien stellen die ungeglätteten Messdaten dar, während die schwarzen Linien den Messdaten nach einer Glättung entsprechen. Das Inversionszeitfenster beginnt mit der direkten S-Welle und endet, wenn das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis der Coda unter einen vorgegebenen Wert fällt.

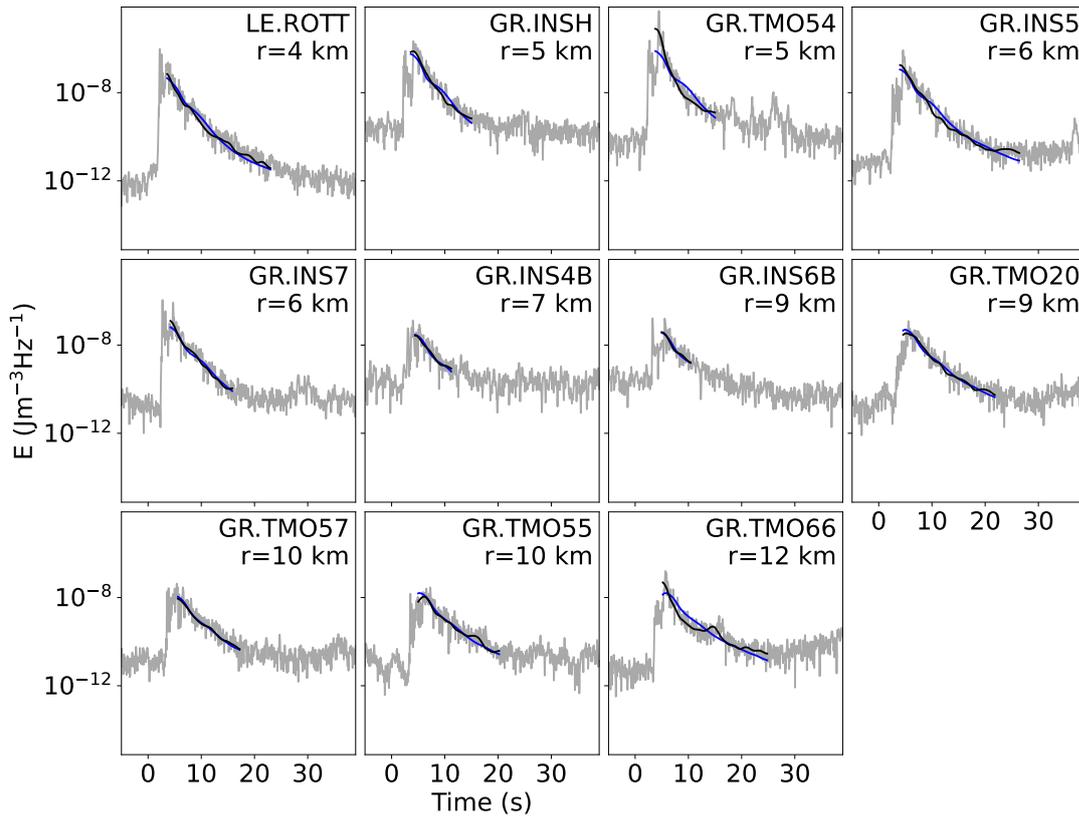


Abbildung 14: Wie Abbildung 13, aber für einen Bandpassfilter mit Zentralfrequenz 12 Hz statt 6 Hz.

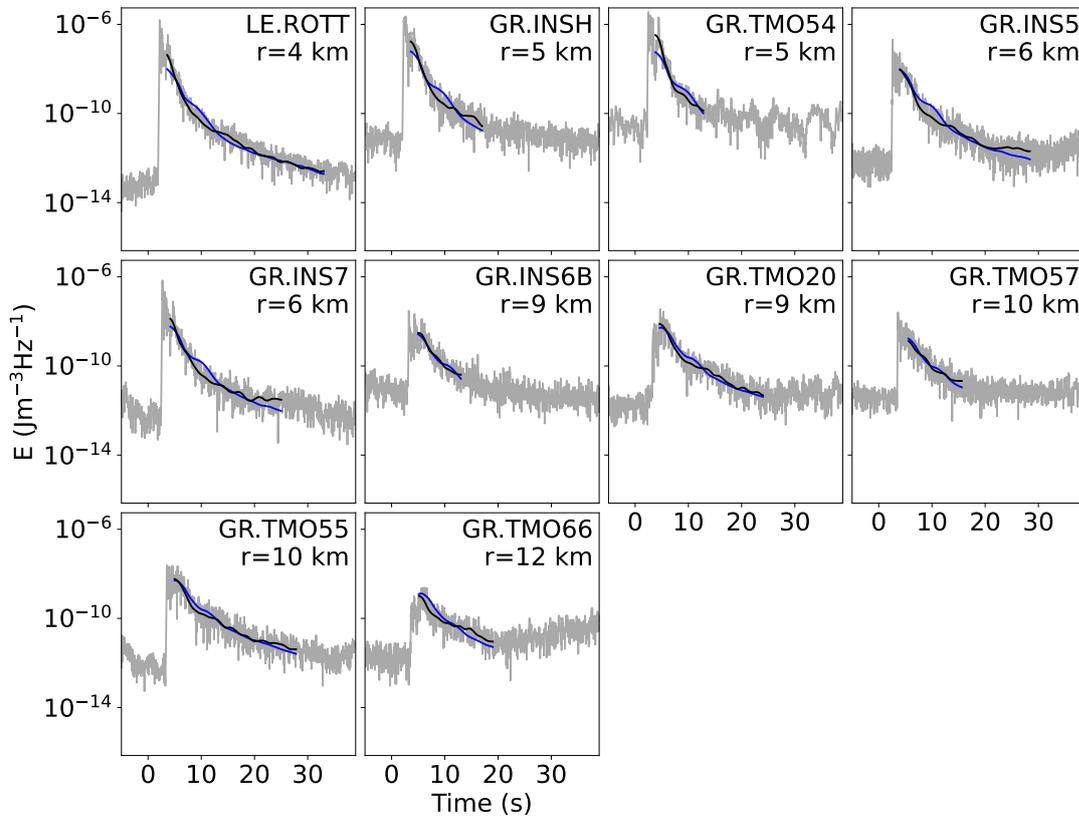


Abbildung 15: Wie Abbildung 13, aber für einen Bandpassfilter mit Zentralfrequenz 24 Hz statt 6 Hz.

wird so gesetzt. Eine visuelle Kontrolle wird angewandt, um Fehler der automatischen Berechnung des Inversionszeitfensters zu erkennen und manuell zu korrigieren. Solche Fehler treten z. B. auf, wenn zwei induzierte Erdbeben so kurz hintereinander stattfinden, dass der Ersteinsatz des zweiten Erdbebens in der Coda des ersten Erdbebens liegt.

Abbildung 16 zeigt die Konvergenz der 10 Inversionsparameter während der nichtlinearen Inversion sowie die Abnahme des Misfit-Wertes  $\phi$  mit zunehmender Generation. Die Verringerung des Suchradius' bei den Mutationen nach 200 Generationen reduziert den Misfit-Wertes  $\phi$  nochmal signifikant.

Abbildungen 17, 18 und 19 zeigen die Inversionsergebnisse für den Transportstreukoeffizienten  $g^*$  und den Absorptionskoeffizient  $b$  als Funktion der Tiefe jeweils für die 3 Beispiele der Zentralfrequenzen 6 Hz, 12 Hz und 24 Hz. In allen 3 Beispielen ist eine deutliche Tiefenabhängigkeit der beiden Inversionsparameter  $g^*$  und  $b$  zu erkennen. Sowohl der Transportstreukoeffizient  $g^*$  als auch der Absorptionskoeffizient  $b$  nehmen mit der Tiefe ab. Dies trifft auch auf die weiteren, nicht gezeigten Frequenzbänder zu. Die Annahme eines tiefenunabhängigen Transportstreukoeffizienten  $g^*$  und tiefenunabhängigen Absorptionskoeffizient  $b$  wie in Eulenfeld und Wegler (2016) ist daher eine zu starke Vereinfachung im Falle der sedimentären Füllung des Oberrheingraben. Die Details der Tiefenabhängigkeit im darunter liegenden kristallinen Gestein wurden im Rahmen dieser Inversion nicht analysiert, da dieser Tiefenbereich zu einem Schichtpaket zusammengefasst wurde. Abbildung 20 zeigt die Inversionsergebnisse für den Transportstreukoeffizienten  $g^*$  und den Absorptionskoeffizienten  $b$  als Funktion der Frequenz. Diese Werte werden mit Hilfe der Gleichungen 15 auch in inverse Qualitätsfaktoren  $Q_{sc}^{-1}$  und  $Q_i^{-1}$  umgerechnet und sind ebenfalls in Abbildung 20 als Funktion der Frequenz dargestellt. Als Vergleich sind in dieser Abbildung auch die Ergebnisse für tiefenunabhängige Dämpfung aus Eulenfeld und Wegler (2016) mit dargestellt. Eine Zusammenfassung der Absorptionskoeffizienten  $b$  und Transportstreukoeffizienten  $g^*$  für alle 8 verwendeten Frequenzbänder und 5 Tiefenbereiche ist in Tabelle 2 gegeben.

Jedes Frequenzband wird unabhängig von den anderen invertiert. Abbildung 20 zeigt, dass Potenzgesetze nach Gleichung 16 eine gute Näherung für die so bestimmte Frequenzabhängigkeit sind. Damit lässt sich das gesamte Frequenzverhalten durch nur je zwei Parameter,  $Q_0$  und  $n$ , beschreiben und einzelne Werte für alle 8 Frequenzbänder sind nicht mehr nötig. Durch Anpassung eines Potenzgesetzes an die Frequenzabhängigkeit wird so auch eine Glättung der Ergebnisse im Frequenzbereich erreicht. Diese im Frequenzbereich geglätteten Ergebnisse für den Transportstreukoeffizienten  $g^*$ , den Absorptionskoeffizienten  $b$  und die inversen Qualitätsfaktoren für Streudämpfung  $Q_{sc}^{-1}$ , für Absorptionsdämpfung  $Q_i^{-1}$  sowie für totale Dämpfung  $Q_{tot}^{-1}$  sind in Abbildung 21 als Funktion der Tiefe dargestellt. Auch hier erkennt man eine deutliche Tiefenabhängigkeit, wobei jeweils die Dämpfungseigenschaften mit der Tiefe abnehmen. Eine Ausnahme von dieser Regel stellt hierbei der inverse Qualitätsfaktor für Streudämpfung  $Q_{sc}^{-1}$  dar. Dieser zeigt nur geringe Tiefenabhängigkeit und nimmt bei hohen Frequenzen mit der Tiefe sogar zu, obwohl der Transportstreukoeffizient  $g^*$  deutlich mit der Tiefe abnimmt. Diese unterschiedliche Tiefenabhängigkeit ergibt sich aus Gleichung 15, die besagt, dass bei der Umrechnung zwischen  $Q_{sc}^{-1}$  und  $g^*$  auch die Scherwellengeschwindigkeit  $v_s$  als Faktor mit eingeht. Die Abnahme von  $g^*$  mit der Tiefe wird durch die Zunahme von  $v_s$  mit der Tiefe teilweise ausgeglichen, so dass  $Q_{sc}^{-1}$  nur noch wenig von der Tiefe abhängt. Die Werte für die angepassten Potenzgesetze für die inversen Qualitätsfaktoren  $Q_{sc}^{-1}$  und  $Q_i^{-1}$  sind in Tabelle 3 gegeben.

Nach Gleichung 1 sind als weitere Inversionsparameter neben den Dämpfungswerten auch frequenzabhängige Stationsverstärkungen  $R$  sowie frequenzabhängige Quellspektren  $W$  enthalten. Diese können durch lineare Inversion bestimmt werden. So erhält man für jeden Seismometerstandort eine frequenzabhängige „Site-Response“, die die Verstärkungseffekte durch den flachen Untergrund an diesem Standort beschreibt. Die Analyse dieser Bodenverstärkungen für Scherwellen war auch in anderen Teilprojekten ein Thema, da sie für die seismische Gefährdungsanalyse benötigt wird. Die Ergebnisse des Teilprojekts 6, die hier mit Hilfe der Anpassung vollständiger Seismogrammeinhüllender gewonnen wurden, beinhalten direkt gemessene Verstärkungseffekte und stellen somit eine direkte Messung dar. Verwendet werden sowohl die direkten S-Wellen als auch Coda-Wellen, die ebenfalls größtenteils aus Scherwellen bestehen. Abbildung 22 zeigt die

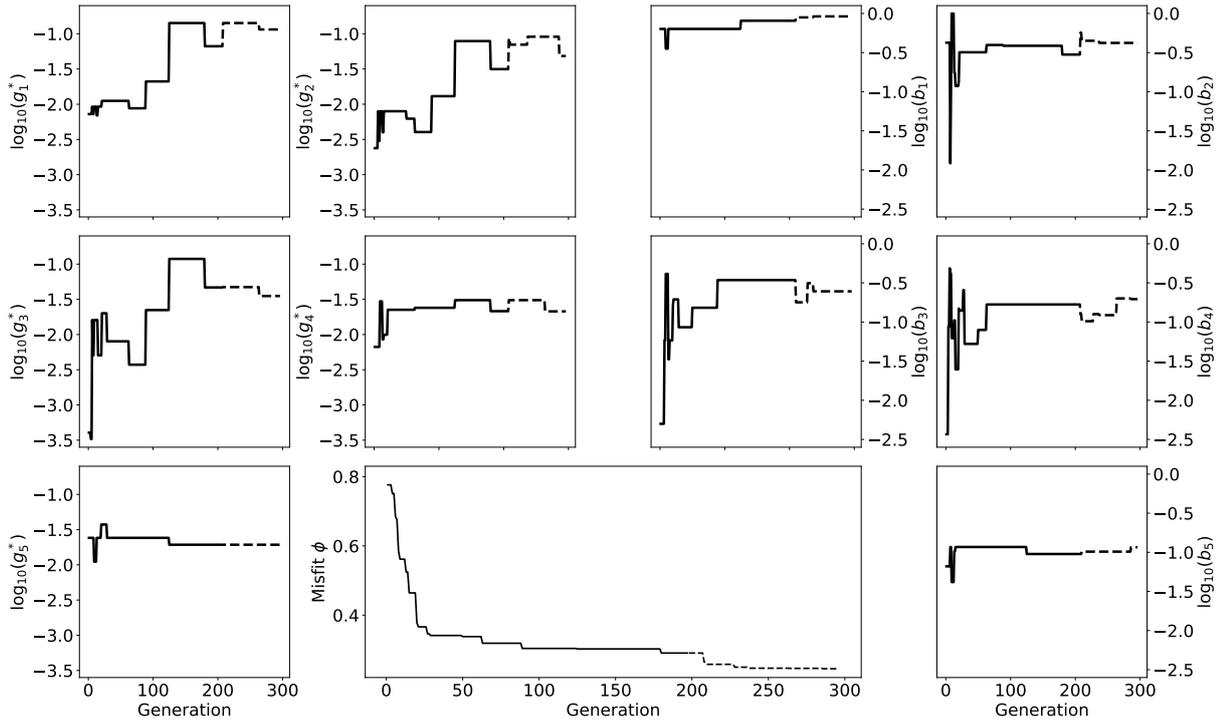


Abbildung 16: Am besten angepasste Transportstreckkoeffizienten  $g_1^*$ ,  $g_2^*$ ,  $g_3^*$ ,  $g_4^*$  und  $g_5^*$  sowie Absorptionskoeffizienten  $b_1$ ,  $b_2$ ,  $b_3$ ,  $b_4$  und  $b_5$  in den 5 Schichten als Funktion der Generation während der Inversion mit einem genetischen Optimierungsalgorithmus (Gad, 2021) beispielhaft bei der Zentralfrequenz von 17 Hz. Unten Mitte: Abnahme des Misfit-Wertes  $\phi$  als Funktion der Generation während der gleichen Inversion.

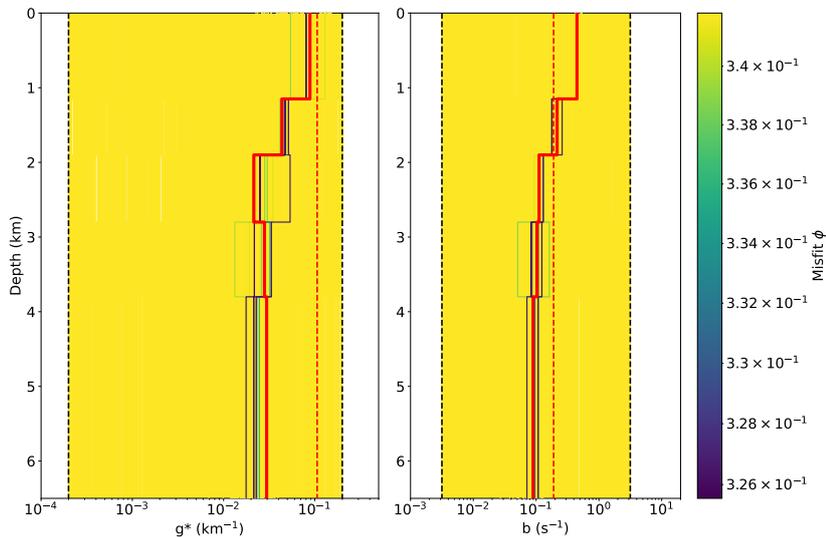


Abbildung 17: Tiefenabhängiges Inversionsergebnis bei 6 Hz: Transportstreckkoeffizient  $g^*$  und Absorptionskoeffizient  $b$  als Funktion der Tiefe. Das am besten angepasste Modell ist als rote Linie dargestellt. Weitere getestete Modelle, deren Missfits mindestens 10% über dem besten Modell liegen, sind als gelbe Linien dargestellt. Modelle mit einem Misfit, der weniger als 10% über dem besten Modell liegt, sind in einer Farbe dargestellt, die der angezeigten Farbskala entspricht.

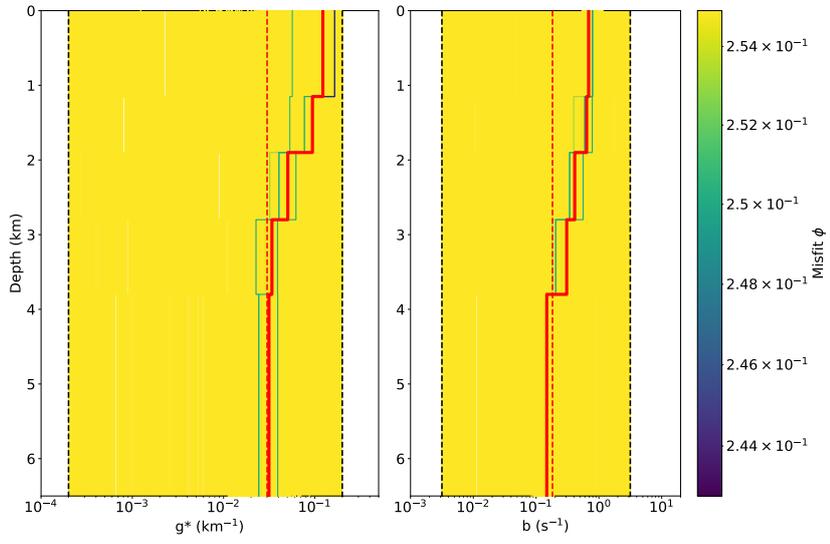


Abbildung 18: Wie Abbildung 17, aber für 12 Hz an Stelle von 6 Hz.

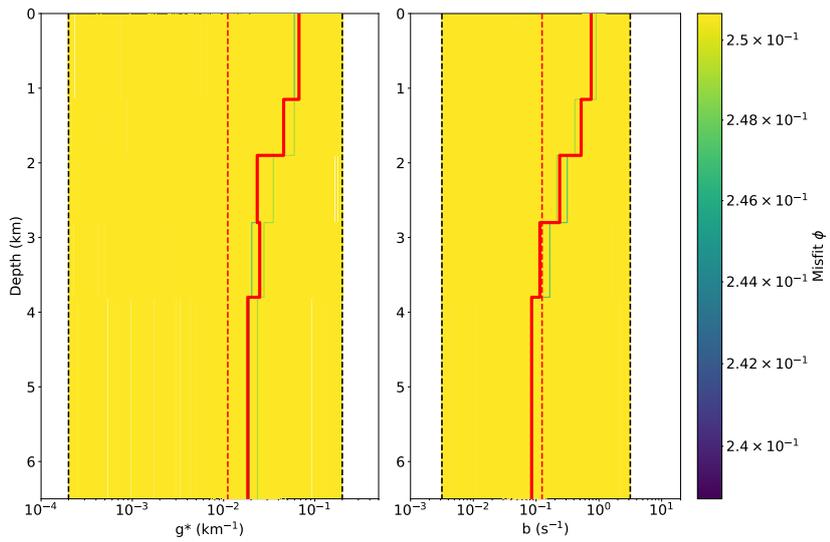


Abbildung 19: Wie Abbildung 17, aber für 24 Hz an Stelle von 6 Hz.

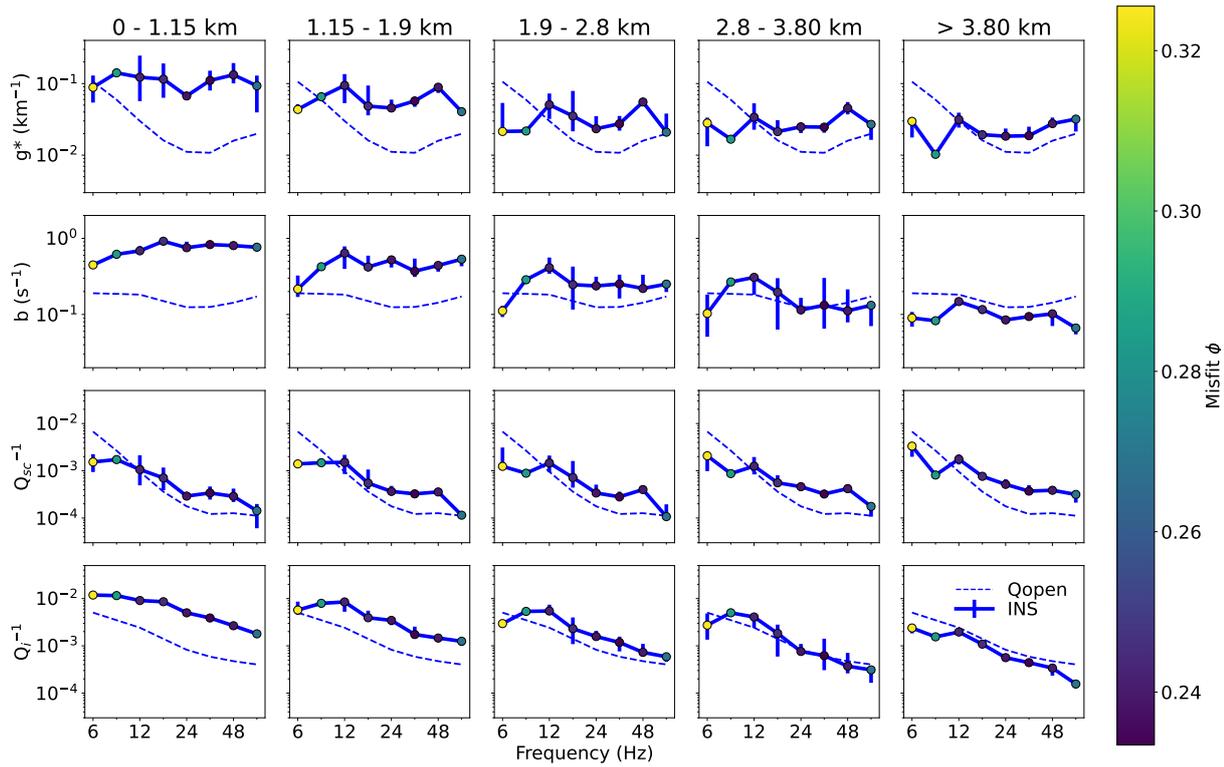


Abbildung 20: Transportstreckoeffizient  $g^*$ , Absorptionskoeffizient  $b$ , inverser Qualitätsfaktor für Streudämpfung  $Q_{sc}^{-1}$  und inverser Qualitätsfaktor für Absorptionsdämpfung  $Q_i^{-1}$  für Scherwellen im Bereich Insheim jeweils als Funktion der Frequenz in den 5 verschiedenen Schichten in unterschiedlicher Tiefe. Die gestrichelten Referenzlinien sind die Ergebnisse unter der Annahme einer homogenen Geschwindigkeit sowie homogener Streuung und Absorption (keine Tiefenabhängigkeit).

Absorptionskoeffizient $b$ [1/s]								
Depth [km]	6 Hz	8.5 Hz	12 Hz	17 Hz	24 Hz	33.9 Hz	48 Hz	67.9 Hz
0 - 1.15	4.48E-1	6.18E-1	6.86E-1	9.17E-1	7.54E-1	8.29E-1	8.04E-1	7.65E-1
1.15 - 1.9	2.16E-1	4.24E-1	6.39E-1	4.20E-1	5.22E-1	3.70E-1	4.41E-1	5.33E-1
1.9 - 2.8	1.12E-1	2.86E-1	4.12E-1	2.47E-1	2.37E-1	2.52E-1	2.20E-1	2.51E-1
2.8 - 3.8	1.03E-1	2.67E-1	3.07E-1	1.96E-1	1.15E-1	1.32E-1	1.12E-1	1.32E-1
> 3.8	9.00E-2	8.28E-2	1.48E-1	1.16E-1	8.49E-2	9.40E-2	1.02E-1	6.64E-2

Transportstreckoeffizient $g^*$ [1/km]								
Depth [km]	6 Hz	8.5 Hz	12 Hz	17 Hz	24 Hz	33.9 Hz	48 Hz	67.9 Hz
0 - 1.15	8.84E-2	1.41E-1	1.22E-1	1.15E-1	6.71E-2	1.10E-1	1.32E-1	9.29E-2
1.15 - 1.9	4.35E-2	6.54E-2	9.42E-2	4.84E-2	4.55E-2	5.72E-2	8.88E-2	4.05E-2
1.9 - 2.8	2.14E-2	2.17E-2	5.06E-2	3.52E-2	2.34E-2	2.74E-2	5.53E-2	2.09E-2
2.8 - 3.8	2.81E-2	1.67E-2	3.39E-2	2.13E-2	2.49E-2	2.46E-2	4.53E-2	2.69E-2
> 3.8	2.97E-2	1.03E-2	3.14E-2	1.93E-2	1.84E-2	1.87E-2	2.76E-2	3.19E-2

Tabelle 2: Absorptionskoeffizient  $b$  (oben) und Transportstreckoeffizient  $g^*$  (unten) für die 8 verwendeten Frequenzbänder in 5 Tiefenbereichen. Eine Umrechnung in inverser Qualitätsfaktor für Streudämpfung  $Q_{sc}^{-1}$  und für Absorptionsdämpfung  $Q_i^{-1}$  ist mit den Gleichungen 15 und den Scherwellengeschwindigkeiten aus Tabelle 3 möglich.

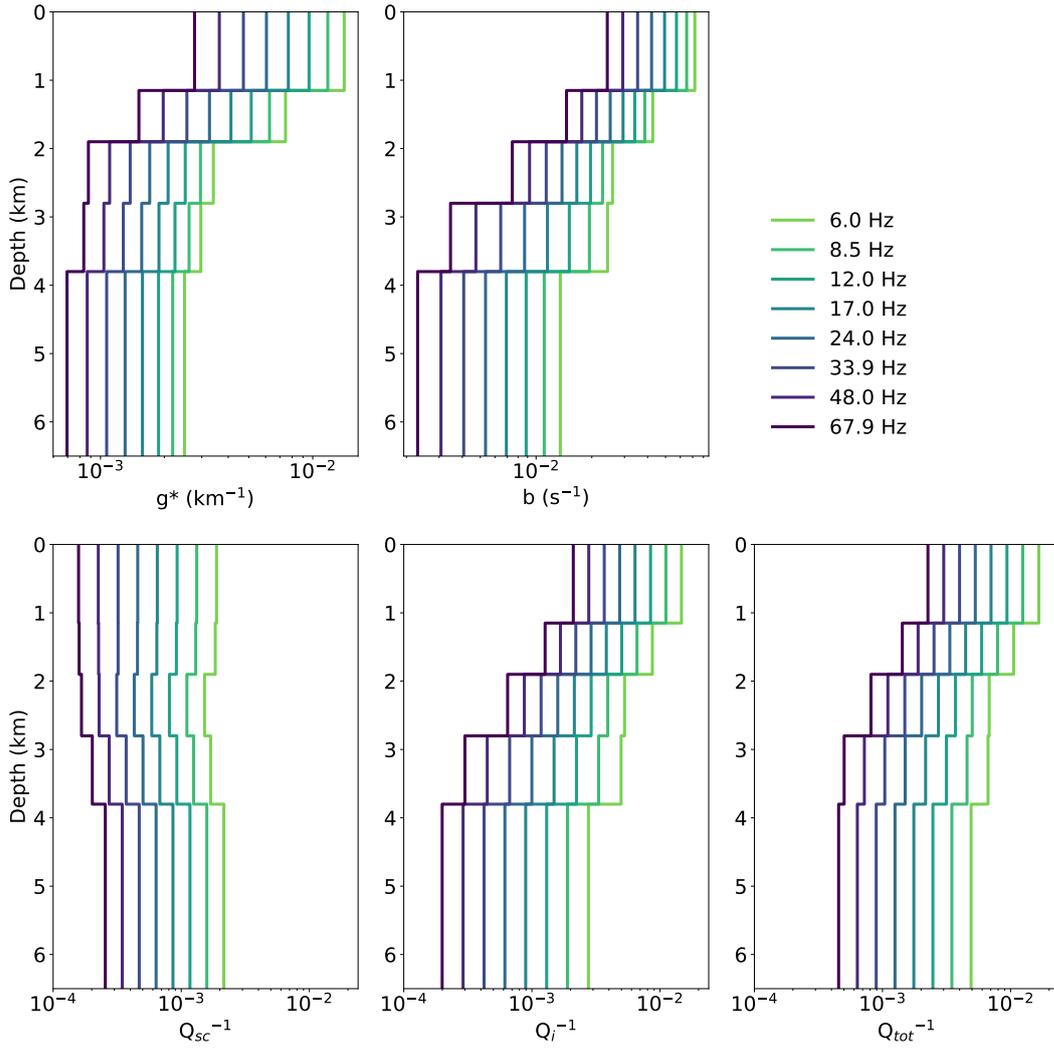


Abbildung 21: Transportstreckkoeffizient  $g^*$ , Absorptionskoeffizient  $b$ , inverser Qualitätsfaktor für Streudämpfung  $Q_{sc}^{-1}$ , für Absorptionsdämpfung  $Q_i^{-1}$  und für totale Dämpfung  $Q_{tot}^{-1}$  für Scherwellen im Bereich Insheim jeweils als Funktion der Tiefe sowie für verschiedene Frequenzen. Im Gegensatz zu den Abbildungen 17, 18 und 19 wurde hier zuvor ein Potenzgesetz an die Frequenzabhängigkeit angepasst, was eine Glättung der Ergebnisse im Frequenzbereich zur Folge hat.

Depth [km]	$Q_{0,sc}^{-1}$	$n_{sc}$	$Q_{0,i}^{-1}$	$n_i$
0 - 1.15	$1.18 \cdot 10^{-2}$	-1.0	$6.18 \cdot 10^{-2}$	-0.80
1.15 - 1.9	$1.12 \cdot 10^{-2}$	-1.0	$3.62 \cdot 10^{-2}$	-0.79
1.9 - 2.8	$7.79 \cdot 10^{-3}$	-0.91	$2.50 \cdot 10^{-2}$	-0.87
2.8 - 3.8	$8.15 \cdot 10^{-3}$	-0.88	$3.95 \cdot 10^{-2}$	-1.2
> 3.8	$1.04 \cdot 10^{-2}$	-0.88	$1.93 \cdot 10^{-2}$	-1.1

Tabelle 3: Werte für die angepassten Potenzgesetze nach Gleichung 16.

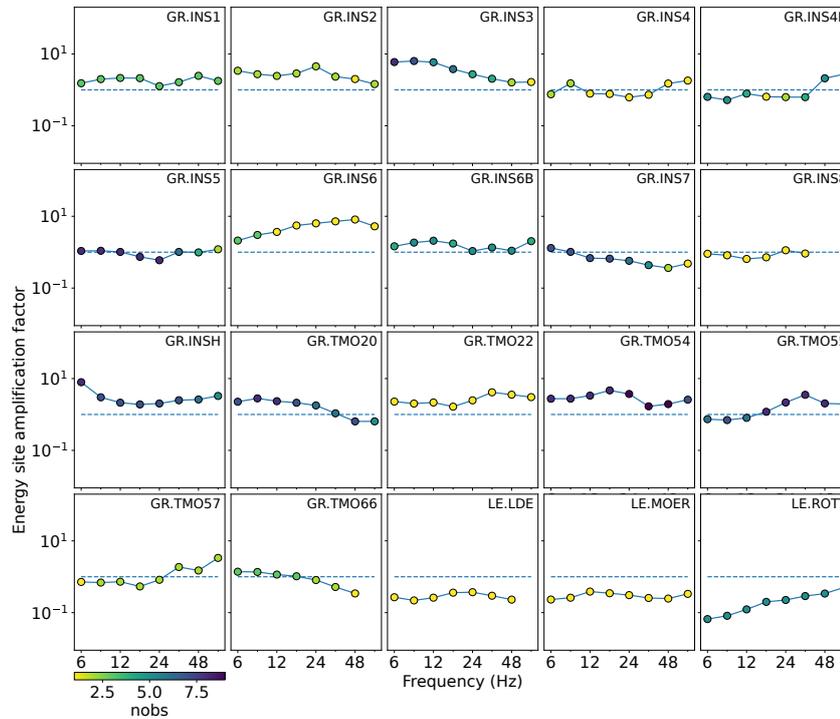


Abbildung 22: Stationsverstärkungsfaktoren  $R$  für die verwendeten seismologischen Messstellen der Netze GR und LE im Bereich Insheim. An den Bohrlochmessstellen LDE, MOER und ROTT wurde jeweils nur das Bohrlochseismometer verwendet.

frequenzabhängigen Stationsverstärkungen  $R$  für die verwendeten Stationen. Hierbei wurden an den Bohrlochstationen jeweils nur die Bohrlochsensoren eingesetzt. Man erkennt, dass an diesen Messstellen LDE, MOER und ROTT die Verstärkung unter dem Wert von 1 liegt. Dies liegt daran, dass keine Referenzstation auf Festgestein vorhanden ist. Somit wurde als Referenz die über alle Stationen gemittelte Stationsverstärkung  $R$  bei der Inversion auf 1 fixiert. Als Folge liegen nun die Stationsverstärkungen  $R$  der Bohrlochstationen wie zu erwarten unter diesem mittleren Wert von 1. Im Bohrloch ist die Stationsverstärkung gering bis nicht vorhanden. Eine Alternative Normierung wäre daher auch, dass der Mittelwert der Stationsverstärkungen  $R$  an den Bohrlochstationen auf 1 fixiert wird und diese dann wie Festgesteinsstationen behandelt werden. Relativ zu den Bohrlochstationen könnte dann die Stationsverstärkung an den Oberflächenmessstellen berechnet werden.

### 2.1.2 Arbeitspaket 2: Zeit-Frequenz-Analyse induzierter Mikroerdbeben

Das Ziel dieses Arbeitspaketes war, die Frequenzauflösung der beobachteten seismischen Energiedichten zu erhöhen, wobei gleichzeitig die Zeitauflösung hoch bleiben sollte. Somit könnten neben den Dämpfungseigenschaften des Untergrundes und den Quellspektren der Erdbeben, die als „glatt“ im Frequenzbereich betrachtet werden können, auch Standortverstärkungsfaktoren  $R$  mit hoher Frequenzauflösung an den Seismometerstandorten berechnet werden. Bei diesen Größen können Resonanzen durch oberflächennahe Niedergeschwindigkeitszonen auftreten, die eine hohe Frequenzauflösung erfordern. Hierbei gilt jedoch eine Unschärferelation, die die gleichzeitige Zeit- und Frequenzauflösung beschränkt: Eine hohe Frequenzauflösung des Signals führt immer zu einer geringen Zeitauflösung. Nach der Theorie hat die Wigner-Transformation die höchstmögliche simultane Auflösung im Zeit- und im Frequenzbereich (Classen und Mecklenbräuker, 1980a,b,c; Cohen, 1995; Flandrin und Martin, 1997). Ein bekannter Nachteil der Wigner-Transformation ist jedoch, dass sie auch negative Werte annehmen kann und deshalb oft nicht als Maß für die Energiedichte im Zeit-Frequenz-Bereich verwendet werden kann. Im Laufe des Projektes wurden verschiedene existierende Programmpakete getestet, um numerisch die Wigner-Transformation

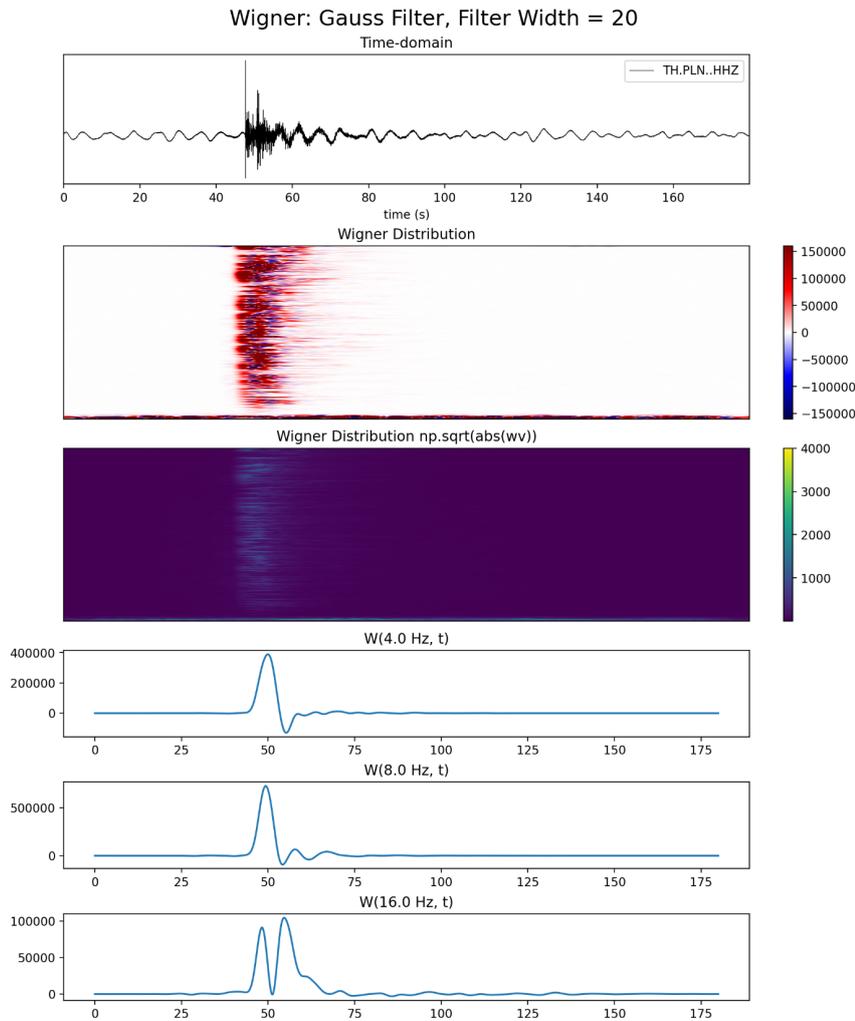


Abbildung 23: Seismogramm (oben), mit einem Gauß-Filter geglättete Wigner-Transformation des Seismogramms (2. von oben), durch Verwendung des Betrages erzwungene positive Werte der Wigner-Transformation (3. von oben) sowie 3 Beispiele für Energiedichten als Funktion der Zeit für 3 verschiedene Frequenzen (unten).

von Seismogrammen zu berechnen. Da das Programmpaket ObsPy (Krischer et al., 2015) von uns bereits auch für andere Datenbearbeitungsschritte eingesetzt wurde, verwendeten wir den Code `mtspec` von Krischer et al. (2015). Dieser Algorithmus beinhaltet auch eine Glättung der Wigner-Verteilung mit Hilfe eines Glättungsfilters. Diese Glättung führt zu einer Abmilderung der Problematik, in dem Sinne, dass weniger negative Werte in der Wigner-Transformierten auftreten. Gleichzeitig verliert man durch die Glättung aber die angestrebte hohe Auflösung im Zeit-Frequenz-Bereich. Abbildung 23 zeigt oben ein Seismogramm. In der zweiten Zeile von oben ist die numerisch berechnete Wigner-Transformierte dargestellt, wobei bereits ein Gaußfilter zur Glättung angewandt wurde. Trotz der so erzeugten Reduktion der negativen Werte erkennt man viele blaue Bereiche, die negative Werte anzeigen. Die Zeile darunter erzwingt positive Werte, indem die Wurzel des Absolutbetrages auf die geglättete Wigner-Transformierte angewandt wird. Dieser Schritt ist jedoch schwer zu begründen. In den untersten 3 Zeilen sieht man Beispiele für Energiedichten als Funktion der Zeit für 3 verschiedene Frequenzen. Auch hier erkennt man negative Werte in den Energiekurven, die nicht in Einklang mit den Simulationen der Energietransfertheorie zu bringen sind. Da das Hauptziel des Teilprojektes die automatische Berechnung von Momentenmagnituden war, wurde an dieser Stelle das ursprüngliche Ziel aufgegeben und die Datenverarbeitung erfolgte traditionell unter der Verwendung einer Filterbank. Die geringere Frequenzauflösung gegenüber einer Wigner-Transformation wurde dabei in Kauf genommen.

### 2.1.3 Arbeitspaket 3: Momentenmagnituden induzierter Mikroerdbeben für seismische Gefährdungsanalysen (Archivdaten)

Nach Gleichung 1 sind als weitere Inversionsparameter neben den Dämpfungswerten und den frequenzabhängigen Stationsverstärkungen  $R$  auch frequenzabhängige Quellspektren  $W$  enthalten, die das Hauptziel der Inversion darstellen. Für jedes Erdbeben erhält man so als Ergebnis der Inversion frequenzabhängige Werte  $W$  des Energiequellspektrums, die in Werte des Spektrums der Bodenverschiebung an der Quelle („source displacement spectrum“)  $\omega M(f)$  umgerechnet werden können. Nach Sato et al. (2012) gilt für die S-Wellenabstrahlung im Fernfeld eines doppeltes Kräftepaars der folgende Zusammenhang zwischen  $\omega M(f)$  und  $W(f)$ :

$$\omega M(f) = \sqrt{\frac{5\rho v W(f)}{2\pi f^2}} \quad (22)$$

Das aus der Inversion gewonnene und nach Gleichung 22 umgeformte Quellspektrum wird in einem nächsten Schritt durch ein theoretisches Quellspektrum nach Brune (1970) angepasst:

$$\omega M(f) = \frac{M_0}{1 + \left(\frac{f}{f_c}\right)^n} \quad (23)$$

Hierdurch wird das Quellspektrum durch die drei Parameter seismisches Moment  $M_0$ , Eckfrequency  $f_c$  und Exponent des hochfrequenten Abfalls  $n$  beschrieben. Bei Brune (1970) galt ursprünglich  $n = 2$ . Dieses  $\omega^2$ -Modell wurde aber wie in Gleichung 23 auf beliebiges  $n$  verallgemeinert (Abercrombie, 1995) und es zeigte sich, dass bei tektonischen Erdbeben tatsächlich häufig  $n \approx 2$  beobachtet wird. Gleichung 23 wird logarithmiert und ergibt:

$$\ln(\omega M(f)) = \ln(M_0) - \ln\left[1 + \left(\frac{f}{f_c}\right)^n\right] \quad (24)$$

Zur Anpassung der logarithmierten beobachteten Spektren der Bodenverschiebung an der Erdbebenquelle an die logarithmierten theoretischen Spektren nach Gleichung 24 setzen wir eine nichtlineare Kurvenanpassung nach Virtanen et al. (2020) ein.

Abbildung 24 zeigt die mit Hilfe der Energietransfertheorie invertierten Quellspektren beispielhaft für 9 Erdbeben sowie die am besten angepassten Quellspektren nach Gleichung 23. Die Spektren zeigen das erwartete Verhalten mit einem Plateau bei tiefen Frequenzen sowie einem Abfall bei hohen Frequenzen, der einem Potenzgesetz folgt. (In der doppelt logarithmischen Darstellung der Abbildung 24 zeigt sich dieses Potenzgesetz als Gerade mit Steigung  $-n$  bei hohen Frequenzen.) Auffällig sind die hohen Werte für den Exponenten  $n$  des spektralen Abfalls, die im Bereich 3.3 - 4.5 liegen und damit den üblichen Wert von  $n \approx 2$  des  $\omega^2$ -Modell für tektonische Erdbeben deutlich übertreffen.

Der wichtigste so gewonnene Parameter ist das seismische Moment  $M_0$ , aus dem eindeutig die Momentenmagnitude  $M_W$  berechnet werden kann. Es gilt (Hanks und Kanamori, 1979):

$$M_W = \frac{2}{3} \log_{10} \frac{M_0}{1 \text{ Nm}} - 6.03 \quad (25)$$

Hierbei ist die Momentenmagnitude  $M_W$  eine dimensionslose Zahl, während das seismische Moment  $M_0$  in Newtonmeter (1 Nm) angegeben werden muss.

Abbildung 25 zeigt einen Vergleich zwischen 3 verschiedenen Magnituden, die für 9 Erdbeben bei Insheim berechnet wurden. Die erste hiervon ist die Momentenmagnitude  $M_W^{QEST}$  aus dieser Studie, die mit Hilfe der Energietransfertheorie unter Annahme nichtisotroper, tiefenabhängiger Streuung sowie tiefenabhängiger Absorption bestimmt wurde. Zum Vergleich wird auch die Momentenmagnitude  $M_W^{QOPEN}$  berechnet, wobei ebenfalls die Energietransfertheorie eingesetzt wird, aber mit den stark vereinfachenden Annahmen einer isotropen Streuung sowie räumlich konstanter Streuung und Absorption. Dies entspricht der Methode Qopen von Eulenfeld und Wegler (2016). Als letztes wird noch die Lokalmagnitude  $M_L$  als Vergleich herangezogen. Abbildung 25 zeigt, dass insbesondere bei kleinen Magnituden unter  $M_W = 2$  die Lokalmagnitude

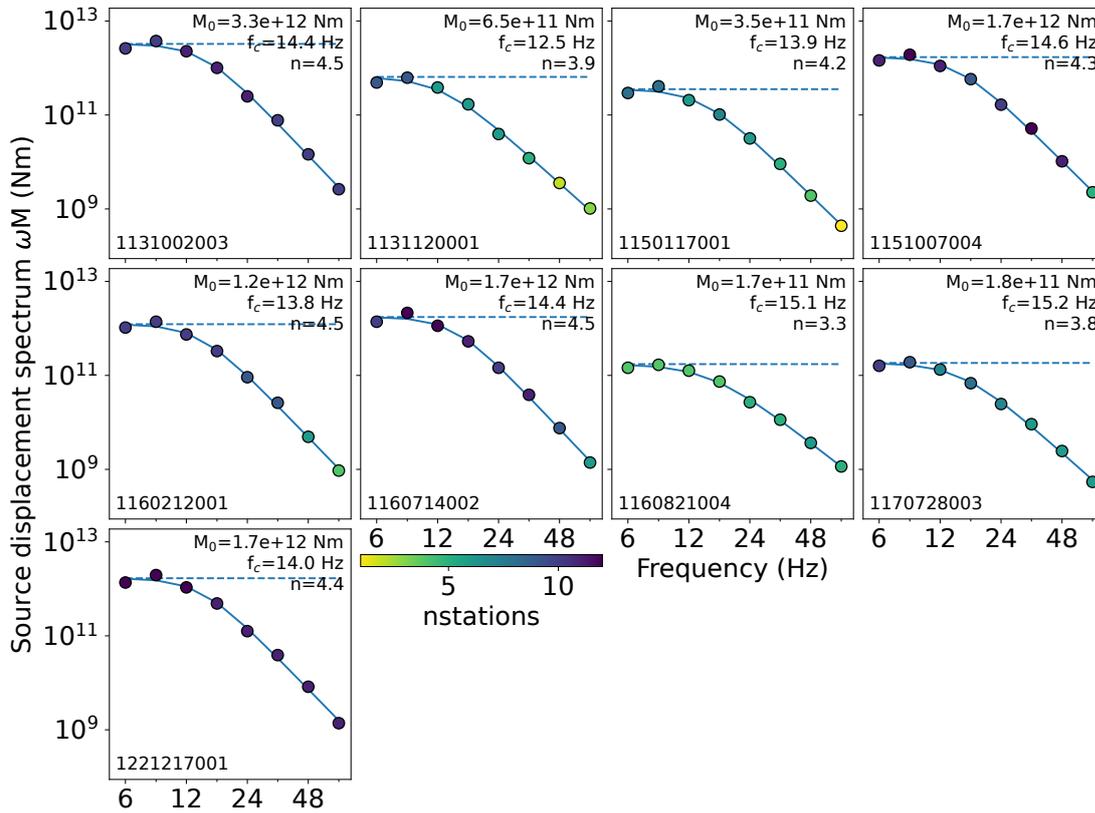


Abbildung 24: Quellenspektren der 9 Erdbeben, die auch für die Bestimmung der tiefenabhängigen Dämpfung eingesetzt wurden. Die farbigen Kreise stellen die Inversionsergebnisse dar, wobei die Farbskala anzeigt, wieviele Messstellen in das jeweilige Ergebnis eingingen. Die durchgezogene Linie entspricht der besten Anpassung des beobachteten Quellenspektrums durch ein theoretisches Quellmodell nach Brune (1970), wobei die Parameter seismisches Moment  $M_0$ , Eckfrequenz  $f_c$  und spektraler Abfall  $n$  optimiert wurden. Die gestrichelte Linie entspricht dem seismischen Moment  $M_0$  des jeweiligen Erdbebens.

deutlich von den beiden Momentenmagnituden abweicht. Dies ist in guter Übereinstimmung mit anderen Studien (z. B. Bethmann et al., 2011), die ebenfalls zeigten, dass in diesem Magnitudenbereich die Lokalmagnitude beim gleichen Erdbeben kleinere Werte als die Momentenmagnitude annimmt. Die beiden Momentenmagnituden  $M_W^{QEST}$  und  $M_W^{QOPEN}$  zeigen nur geringe Abweichungen voneinander. Hieraus kann die Schlussfolgerung gezogen werden, dass die deutlich aufwendigere Inversion mit nichtisotropen und tiefenabhängigen Streukoeffizienten sowie tiefenabhängiger Absorption nur noch geringe Verbesserungen in der Genauigkeit der Momentenmagnitude gegenüber einer Inversion mit Qopen nach Eulenfeld und Wegler (2016) ergibt. Diese Inversion mit isotropen Streukoeffizienten und räumlich konstanter Streuung und Absorption ist bereits vielfach getestet und steht als Open-Source-Algorithmus zur Verfügung (<https://github.com/trichter/qopen>).

Im BGR-Katalog für Insheim sind im Zeitraum 5.12.2012 bis 16.3.2022 1220 induzierte Erdbeben mit  $M_L > 0.5$  enthalten. Auf diesen Erdbebenkatalog wird nun vollständig automatisiert die Inversion nach dem Energiequellenspektrum  $W(f)$  angewandt. Hierbei werden die bereits zuvor bestimmten tiefen- und frequenzabhängigen Dämpfungsparameter und die frequenzabhängigen Stationsverstärkungsfaktoren als gegeben vorausgesetzt. Daher handelt es sich nun um eine einfache lineare Inversion, die mit Hilfe der Methode der kleinsten Fehlerquadrate mit geringem Rechenaufwand realisiert werden kann. Jedoch konnten nicht für alle Erdbeben im Katalog die Quellenspektren bestimmt werden. Die häufigsten Ursachen waren zu wenig Stationen oder zu wenig Daten. Damit die Inversion stabile Ergebnisse liefert, werden einerseits Wellenformdaten an mindestens 4 Stationen vorausgesetzt und andererseits, dass nach Anwendung des Filters und

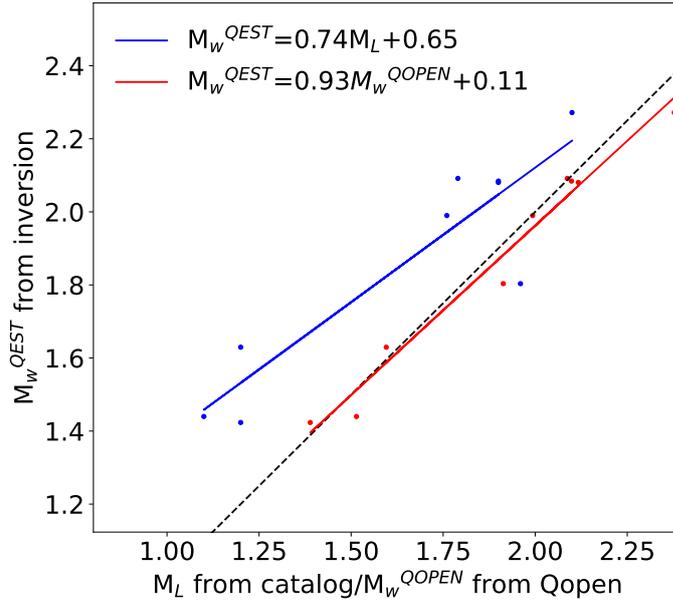


Abbildung 25: Vergleich der Momentenmagnitude  $M_w^{QEST}$  für 9 Erdbeben bei Insheim bei Verwendung einer tiefenabhängigen seismischen Geschwindigkeit und Dämpfung mit der im Katalog gegebenen Lokalmagnitude  $M_L$  (blaue Punkte) sowie mit der Momentenmagnitude  $M_w^{QOPEN}$  bei Verwendung eines homogenen (tiefenunabhängigen) Geschwindigkeits- und Dämpfungsmodells. Die durchgezogenen Linien zeigen jeweils die am besten angepassten Geraden. Die gestrichelte Linie stellt den Idealfall, d. h. die Gleichheit der Magnituden, dar.

Berechnung der Einhüllenden die Coda ausgehend von der S-Wellen-Ankunftszeit noch mindestens 4 s lang ist. Diese Kriterien schränkten die Berechnung der Quellspektren bereits auf nur noch 149 Erdbeben ein. Für 113 Erdbeben davon konnten Momentenmagnituden berechnet werden. Bei den restlichen 36 Erdbeben wurden die niedrigen Frequenzen verworfen, so dass das zur Bestimmung der Momentenmagnitude notwendige Plateau bei niedrigen Frequenzen nicht aufgelöst wurde. Für die verbleibenden 113 Erdbeben zeigt Abbildung 26 einen Vergleich zwischen Lokalmagnitude  $M_L$  und der in dieser Studie bestimmten Momentenmagnitude  $M_w^{QEST}$ . Ähnlich wie in Abbildung 25 zeigt auch Abbildung 26 deutliche Abweichungen zwischen Lokalmagnitude und Momentenmagnitude. Insbesondere wird auch in dieser Abbildung wieder deutlich, dass die Lokalmagnitude die Momentenmagnitude bei kleinen Magnituden unterschätzt.

Ein weiterer wichtiger Erdbebenherdparameter, der aus der Berechnung der Quellspektren bestimmt werden kann, ist die Eckfrequenz  $f_c$ . Hieraus kann der Spannungsabfall  $\Delta\tau$  des Erdbebens berechnet werden. Unter der Annahme eines kreisförmiger Bruchs (Boatwright, 1980) und des Quellmodells nach Brune (1970) gilt der folgende Zusammenhang zwischen  $\Delta\tau$  und  $f_c$ :

$$\Delta\tau = \frac{7}{16} \frac{M_0}{r^3} \quad (26)$$

$$r = \frac{0.372 v_S}{f_c} \quad (27)$$

Wenn die Momentenmagnituden zweier Erdbeben gleich sind, kann der Ausschlag im Seismogramm trotzdem verschieden sein: Das Erdbeben mit größerem Spannungsabfall bzw. größerer Eckfrequenz erzeugt stärkere Erschütterungen an der Erdoberfläche. Dies zeigt, dass die Momentenmagnitude allein nicht ausreicht, um die „Stärke“ eines Erdbebens zu quantifizieren. Solche

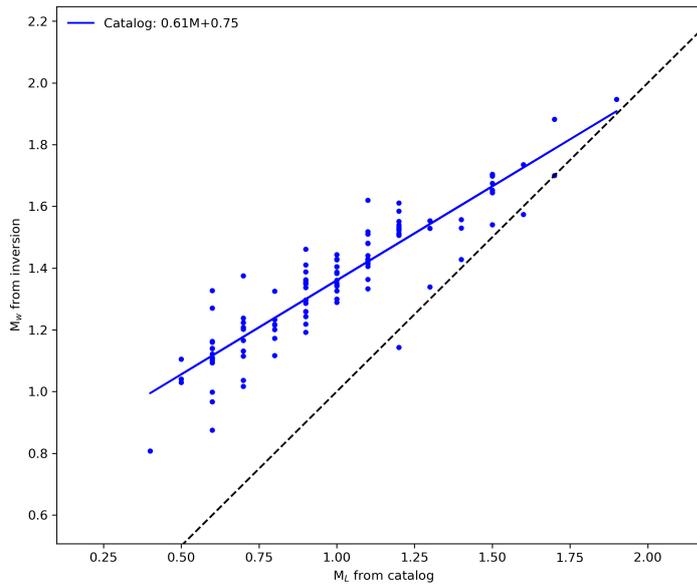


Abbildung 26: Vergleich der Momentenmagnitude  $M_W^{QEST}$  für 113 Erdbeben bei Insheim bei Verwendung einer tiefenabhängigen seismischen Geschwindigkeit und Dämpfung mit der im Katalog gegebenen Lokalmagnitude  $M_L$  (blaue Punkte). Die durchgezogene blaue Linie zeigt die am besten angepassten Gerade. Die gestrichelte Linie stellt den Idealfall, d. h. die Gleichheit der Magnituden, dar.

Effekte können durchaus relevant sein. Huang et al. (2017) zeigten, dass bei gleicher Momentenmagnitude Erdbeben im Osten der Vereinigten Staaten stärker als Erdbeben im zentralen Bereich der Vereinigten Staaten verspürt werden. Dies hängt mit dem höheren Spannungsabfall im Osten der USA zusammen. Eulenfeld et al. (2023) analysierten die induzierten Erdbeben zweier hydraulischer Stimulationen in Helsinki. Dort konnte ein systematischer Unterschied zwischen der Stimulation im Jahr 2018 und der Stimulation im Jahr 2020 festgestellt werden. Bei gleicher Momentenmagnitude  $M_W$  zeigten die induzierten Erdbeben aus dem Jahr 2020 höhere Eckfrequenzen und somit einen höheren Spannungsabfall. Dies führt im Seismogramm zu höheren Ausschlägen und somit auch zu einer höheren Lokalmagnitude (Abbildung 27). Bodenbewegungsmodelle (Ground Motion Prediction Equations, GMPEs) übersetzen die Magnitude in maximale Bodenschwinggeschwindigkeiten (Peak Ground Velocity, PGV) oder maximale Bodenbeschleunigungen (Peak Ground Acceleration, PGA) an der Erdoberfläche. Hierbei werden häufig mögliche Unterschiede im Spannungsabfall vernachlässigt. Eine Verbesserung von seismischen Reaktionsschemen wie in Abbildung 1 könnte also darin bestehen, nicht nur Momentenmagnituden an Stelle von Lokalmagnituden zu verwenden, sondern auch den Spannungsabfall zu bestimmen und in den verwendeten GMPEs mit zu berücksichtigen. Einschränkend muss jedoch gesagt werden, dass mit den verwendeten Methoden nur bei 113 von 1220 induzierten Erdbeben tatsächlich die Momentenmagnituden und die Eckfrequenzen bestimmt werden konnten. Dies zeigt, warum die Lokalmagnitude von Richter (1935) trotz all ihrer Mängel immer noch eingesetzt wird: Sie kann mit Standardmethoden leicht für praktisch alle Erdbeben bestimmt werden, sobald Ausschläge im Seismogramm zu beobachten sind. Eine Behelfslösung könnte darin bestehen, an Hand einer Teilmenge der Erdbeben wie in den Abbildungen 25 und 26 eine Beziehung zwischen  $M_L$  und  $M_W$  zu bestimmen. Dann könnten Lokalmagnituden aus den Seismogrammen bestimmt und an Hand der vorher bestimmten Beziehung in Momentenmagnituden umgerechnet werden.

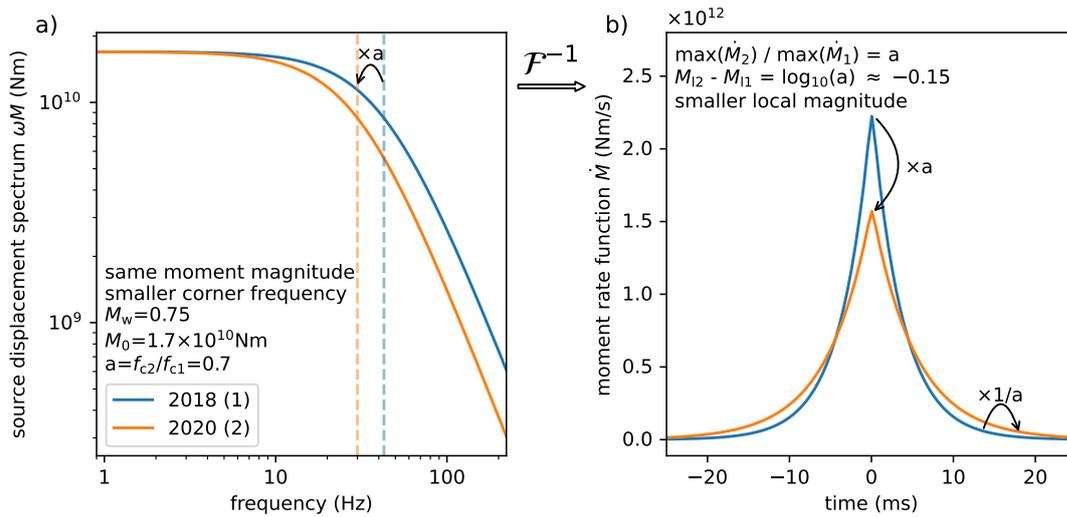


Abbildung 27: Aus Eulenfeld et al. (2023): Bei gleicher Momentenmagnitude  $M_W$  aber unterschiedlicher Eckfrequenz  $f_c$  (links) ändert sich der Ausschlag im Seismogramm (rechts).

#### 2.1.4 Arbeitspaket 4: Momentenmagnituden (Echtzeitdaten)

Im letzten Arbeitspaket 4 wurde der Algorithmus mit den Detektionen aus dem Teilprojekt der BGR verknüpft. Hierzu wurde ein SEEDLink-Server an der FSU Jena aufgesetzt, der mit dem SEEDLink-Server der BGR verbunden wurde. So konnten die an der BGR einlaufenden Wellenformdaten des Forschungsnetzes Südpfalz in Echtzeit an die FSU Jena weitergeleitet werden. Die automatischen Detektionen der BGR wurden mittels FDSN-Web-Service (fdsnws-event) zur Verfügung gestellt, der mittels ObsPy an der FSU Jena ausgelesen werden konnte. Die Abfrage konnte in den Algorithmus zur Berechnung der Momentenmagnituden integriert werden. Letztendlich konnte aber eine Echtzeitdatenauswertung unter Verwendung von Katalogdaten nur simuliert werden. Die ursprünglich geplante längere Testphase im Echtzeitbetrieb konnte auf Grund von Zeitmangel gegen Ende des Projektes nicht mehr durchgeführt werden.

#### 2.1.5 Literaturverzeichnis

- R. E. Abercrombie. Earthquake source scaling relationships from -1 to 5 ML using seismograms recorded at 2.5-km depth. *J. Geophys. Res.*, 100:24015–24036, 1995. doi: 10.1029/95JB02397.
- K. Aki und P. G. Richards. *Quantitative Seismology*. University Science Books, Sausalito, second edition, 2002.
- F. Bethmann, N. Deichmann, und P. M. Mai. Scaling relations of local magnitude versus moment magnitude for sequences of similar earthquakes in Switzerland. *Bull. seism. Soc. Am.*, 101: 515–534, 2011. doi: 10.1785/0120100179.
- J. Boatwright. A spectral theory for circular seismic sources: Simple estimates of source dimension, dynamic stress drop and radiated seismic energy. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 70:1–28, 1980.
- J. N. Brune. Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes. *J. Geophys. Res.*, 75:4997–5009, 1970. doi: 10.1029/JB075i026p04997.
- T. A. C. M. Classen und W. F. G. Mecklenbräuer. The Wigner distribution - a tool for time-frequency signal analysis, part i: Continuous-time signals. *Philips J. Res.*, 35(3):217–250, 1980a.

- T. A. C. M. Classen und W. F. G. Mecklenbräuer. The Wigner distribution - a tool for time-frequency signal analysis, part ii: Discrete-time signals. *Philips J. Res.*, 35(4,5):276–300, 1980b.
- T. A. C. M. Classen und W. F. G. Mecklenbräuer. The Wigner distribution - a tool for time-frequency signal analysis, part iii: Relation with other time-frequency signal transformations. *Philips J. Res.*, 35(6):372–389, 1980c.
- L. Cohen. *Time-Frequency Analysis*. Prentice Hill, New York, 1995. ISBN 978-0135945322.
- T. Eulenfeld und U. Wegler. Measurement of intrinsic and scattering attenuation of shear waves in two sedimentary basins and comparison to crystalline sites in Germany. *Geophys. J. Int.*, 205:744–757, 2016. doi: 10.1093/gji/ggw035.
- T. Eulenfeld, G. Hillers, T. A. T. Vuorinen, und U. Wegler. Induced earthquake source parameters, attenuation, and site effects from waveform envelopes in the Fennoscandian Shield. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 128(4), 2023. doi: 10.1029/2022JB025162.
- P. Flandrin und W. Martin. The Wigner-Ville spectrum of nonstationary random signals. In W. Mecklenbräuer und F. Hlawatsch, editors, *The Wigner Distribution*, pages 211–267. Elsevier, Amsterdam, 1997. ISBN-13: 978-0444888563.
- A. F. Gad. PyGAD: An intuitive genetic algorithm Python library, 2021. arXiv: 2106.06158.
- P. J. Gaebler, T. Eulenfeld, und U. Wegler. Seismic scattering and absorption parameters in the W-Bohemia/Vogtland region from elastic and acoustic radiative transfer theory. *Geophys. J. Int.*, 203:1471–1481, 2015. doi: 10.1093/gji/ggv393.
- G. H. F. Gardner, L. W. Gardner, und A. R. Gregory. Formation velocity and density; the diagnostic basics for stratigraphic traps. *Geophysics*, 39:770–780, 1974. doi: 10.1190/1.1440465.
- A. A. Gusev und I. R. Abubakirov. Simulated envelopes of non-isotropically scattered body waves as compared to observed ones: another manifestation of fractal heterogeneity. *Geophys. J. Int.*, 127(1):49–60, 1996.
- T. C. Hanks und H. Kanamori. A moment magnitude scale. *J. Geophys. Res.*, 84:2348–1240, 1979. doi: 10.1029/JB084iB05p02348.
- P. C. Hansen. Analysis of discrete ill-posed problems by means of the L-curve. *SIAM Rev.*, 34: 561–580, 1992. doi: 10.1137/1034115.
- J. H. Holland. *Adaptation in natural and artificial systems*. The MIT Press, Cambridge, Massachusetts, 1992. ISBN 9780262581110.
- Y. Huang, W. L. Ellsworth, und G. C. Beroza. Stress drops of induced and tectonic earthquakes in the central United States are indistinguishable. *Sci. Adv.*, e1700772(8):1–28, 2017. doi: 10.1126/sciadv.1700772.
- L. Krischer, T. Megies, R. Barsch, M. Beyreuther, T. Lecocq, C. Caudron, und J. Wassermann. ObsPy: a bridge for seismology into scientific Python ecosystem. *Comput. Sci. Discov.*, 8: 014003, 2015. doi: 10.1088/1749-4699/8/1/014003.
- K. Küperkoch, K. Olbert, und T. Meier. Long-term monitoring of induced seismicity at the Insheim geothermal site, Germany. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 108:3668–3683, 2018. doi: 10.1785/0120170365.

- O. Lengliné, J. Schmittbuhl, K. Drif, S. Lambotte, M. Grunberg, J. Kinscher, C. Sira, A. Schlupp, M. Schaming, H. Jund, und F. Masson. The largest induced earthquakes during the GEOVEN deep geothermal project, Strasbourg, 2018–2022: from source parameters to intensity maps. *Geophys. J. Int.*, 234:2445–2457, 2023. doi: 10.1093/gji/ggad255.
- W. Menke. *Geophysical Data Analysis: Discrete Inverse Theory*. Academic Press, Boston, third edition, 2012. ISBN 9780123971609.
- W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, und W. T. Vetterling. *Numerical Recipes in Fortran 77: the Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, Cambridge, second edition, 1996.
- J. Przybilla, M. Korn, und U. Wegler. Radiative transfer of elastic waves versus finite difference simulations in two-dimensional random media. *J. Geophys. Res.*, 111:B04305, 2006. doi: 10.1029/2005JB003952.
- J. Przybilla, U. Wegler, und M. Korn. Estimation of crustal scattering parameters with elastic radiative transfer theory. *Geophys. J. Int.*, 178(2):1105–1111, 2009. doi: 10.1111/j.1365-246X.2009.04204.x.
- C. F. Richter. An instrumental earthquake magnitude scale. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 25(1):1–32, 1935.
- H. Sato, M. C. Fehler, und T. Maeda. *Seismic Wave Propagation and Scattering in the Heterogeneous Earth*. Springer-Verlag, New York, second edition, 2012.
- C. Sens-Schönfelder und U. Wegler. Radiative transfer theory for estimation of the seismic moment. *Geophys. J. Int.*, 167:1363–1372, 2006. doi: 10.1111/j.1365-246X.2006.03139.x.
- A. N. Tikhonov und V. Y. Arsenin. *Solution of Ill-Posed Problems*. Wiley, New York, 1977. ISBN 0470991240.
- P. Virtanen, R. Gommers, T. E. Oliphant, M. Haberland, T. Reddy, D. Cournapeau, E. Burovski, P. Peterson, W. Weckesser, J. Bright, S. J. van der Walt, M. Brett, J. Wilson, K. J. Millman, N. Mayorov, A. R. J. Nelson, E. Jones, R. Kern, E. Larson, C. J. Carey, Í. Polat, Y. Feng, E. W. Moore, J. VanderPlas, D. Laxalde, J. Perktold, R. Cimrman, I. Henriksen, E. A. Quintero, C. R. Harris, A. M. Archibald, A. H. Ribeiro, F. Pedregosa, P. van Mulbregt, und SciPy 1.0 Contributors. SciPy 1.0: Fundamental Algorithms for Scientific Computing in Python. *Nature Methods*, 17:261–272, 2020. doi: 10.1038/s41592-019-0686-2.
- U. Wegler, M. Korn, und J. Przybilla. Modelling full seismogram envelopes using radiative transfer theory with Born scattering coefficients. *Pure Appl. Geophys.*, 163:503–531, 2006. doi: 10.1007/s00024-005-0027-5.
- K. Yoshimoto. Monte Carlo simulation of seismogram envelopes in scattering media. *J. Geophys. Res.*, 105(B3):6153–6161, 2000.

## 2.2 Wichtigste Positionen des zahlenmäßigen Nachweises

Auf Grund der COVID-19-Pandemie erfolgt während des Projektes eine Umwidmung, Aufstockung und Projektverlängerung. Hierbei wurden Reisemittel für Reisen, die aufgrund der Pandemie nicht durchgeführt werden konnten, umgewidmet. Eine Projektverlängerung wurde bewilligt, da die Projektmitarbeiterin als Mutter kleiner Kinder von Kindergartenschließungen in ihrer Arbeit behindert wurde. Nach der Anpassung erfolgten die Ausgaben größtenteils planmäßig. Die Personalausgaben entsprachen mit kleinen Abweichungen den beantragten. Die Mittel für wissenschaftliche Hilfskräfte konnten nicht vollständig eingesetzt werden. Hierbei handelt es sich

ebenfalls um eine Auswirkung der COVID-19-Pandemie. Die Hilfskräfte konnten nicht wie geplant betreut werden. Die beantragten Publikationskosten fallen leider erst nach Projektende an und müssen daher anderweitig finanziert werden. Die Dienstreisen wurden größtenteils wie geplant durchgeführt. Allerdings blieben hierbei die Ausgaben leicht unter den beantragten Mitteln. Die Investitionen in Gegenstände wurden wie beantragt durchgeführt.

## **2.3 Notwendigkeit und Angemessenheit der geleisteten Arbeit**

Für das Erreichen des im Teiprojekt angestrebten Ziels, die Entwicklung eines automatischen Echtzeit-Auswertalgorithmus zur Berechnung von Momentenmagnituden sowie die dazu notwendigen Vorarbeiten, wie die Inversion der tiefen- und frequenzabhängigen Dämpfungseigenschaften des Untergrundes, war die Umsetzung der im Arbeitsplan definierten Arbeitspakete notwendig und angemessen.

## **2.4 Voraussichtlicher Nutzen und Verwertbarkeit der Ergebnisse im Sinne des fortgeschriebenen Verwertungsplans**

Die Angabe von Momentenmagnituden und Eckfrequenzen zur Beschreibung der „Stärke“ von Erdbeben ist für verschiedene Anwendungen von großem Nutzen. So werden Magnituden in seismischen Reaktionsplänen ebenso benötigt wie in der seismischen Gefährdungsanalyse. Die existierende Konkurrenzlösung, dass die Stärke von Erdbeben ausschließlich anhand von PGV-Werten angegeben wird, ist unbefriedigend, da so kein Seismizitätsmodell zur Auftretenswahrscheinlichkeit von bestimmten Erdbebenmagnituden erstellt werden kann. Die Verwendung von Lokalmagnituden ist ebenfalls unbefriedigend, da diese auf empirischen Grundlagen beruhen und kein einheitlicher, allgemein anerkannter Standard zur Erweiterung auf Mikroseismizität besteht. Die methodischen Entwicklungen zur Bestimmung der Dämpfungseigenschaften, Standortverstärkungsfaktoren und der Momentenmagnituden wurden als Publikation eingereicht, wobei auch Algorithmen veröffentlicht werden, so dass diese zur weiteren Verwendung zur Verfügung stehen. Es zeigte sich jedoch, dass die Methoden, die auf einer tiefenabhängigen Dämpfung beruhen, numerisch aufwendig sind. Als Alternative könnte daher auch der Code Qopen eingesetzt werden, der jedoch auf einer effektiven homogenen Dämpfung beruht. Problematisch ist auch, dass nicht für alle georteten induzierten Erdbeben eine Momentenmagnitude bestimmt werden konnte. Dieses Ergebnis bedeutet, dass neben den besser geeigneten Momentenmagnituden zusätzlich auch noch andere Stärkemaße wie Lokalmagnituden als Behelfslösung weiter eingesetzt werden müssen.

Die weitgehende Automatisierung der seismologischen Auswertung soll im langfristigen Zeithorizont dazu führen, dass weniger Personal zur seismologischen Analyse eingesetzt werden muss. Die Verwendung der Momentenmagnitude muss dazu noch weiter standardisiert werden und kann so zur Verbesserung der seismischen Gefährdungsanalyse und der seismischen Einwirkungen beitragen. Dies kann für den Genehmigungs- und Aufsichtsprozess eingesetzt werden.

## **2.5 Während SEIGER bekannt gewordene Fortschritte auf dem Arbeitsgebiet bei anderen Stellen**

Während des Projektes traten induzierte Erdbeben in Vendenheim bei Staßburg auf, was zum Abbruch dieses Geothermieprojektes im französischen Teil des Oberrheingrabens führte. Erste Analysen wurden kürzlich von Lengliné et al. (2023) publiziert.

## 2.6 Erfolgte und geplante Veröffentlichungen des Ergebnisses

### 2.6.1 Peer-Reviewed Publikationen

M. van Laaten und U. Wegler, Non-linear inversion for a multi-layer seismic S-wave attenuation model using radiative transfer theory, submitted to J. Geophys. Res. Solid Earth.

### 2.6.2 Tagungsbeiträge und Workshop-Vorträge

Vortrag auf dem Workshop zur 21. Sitzung der Arbeitsgruppe induzierte Seismizität (AGIS), 26. November 2020, Teilnahme per Video, Jenny Borns, Analyse der Dämpfungseigenschaften der oberflächennahen Schichten im Oberrheingraben.

Vortrag auf dem Workshop zur 25. Sitzung der Arbeitsgruppe induzierte Seismizität (AGIS), 02./03. November 2022, Hannover, Jenny Borns, Automatic moment magnitude determination for induced seismicity in deep geothermal energy - Creation of attenuation model.

Vortrag auf der 28. Generalversammlung der International Union of Geodesy and Geophysics (IUGG), 18. Juli 2023, Berlin, Marcel van Laaten and Ulrich Wegler, Estimation of the depth and frequency-dependent seismic attenuation using acoustic radiative transfer theory.

Vortrag auf dem Workshop zur 49. Sitzung der Arbeitsgruppe Seismologie, Freiburg im Breisgau, 25. - 28. September 2023, Marcel van Laaten and Ulrich Wegler, Non-linear inversion of a multi-layer intrinsic and scattering S-wave attenuation model in a sedimentary basin (Insheim, Germany).

Vortrag auf dem Workshop zur 27. Sitzung der Arbeitsgruppe induzierte Seismizität (AGIS), 02./03. November 2023, München, Ulrich Wegler and Marcel van Laaten, Depth and frequency-dependent seismic attenuation to estimate seismic moment magnitudes of induced earthquakes.

### 2.6.3 Sonstiges

### 2.6.4 Bezug zu Arbeiten von SEIGER aber keine explizite SEIGER-Aufgabe, bzw. ohne direkte Förderung durch SEIGER

T. Eulenfeld and G. Hillers and T. A. T. Vuorinen and U. Wegler, Induced Earthquake Source Parameters, Attenuation, and Site Effects From Waveform Envelopes in the Fennoscandian Shield, J. Geophys. Res. Solid Earth, 2023, v. 128(4), doi: 10.1029/2022JB025162.