



HAL
open science

Imagerie tri-dimensionnelle de l'atténuation sismique du manteau terrestre

Alice Adenis

► **To cite this version:**

Alice Adenis. Imagerie tri-dimensionnelle de l'atténuation sismique du manteau terrestre. Sciences de la Terre. Université de Lyon, 2017. Français. NNT : 2017LYSEN037 . tel-01618777

HAL Id: tel-01618777

<https://theses.hal.science/tel-01618777>

Submitted on 18 Oct 2017

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Numéro National de Thèse : 2017LYSEN037

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE LYON
opérée par
l'Ecole Normale Supérieure de Lyon

Ecole Doctorale N°52
Physique et Astrophysique de Lyon (PHAST)

Discipline : Sismologie

Soutenue publiquement le 06/07/17 par :

Alice Adenis

**Imagerie tri-dimensionnelle de l'atténuation
sismique du manteau terrestre**

Devant le jury composé de :

M. Eric DEBAYLE	Directeur de recherche	ENS de Lyon	Directeur
M. Yanick RICARD	Directeur de recherche	ENS de Lyon	Co-encadrant
Mme. Ana FERREIRA	<i>Reader in Seismology</i>	University College London	Rapporteuse
M. Jean-Paul MONTAGNER	Professeur des Universités	IPG Paris	Rapporteur
Mme. Barbara ROMANOWICZ	Professeur des Universités	Collège de France	Examinatrice
M. Nicolas COLTICE	Professeur des Universités	ENS de Lyon	Examinateur

Laboratoire de Géologie de Lyon :

Terre, Planètes, Environnement

Université Claude Bernard, Lyon1

Campus de la Doua, bât. GEODE

2, rue Raphaël Dubois

69622 Villeurbanne Cedex

France

PHAST

Ecole Doctorale de Physique et Astrophy-
sique de Lyon

ED N°52

Remerciements

Je voudrais remercier Eric Debayle et Yanick Ricard pour m'avoir soutenue et dirigée dans ce long et fastidieux voyage, ainsi que pour les nombreuses corrections annotées sur les premiers jets du manuscrit. Je remercie aussi Nicolas Coltice pour m'avoir encouragé et motivée tout au long de la thèse. Je remercie par ailleurs les autres membres de mon jury de thèse, Ana Ferreira, Jean-Paul Montagner, et Barbara Romanowicz, pour leur participation ainsi que leurs avis chaleureux lors de ma soutenance. Merci au reste de l'équipe de sismologie du laboratoire, Thomas Bodin, Semih Turkaya, Navid Hedjazian et Florian Millet, pour tous les sismolunch. Un grand merci à Fabien Dubuffet, qui a su me sortir de n'importe quel problème informatique en un instant.

Je tiens à remercier Benjamin pour ces extra-terrestre, à Chedoudou et Claire de m'avoir si souvent écouté me plaindre, à Damien pour toutes ces discussions sur les films, et à Chloé pour sa compréhension et son oreille attentive. A Romain et à Corentin pour s'être laissés déranger dès que l'envie me prenait. A Yoann, Maxime, Rémi, Arnauld et Ivan pour ces tasses de café impromptues.

En vrac, merci à Patrick Thollot, Martina Ulvrova, Mélanie Gérard, Marianne Metois, Steve Peuble, Marine Lasbleis, Thierry Alboussiere, Muriel Andreani, Renaud Deguen, Véronique Gardien, Vincent Grossi, Stéphane Labrosse, Vincent Langlois, Philippe-Hervé Leloup, Gweltaz Maheo, Jean-Emmanuel Martelat, Emanuela Mattioli, Jean-Philippe Perrillat, Julia Pfeffer et Benoît Tauzin, Cathy Quantin pour toutes ces discussions et pour vos conseils avisés. Bref, je remercie l'ensemble du Laboratoire de Géologie de Lyon.

Merci à ma famille d'avoir supporté mes sautes d'humeurs et mes jérémiades. A mes parents, Richard et Annie, à Patrick, Karen et petit Gustave, à Nicolas et à Julie. Merci à Bernard et Arlette, aux Pascaux, Pascale et Pascal, Quentin, Mathilde et Adrien, ainsi qu'aux Welchman, Carole, David, Arthur et Louise. Bref, tous les WABS. Merci aussi à Daniel, Michelle, Paul, Valentin et Marius. Merci aux amis du lycée, à Maud qui m'a logé de si nombreuses fois, à

Océane, Mathilde, Marine, Yannick, Damien, Guillaume, Dimitri et Thomas. Aux amis de prépa, Laura, Fufu et Julien. Aux amis des mines, Céline, Solenn et Thibault. Merci à tous d'avoir été là malgré le temps, et parfois la distance. Merci Capitaine d'être si mignon. Un grand merci à Xavier pour son soutien inconditionnel et sa bonhomie adorable.

Et tout ceux que j'ai oublié, merci. Merci à tous.

Résumé

Résumé

L'objectif de cette thèse est de construire un modèle d'atténuation sismique du manteau supérieur de la Terre en utilisant un jeu de données original construit par Debayle et Ricard (2012). Ce jeu de données est l'un des plus complet au monde (plus de 375 000 sismogrammes analysés pour extraire l'atténuation et la vitesse de phase du mode fondamental et des cinq premiers harmoniques des ondes de Rayleigh).

Les mesures d'atténuation sont tout d'abord traitées pour extraire les effets de l'expansion géométrique et de la focalisation, minimiser les effets d'erreurs sur la source, écarter les mesures incertaines et regrouper les mesures redondantes. Elles sont ensuite régionalisées pour obtenir des cartes des variations latérales de l'atténuation des ondes de Rayleigh pour chaque mode et chaque période. La dernière étape est l'inversion en profondeur des cartes. Elle permet d'obtenir QsADR17, un modèle 3D de l'atténuation des ondes S dans le manteau supérieur.

QsADR17 est corrélé avec la tectonique de surface jusqu'à 200 km de profondeur, avec une faible atténuation sous les continents et une forte atténuation sous les océans. Des anomalies de forte atténuation sont observées jusqu'à 150 km de profondeur sous les rides océaniques, et persistent à plus grande profondeur jusque dans la zone de transition sous la plupart des points chauds. La présence de larges anomalies atténuantes situées à 150 km de profondeur sous l'océan Pacifique suggère que plusieurs panaches thermiques viennent s'étaler dans l'asthénosphère. Nous avons également détecté la présence d'hétérogénéités de composition à la base des cratons et dans un certain nombre de régions actives.

Mots-clefs

Sismologie, Tomographie, Modélisation, Ondes de surface, Atténuation sismique, Manteau terrestre.

3-D Mapping of the Seismic Attenuation in the Upper Mantle

Abstract

The aim of this study is to build a 3-D attenuation model of Earth's upper-mantle using a unique dataset built by Debayle & Ricard (2012). This dataset is among the largest in the world: more than 375,000 seismograms were analyzed to extract Rayleigh-wave attenuation and velocity measurements for the fundamental mode and the five first harmonics between 40 and 240 s periods.

First, attenuation measurements are processed to extract the effects of geometrical attenuation and of focusing and defocusing, in order to minimize the influence of errors on the seismic source, to avoid potentially incorrect data, and to cluster redundant measurements. Then, measurements are regionalized to obtain Rayleigh-wave maps for each mode and each period. The last step is the inversion of these maps to obtain the depth-dependent attenuation. This leads to QsADR17, a 3-D model of S-wave attenuation in the upper mantle.

QsADR17 is correlated with surface tectonics down to 200 km depth, with low attenuation under the continents and high attenuation under the oceans. High-attenuation anomalies are found under oceanic ridges down to 150 km depth, and under most of the hotspots at larger depth down to the transition zone. A large high-attenuation anomaly at 150 km depth under the Pacific ocean suggests that thermal plumes pond into the asthenosphere. We also detect compositional heterogeneities at the base of the cratons and in tectonically active areas.

Keywords

Seismology, Tomography, Modeling, Surface-wave, Attenuation, Upper mantle.

Table des matières

Notations et acronymes	13
Introduction	15
1 Généralités sur les données, les modèles et la théorie	19
1.1 Données sismiques	19
1.1.1 Ondes de surface	20
1.1.2 Analyse des données	23
1.1.3 Modélisation de la forme des ondes	24
1.2 Théorie des rais et zone de sensibilité	26
1.3 Modèles sismiques globaux	28
1.3.1 Modèles de vitesse	28
1.3.2 Modèles d'atténuation	29
1.3.3 Interprétation	32
2 Atténuation sismique	35
2.1 Définition et propriétés	35
2.2 Mécanismes d'atténuation extrinsèque	36
2.2.1 Atténuation géométrique	36
2.2.2 Effet de focalisation et défocalisation	37
2.2.3 Diffusion et diffraction	40
2.3 Autre processus affectant l'atténuation	41
2.3.1 Effet de la source et du moment sismique	41
2.3.2 Structure locale à la station et instruments de mesure	45
2.4 Mécanismes d'atténuation intrinsèque et dépendance fréquentielle	45

2.5	Conclusion	48
3	Modélisation de forme d'ondes et pré-sélection des données	49
3.1	Calcul des données pour l'inversion de forme d'ondes	50
3.1.1	Sismogrammes synthétiques	50
3.1.2	Fonctions d'inter-corrélation et enveloppes	51
3.1.3	Sélection des observables secondaires	52
3.2	Méthode d'inversion	53
3.2.1	Problème inverse	53
3.2.2	Modèle radial initial	55
3.2.3	Matrices de covariance	56
3.3	Routine automatisée	57
3.3.1	Pré-traitement	57
3.3.2	Inversion étape par étape	59
3.3.3	Evaluation des observables secondaires et rétro-action	59
3.3.4	Critère d'ajustement de la forme d'ondes	60
3.3.5	Stabilité du modèle inversé	60
3.4	Estimation de l'erreur <i>a posteriori</i> et de la résolution	61
3.5	Résultats et pré-sélection	61
3.5.1	Remarques sur l'inversion de l'atténuation	62
3.5.2	Jeu de données	63
3.6	Conclusion	65
4	Régionalisation et traitement des données	67
4.1	Méthode de régionalisation	67
4.1.1	Données	68
4.1.2	Modèle	69
4.1.3	Problème direct	70
4.1.4	Mise en équation du problème	70
4.1.5	Estimation des erreurs <i>a posteriori</i> et de la résolution	71
4.1.6	Couverture terrestre	72
4.2	Regroupement des données et sélection sur les résidus	72
4.2.1	Données et erreurs	73
4.2.2	Rejet des trajets aberrants	74
4.2.3	Sélection sur les résidus	76
4.3	Traitement des données	77
4.3.1	Effet de focalisation	77
4.3.2	Sensibilité à la source	81
4.3.3	Moment sismique	82
4.4	Résultat	86

5	Modèle d'atténuation des ondes de Rayleigh	89
5.1	Introduction	90
5.2	Data and method	92
5.2.1	Data	92
5.2.2	Pre-processing	93
5.2.3	Tomographic inversion	95
5.3	Results	99
5.3.1	QADR17 model	99
5.3.2	Synthetic experiment	101
5.4	Discussion	104
5.4.1	Comparison with other models	104
5.4.2	Correlation with the velocity	106
5.4.3	Interpretation	109
5.5	Conclusion	110
5.6	Appendix	111
5.6.1	Non-linear inversion	111
5.6.2	Rejecting outliers in every cluster	113
5.6.3	Complementary figures	113
6	Inversion en profondeur	123
6.1	Méthode d'inversion	123
6.1.1	Données	124
6.1.2	Modèle	125
6.1.3	Noyaux de sensibilité et inversion en profondeur	125
6.1.4	Estimation <i>a posteriori</i>	126
6.2	Influence de la croûte	127
6.3	Itérations et modèle final	128
6.4	Inversion du mode fondamental et des harmoniques	130
6.5	Modèle d'atténuation des ondes S	135
6.5.1	Introduction	135
6.5.2	Regionalization	137
6.5.3	Inversion at depth	137
6.5.4	Results	140
6.5.5	Implications	144
6.5.6	Concluding remarks	145
6.6	Supporting Information	146
6.6.1	Details about the regionalization	146
6.6.2	Details about the inversion at depth	148
6.6.3	Comparison with previous models	152
	Conclusion	157

A Définitions mathématiques	159
A.1 Transformée de Fourier	159
A.2 Produit de convolution	159
A.3 Dérivées partielles des observables secondaires	160
B Modèles d'atténuation	161
Bibliographie	167

Notations et acronymes

Notation	Signification
k	Mode
T	Période
ω	Pulsation
$(\mathbf{r}, z) = (\theta, \phi, z)$	Coordonnées sphériques
s	Abscisse curviligne
Δ_i	Distance angulaire du trajet i
A	Amplitude de l'onde
A_S	Effet de la source sur l'amplitude
A_G	Atténuation géométrique
A_F	Effet de la focalisation-défocalisation sur l'amplitude
A_{diff}	Effet de la diffusion et de la diffraction sur l'amplitude
A_{int}	Atténuation intrinsèque
A_I	Effet des instruments de mesure sur l'amplitude
\mathbf{D}	Fonction déplacement d'une onde de Rayleigh
α	Facteur d'atténuation
Q	Facteur de qualité des ondes de Rayleigh
Q_S	Facteur de qualité des ondes S
Q_P	Facteur de qualité des ondes P
C	Vitesse de phase (ou dispersion) des ondes de Rayleigh
U	Vitesse de groupe
V_S	Vitesse des ondes S
V_{SH}	Vitesse de la composante horizontale des ondes S
V_{SV}	Vitesse de la composante verticale des ondes S

Notation	Signification
V_P	Vitesse des ondes P
ξ	Anisotropie radiale
Δ	Distance épacentrale angulaire d'un trajet séisme-station
a	Rayon de la Terre
\mathcal{F}	Transformée de Fourier
*	Produit de convolution
\bar{c}	Complexe conjugué de c

Acronyme	Signification
PREM	Modèle de référence préliminaire de Dziewonski & Anderson (1981)
3SMAC	Modèle <i>a priori</i> de Nataf & Ricard (1996)
QMA16	Modèle d'atténuation des ondes de Rayleigh de (Ma et al., 2016)
DEA06a	Modèle d'atténuation des ondes de Rayleigh de (Dalton & Ekström, 2006)
QRFSI12	Modèle d'atténuation des ondes S de (Dalton et al., 2008)
QMU3b	Modèle d'atténuation des ondes S de (Selby & Woodhouse, 2002)
QRLW8	Modèle d'atténuation des ondes S de (Gung & Romanowicz, 2004)
DR2012	Modèle de vitesse d'onde S de (Debayle & Ricard, 2012)
SL2013sv	Modèle de vitesse d'onde S de (Schaeffer & Lebedev, 2013)
SEMum	Modèle de vitesse d'onde S de (Lekić & Romanowicz, 2011)
S40RTS	Modèle de vitesse d'onde S de (Ritsema et al., 2011)
CMT	Catalogue des mécanismes à la source (Dziewonski et al., 1981; Ekström et al., 2012)
GCRA	<i>Great Circle Ray Approximation</i>
PAVA	<i>Path Average Approximation</i>
NACT	<i>Non-linear Asymptotic Coupling Theory</i>
SEM	<i>Spectral Element Method</i>

Introduction

Notre connaissance de l'intérieur de la Terre est limitée par le fait que nous ne pouvons accéder qu'à ses couches les plus superficielles. La profondeur la plus importante jamais atteinte par un forage est de 12,3 km (profondeur atteinte par le forage SG3 à Kola en Russie). Les fosses océaniques les plus profondes atteignent des profondeurs maximales de 11 km (fosse des Mariannes dans l'océan Pacifique). Le rayon de la Terre étant de 6 371 km, il est évident qu'on ne peut accéder directement à l'intérieur de la Terre pour l'étudier. Il est donc nécessaire de recourir à des méthodes indirectes.

Pour étudier les propriétés sismiques de la Terre, les sismologues utilisent les ondes sismiques émises lors des tremblements de Terre, qui échantillonnent les différentes couches composant la Terre avant d'être enregistrées à sa surface. Les ondes de volume, de surface ainsi que les modes propres fournissent de nombreuses observations exploitables. En effet, le nombre de séismes de magnitude ≥ 4 ayant lieu chaque année est estimé à $\sim 15\,000$ (valeur proposée par l'USGS - *United States Geological Survey*). Ces séismes sont enregistrés par plusieurs milliers de stations sismiques, dont les données sont en libre accès. L'étude des données sismiques issues de ces nombreux enregistrements éclaire la structure et la composition de la Terre. Un aperçu de cette structure nous est offert par le modèle préliminaire de la Terre (*Preliminary Reference Earth Model* - PREM) construit par Dziewonski & Anderson (1981). Ce modèle radial, souvent utilisé comme modèle de référence, contient les vitesses des ondes de cisaillement S et de compression P (respectivement V_S et V_P), la densité (ρ) et l'atténuation (représentée par q) en fonction de la profondeur (figure 1).

Les variations des propriétés sismiques indiquent une structure en couches concentriques. La couche située à la surface de la Terre est la croûte solide, dont l'épaisseur moyenne est de 6 km sous les océans et de 40 km sous les continents, et dont l'épaisseur maximale est de ~ 90 km sous l'Himalaya. La croûte repose sur le manteau solide, qui s'étend jusqu'à $\sim 2\,891$ km de profondeur à son interface avec le noyau. Dans le manteau, les vitesses des ondes S et P augmentent

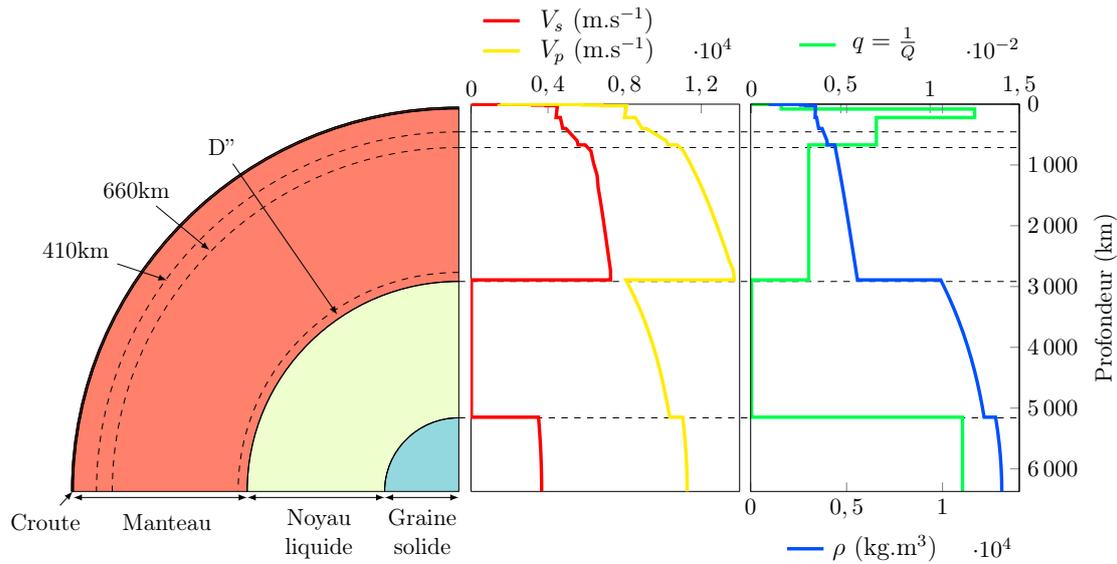


FIGURE 1 – Modèle de Terre préliminaire PREM (*preliminary reference Earth model* de Dziewonski et al. (1981) contenant les vitesses V_S et V_P des ondes S et P respectivement, ainsi que la densité ρ et l'atténuation q . La limite entre la croûte et le manteau est située à 24,4 km de profondeur, celle entre le manteau et le noyau (CMB - *core-mantle boundary*) est à 2891 km de profondeur et celle entre le noyau et la graine (ICB - *inner-core boundary*) à 5149,5 km.

progressivement avec la profondeur (figure 1) à cause de l'augmentation de la pression. Dans le noyau liquide, les ondes P ralentissent fortement. Les ondes S ne peuvent se propager dans les liquides et sont arrêtées à l'interface noyau-manteau. Puis, dans la graine solide, cristallisée à partir du noyau liquide, la vitesse des ondes P augmente, et des ondes S peuvent se former à partir des ondes P qui ont traversé le noyau liquide.

À partir des modèles sismiques, on obtient des informations précises sur la nature des différentes couches. Par exemple, en combinant les données sismiques et gravitationnelles, on détermine le profil de densité. Et en étudiant expérimentalement les propriétés élastiques des minéraux en fonction de la pression et de la température, on peut émettre des hypothèses sur la nature chimique et cristallographique des constituants de la Terre (Price, 2007). On peut ainsi déduire que le manteau terrestre est constitué principalement de silicates de magnésium et de fer, dont les changements de phases sont associés aux augmentations abruptes de la vitesse sismique à ~ 410 km et ~ 660 km de profondeur, qui délimitent la couche appelée *zone de transition* (Birch, 1952). Le noyau liquide et la graine solide sont quant à eux composés de fer et de quelques pour cent de nickel et d'éléments plus légers.

Les méthodes d'inversion des données sismologiques permettent d'accéder à la structure 3D du manteau terrestre, principalement en terme de vitesse sismique et d'atténuation. À l'instar des modèles 1D, ces modèles 3D permettent d'obtenir des informations sur la structure latérale de vitesse et d'atténuation, ainsi que sur la densité, la température, la composition chimique et la structure cristallographique des constituants de la Terre.

Ces 30 dernières années, trois types d'améliorations ont fait avancer l'imagerie sismique. Le

développement des réseaux de stations sismiques a augmenté la qualité des bases de données ainsi que leur nombre, à la fois à l'échelle globale et régionale. Les progrès théoriques permettent de mieux décrire la propagation des ondes sismiques dans des milieux 3D. Et finalement, les ordinateurs, de plus en plus performants, traitent d'énormes quantités de données tout en employant des théories plus sophistiquées.

Au laboratoire de géologie de Lyon, ces avancées technologiques ont permis, dans le cadre du projet SEISGLOB, la construction d'une large base de données de sismogrammes d'ondes de surface, qui sont traités par la méthode d'inversion de forme d'onde développée par Debayle & Ricard (2012). Cette base de données a permis la création de modèles 3D robustes des vitesses des ondes S du manteau supérieur et a donné des résultats préliminaires prometteurs en ce qui concerne la modélisation de l'atténuation. Cette dernière reste de nos jours moins développée que la modélisation de la vitesse sismique. En effet, il existe de nombreux modèles 3D des vitesses sismiques bien contraints (voir 1.3.1), alors que l'on dispose de moins d'exemples de modèles d'atténuation sismique, qui sont aussi moins robustes.

L'objectif de cette thèse est d'utiliser la base de données de Debayle & Ricard (2012) afin de construire un modèle d'atténuation 3D du manteau terrestre. Nous commençons par présenter les généralités sur les données sismiques, sur les modèles tomographiques et sur le cadre théorique de la tomographie des ondes de surface dans le chapitre 1. Puis nous définissons l'atténuation dans le chapitre 2, ainsi que les différents mécanismes qui l'influencent et qu'il nous faut ensuite prendre en compte.

La construction de notre modèle d'atténuation est partagée en trois étapes d'inversion distinctes, présentées sur la figure 2. La première étape consiste à extraire de chaque sismogramme les modèles de vitesse et d'atténuation représentant la structure moyenne de la Terre le long du trajet séisme-station, en utilisant la méthode automatique de modélisation de forme d'ondes de Debayle & Ricard (2012) présentée dans le chapitre 3. L'information extraite se présente sous la forme de modèles radiaux de la vitesse et de l'atténuation des ondes S, ainsi que de courbes de dispersion et d'atténuation des ondes de Rayleigh.

La seconde étape est la régionalisation des courbes d'atténuation. Elle consiste à utiliser les valeurs de l'atténuation des ondes de Rayleigh des trajets pour chaque mode et chaque période comme données d'une inversion des variations latérales de l'atténuation. On obtient alors à chaque mode et chaque période une carte des variations latérales de l'atténuation des ondes de Rayleigh. Afin de mener à bien la régionalisation, une étape préalable de traitement des données est nécessaire, afin de sélectionner soigneusement les données d'atténuation et de prendre en compte les mécanismes d'atténuation présentés au chapitre 2. Le traitement des données et la régionalisation sont présentés aux chapitres 4 et 5.

La dernière étape est l'inversion en profondeur en chaque point de la Terre des modèles d'atténuation. Il en résulte un modèle 3D d'atténuation des ondes S dans le manteau supérieur. La construction de ce modèle et son interprétation sont discutées dans le chapitre 6.

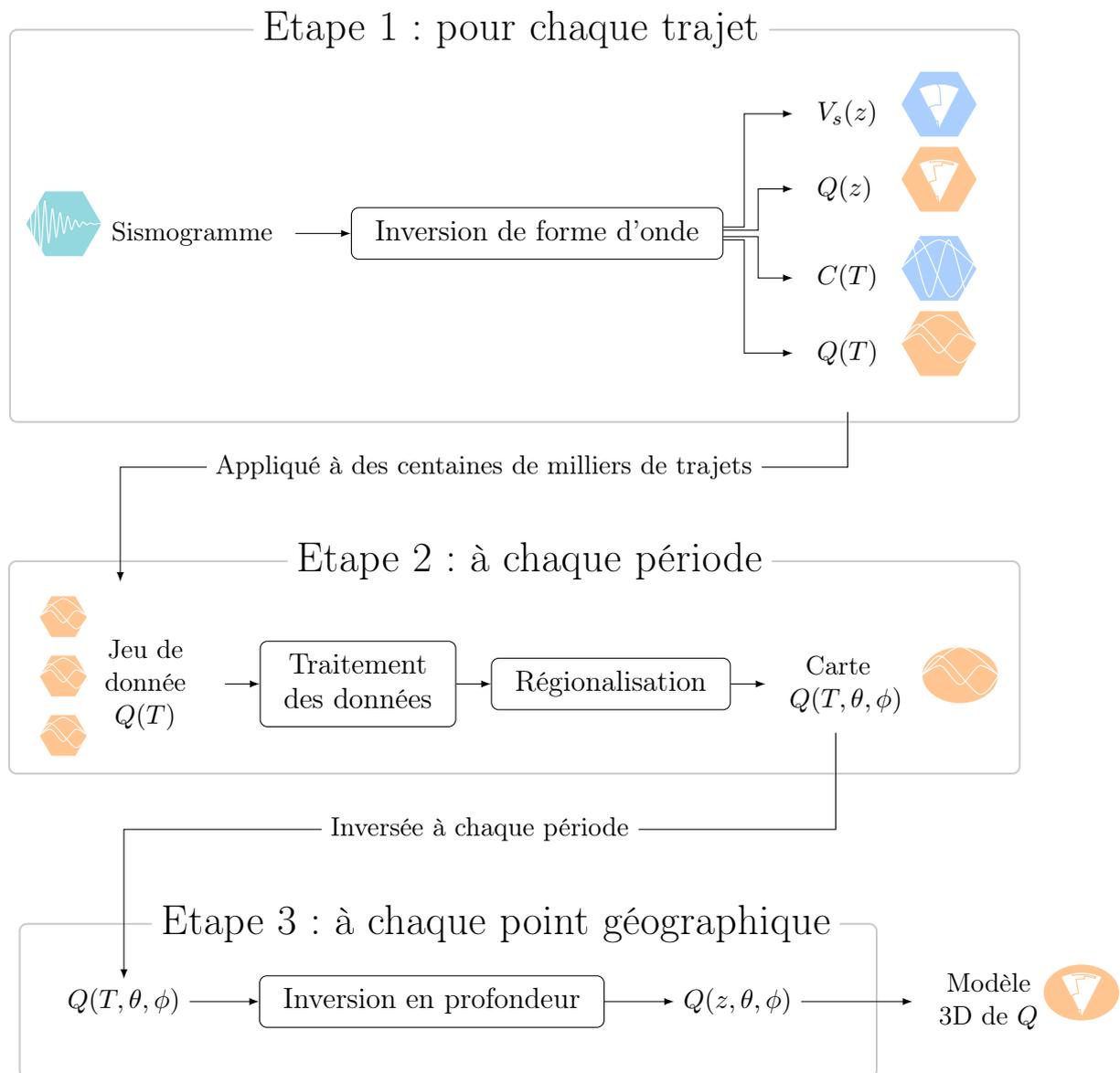


FIGURE 2 – Etapes nécessaires à la construction du modèle 3D d'atténuation sismique.

Chapitre

1

Généralités sur les données, les modèles et la théorie

Dans ce chapitre introductif, nous présentons les différentes étapes permettant de construire un modèle de Terre à partir des données sismiques. Nous présentons dans la section 1.1 les données sismiques, en insistant sur les ondes de surface que nous allons utiliser, ainsi que les différentes méthodes d'analyse des données. Nous faisons un résumé des cadres théoriques qui ont été utilisés afin d'obtenir des modèles sismiques dans la section 1.2. Puis nous présentons dans la section 1.3 l'état actuel des connaissances en tomographie sismique.

1.1 Données sismiques

La première étape de toute étude tomographique consiste à extraire une information interprétable des sismogrammes, souvent à partir d'une petite partie d'un enregistrement sismique. On pourra ainsi extraire des informations sur les ondes de volume, les ondes de surface, les modes propres de la Terre ou le bruit sismique. Les ondes de volume peuvent être des ondes P ou des ondes S (figure 1.1). Les ondes P (de compression) sont polarisées selon la direction de propagation de l'onde, et les ondes S (de cisaillement) dans le plan normal à la propagation de l'onde, dont les composantes verticale et horizontale sont respectivement appelées SV et SH. Lorsque les ondes de volume interfèrent de manière constructive à la surface de la Terre, elles donnent naissance aux ondes de surface. Les modes propres correspondent à des ondes stationnaires à très grandes période (54 minutes pour le mode le plus grave). Ils engendrent des déplacements qui ont les mêmes caractéristiques que les ondes de surface, les ondes de Love étant associées aux modes toroïdaux et les ondes de Rayleigh aux modes sphéroïdaux. La base de données que

nous utilisons dans ce projet a été construite à partir des ondes de surface.

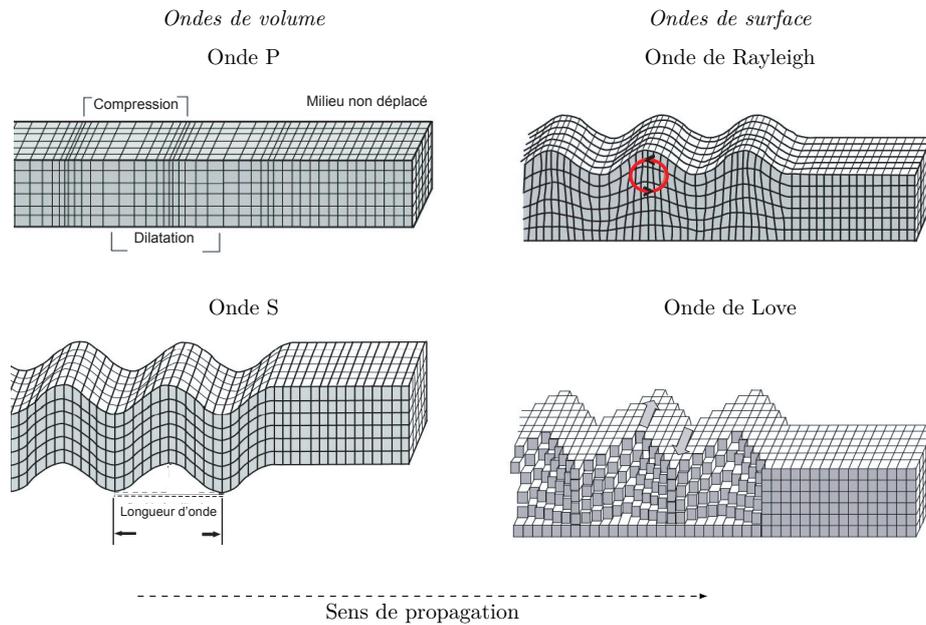


FIGURE 1.1 – Perturbations engendrées par les ondes de volume (P et S) et les ondes de surface (Love et Rayleigh).

1.1.1 Ondes de surface

Les ondes de surface sont des ondes progressives horizontalement et stationnaires verticalement, se propageant à la surface de la Terre. La figure 1.1 représente les perturbations engendrées par les deux types d'ondes de surface :

- Les ondes de Rayleigh résultent d'interférences constructives d'ondes P et SV. Elles présentent un mouvement elliptique rétrograde dont les composantes verticale et longitudinale sont déphasées de $\pi/2$.
- Les ondes de Love sont des ondes de cisaillement, visibles sur la composante transversale, et sont le résultat d'interférences constructives d'ondes SH.

Différentes propriétés sismiques peuvent être exploitées dans le cadre de la tomographie. Dans le cas des ondes de surface, on s'intéresse généralement au temps de trajet, qui permet de déduire la vitesse des ondes, et à l'amplitude, qui donne l'atténuation le long du trajet. Les ondes de surface sont dispersives, c'est-à-dire que leurs propriétés sismiques (vitesse et atténuation) dépendent de la période T . Leur déplacement vertical peut être décomposé en un mode fondamental et plusieurs harmoniques.

Le déplacement dû à une onde de Rayleigh dans un demi-espace est, à l'instant t , à la distance x de la source et à une profondeur z (dirigée vers le bas) :

$$\mathbf{u}(t, x, z) = \mathbf{D}(z)A(x) e^{i(\omega t - kx)} \quad (1.1)$$

où k est le nombre d'onde, ω est la pulsation, $A(x)$ correspond à l'amplitude de l'onde à la surface à la distance x , et $\mathbf{D}(z)$ est la fonction déplacement de l'onde, stationnaire en profondeur. Pour chaque mode et chaque période, on obtient la fonction déplacement $\mathbf{D}(z)$ en prenant en compte les conditions aux limites. Le mode de l'onde correspond alors au nombre de fois que la fonction déplacement $\mathbf{D}(z)$ change de signe.

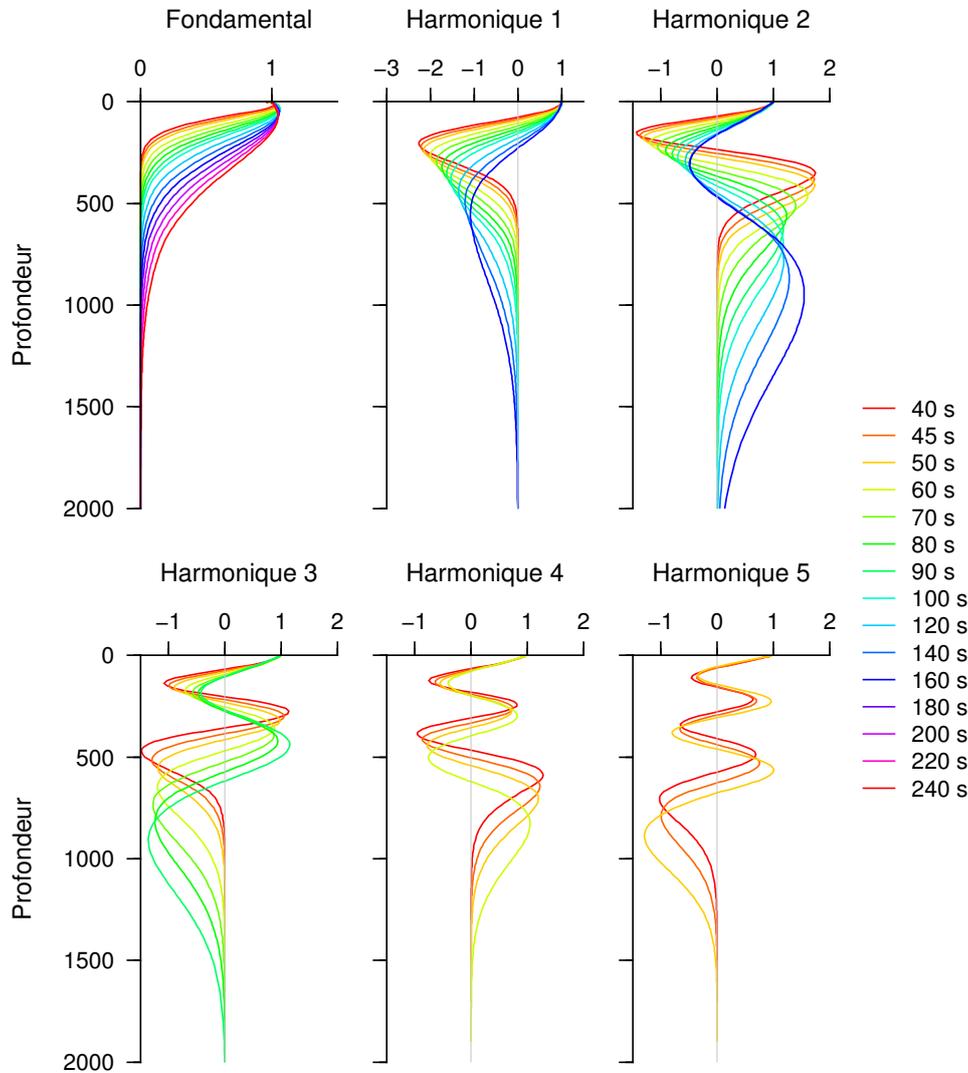


FIGURE 1.2 – Déplacements verticaux des ondes de Rayleigh pour le mode fondamental et les cinq premiers harmoniques calculés en utilisant la méthode de Takeuchi & Saito (1972) dans le modèle PREM (Dziewonski et al., 1981). Les valeurs sont normées afin que que la variation en surface soit égale à 1.

La figure 1.2 présente la composante verticale de la fonction déplacement $\mathbf{D}(z)$ calculée dans un modèle radial de Terre en utilisant la méthode de Takeuchi & Saito (1972), pour le mode fondamental et les cinq premiers harmoniques. Il s'agit donc des déplacements verticaux engendrés par le passage des ondes de Rayleigh. Ces déplacements sont concentrés près de la surface de la Terre, et atteignent des profondeurs différentes selon le mode et la période. Pour un mode fixé, la profondeur de pénétration augmente avec la période. De plus, les modes

harmoniques pénètrent plus profondément dans le manteau que le mode fondamental.

Vitesse et atténuation sont les propriétés sismiques que les sismologues cherchent à modéliser. Pour un mode fixé, la vitesse de l'onde se mesure par la vitesse de phase ou par la vitesse de groupe. La vitesse correspondant à une période donnée est la vitesse de phase C , tandis que la vitesse de groupe $U = \partial\omega/\partial k$ correspond à la vitesse de propagation d'un paquet d'énergie sur une plage de périodes autour de la pulsation centrale ω . L'atténuation du milieu, quant à elle, est généralement exprimée par le facteur de qualité Q , qui est inversement proportionnel à l'atténuation du milieu, ou par son inverse $q = \frac{1}{Q}$. Le chapitre 2 est consacré à l'atténuation sismique, ainsi qu'à ses propriétés et aux différents mécanismes d'atténuation.

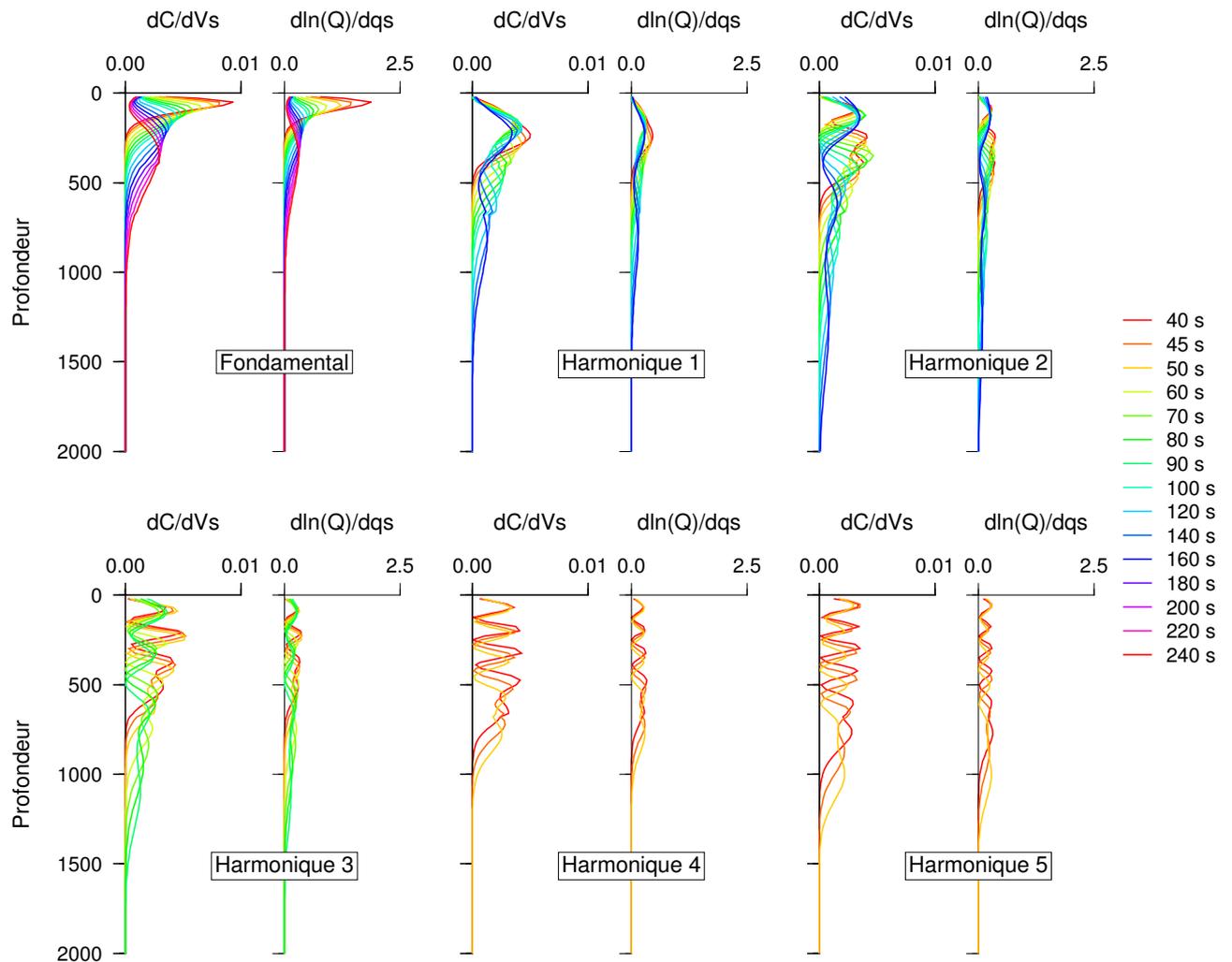


FIGURE 1.3 – Dérivées partielles reliant la vitesse de phase à la perturbation en V_S (dC/dV_S) et le logarithme de l'atténuation de la phase au logarithme de l'atténuation Q_S ($d \ln Q/dQ_S^{-1}$) des ondes de Rayleigh pour le mode fondamental et les cinq premiers harmoniques calculés en utilisant la méthode de Takeuchi & Saito (1972) dans le modèle PREM (Dziewonski et al., 1981).

Les dérivées partielles reliant les propriétés des ondes de Rayleigh (vitesse C et facteur de qualité Q) aux propriétés des ondes S (vitesse V_S et facteur de qualité Q_S) et P (V_P et Q_P) à chaque profondeur sont appelées noyaux de sensibilité. Par le biais des noyaux de sensibilité, on

peut obtenir les propriétés sismiques de la Terre à une profondeur donnée. Sur la figure 1.3 sont présentés les noyaux de sensibilité de la vitesse et de l'atténuation des ondes de Rayleigh. La sensibilité en profondeur d'une onde de Rayleigh est liée à la profondeur de pénétration de ses déplacements verticaux. La profondeur de sensibilité augmente donc avec la période. Le mode fondamental offre un bon échantillonnage de la Terre jusqu'à ~ 400 km de profondeur. Les modes harmoniques apportent une information complémentaire en étant sensibles jusqu'à $\sim 1\,200$ km de profondeur, et échantillonnent la zone de transition située entre 400 km et 600 km de profondeur. Les ondes de surface sont donc sensibles à la croûte terrestre, au manteau supérieur et au sommet du manteau inférieur.

Cet échantillonnage du manteau supérieur par les ondes de surface offre un avantage majeur sur les ondes de volume. En effet, la densité des trajets dépend de la disposition inégale des sources, concentrées le long des limites de plaques, et des stations, situées pour la plupart sur les continents (voir la figure 1.4). Cette disposition induit des lacunes dans la couverture spatiale des ondes de volume, particulièrement dans le manteau supérieur en domaine océanique. En effet, dans les régions où il y a peu de séismes et de stations sismiques, le manteau supérieur ne peut pas être échantillonné par des ondes de volumes télé-sismiques dont l'incidence est quasi-verticale sous les séismes et les stations. Les ondes de surface permettent alors d'échantillonner des zones du manteau qui ne sont pas traversées par les ondes de volume, comme les océans où peu de stations sont disponibles.

Cependant, la tomographie du manteau à partir des ondes de surface nécessite de travailler avec des ondes de longues périodes (généralement de 40 à 250 s). On peut ainsi cartographier les hétérogénéités de grande échelle, mais on ne peut pas accéder aux variations rapides des propriétés sismiques ou localiser les interfaces comme on peut le faire avec des ondes de volume.

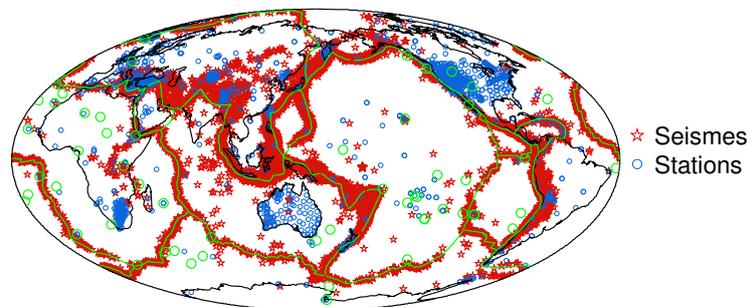


FIGURE 1.4 – Localisation des 20 068 séismes et des 1 478 stations dont est issue la base de données de Debayle & Ricard (2012). Les points chauds, d'après Müller et al. (1993), sont indiqué par les cercles verts. Les contours de plaque sont en vert.

1.1.2 Analyse des données

L'analyse des ondes de surface se concentre principalement sur le mode fondamental et les quelques premiers harmoniques à longue période (> 20 s). Il existe plusieurs méthodes permettant d'extraire les vitesses de phases, les vitesses de groupe et l'atténuation des sismogrammes.

La vitesse de groupe du mode fondamental peut être déterminée grâce à des méthodes

d'analyse en temps-fréquence. Cara (1973) et Dziewonski et al. (1969) ont développé la méthode du filtrage multiple qui permet d'extraire la vitesse de groupe du mode fondamental d'une onde de surface. Cette méthode consiste à représenter l'énergie du signal en fonction de la fréquence et de la vitesse de groupe en appliquant un filtre gaussien au sismogramme centré autour de chaque fréquence. Le maximum d'énergie indique le temps d'arrivée du groupe à cette fréquence. La largeur de la gaussienne détermine alors la précision de la vitesse de groupe. Le défaut de cette méthode est que les harmoniques ne peuvent en général pas être distingués sur le diagramme d'énergie, car leurs vitesses de groupe sont proches et se superposent les unes aux autres.

La phase change très rapidement avec la fréquence, et le fait qu'elle ne soit connue que modulo 2π rend sa mesure directe quasi-impossible. Pour mesurer la vitesse de phase, on calcule la transformée de Fourier du signal enregistré, qui permet ensuite de remonter à la vitesse de phase, en connaissant la phase à la source et l'effet des instruments de mesure. Cette méthode nécessite donc une bonne connaissance de la source sismique, et de disposer de sismogrammes contenant un seul mode dans la gamme de fréquences où l'on fait les mesures.

Les techniques de mesure des vitesses de phase ou de groupe présentées ci-dessus ont un inconvénient majeur : elles ne permettent pas d'extraire l'information contenue dans les modes harmoniques. En effet, si le mode fondamental est séparé des harmoniques dans le domaine temporel, les harmoniques interfèrent considérablement les uns avec les autres et dans la plupart des cas ne peuvent pas être isolés. Ce défaut a pour effet de limiter fortement la résolution entre 400 et 1000 km de profondeur.

A partir de la méthode du filtrage multiple, Nolet (1975), Nolet & Panza (1976) et Cara (1976, 1978) ont développé des méthodes d'analyse en nombre d'onde. Ils utilisent des réseaux d'une dizaine de stations alignées avec la source du séisme considéré, de manière à avoir un azimuth constant pour chaque station. Une fois les sismogrammes corrigés de l'effet de la source et des instruments de mesure, on soustrait le temps d'arrivée et le déphasage dû au trajet épicerentre station en faisant une hypothèse sur la vitesse de groupe et la vitesse de phase. En sommant ensuite les signaux restant, et si les hypothèses sur les vitesses sont vérifiées, on peut alors isoler les maximums d'énergie correspondant aux différents modes présents dans le signal analysé. Cette méthode a ensuite été améliorée par Okal & Jo (1987) et Mitchel (1980) afin d'utiliser des groupes contenant des stations plus éloignées les unes des autres. Elle est cependant limitée par les contraintes liées à la géométrie des stations.

C'est la nécessité de séparer les harmoniques qui a été le moteur du développement des méthodes de modélisation de forme d'ondes.

1.1.3 Modélisation de la forme des ondes

La modélisation de forme d'ondes consiste à rechercher le modèle de Terre théorique qui permet d'approcher le sismogramme observé par un sismogramme synthétique. De cette manière, on prend en compte toutes les interférences entre les modes présents dans le sismogramme observé. Le modèle de Terre qui en résulte est alors représentatif de la structure entre l'épicentre et la station. Cette méthode a d'abord été introduite par Woodhouse & Dziewonski (1984), qui

ont ajusté les formes d'ondes de sismogrammes observés dans le domaine temporel. Ils ont ainsi obtenu la vitesse de phase moyenne le long du trajet séisme-station du mode fondamental et des harmoniques à des périodes supérieures à 135 s. L'inversion des modèles de vitesse de phase afin d'obtenir la structure du manteau supérieur est alors directe. A partir des données issues d'environ 2000 sismogrammes, ils ont pu construire le premier modèle tomographique d'ondes S dans le manteau supérieur.

Le principal problème de la modélisation de forme d'ondes est la forte non-linéarité de la relation qui existe entre un sismogramme et les paramètres sismiques qui décrivent le modèle de Terre. Or les méthodes classiques moindre-carrées nécessitent que les lois reliant données et paramètres soient faiblement non-linéaires. Nolet et al. (1986) et Nolet (1990) ont utilisé un processus itératif non-linéaire afin d'ajuster la forme d'ondes complète dans le domaine temporel.

Les harmoniques sont difficiles à isoler les uns des autres dans le domaine temporel, pour cette raison certaines études ont privilégié le passage dans le domaine fréquentiel. Lerner-Lam & Jordan (1983) et Gee & Jordan (1992) ont déterminé la structure moyenne le long de trajets source-station en calculant des inter-corrélogrammes réels (entre le sismogramme observé et un sismogramme synthétique mono-mode) et des inter-corrélogrammes synthétiques (entre un sismogramme synthétique complet et un sismogramme synthétique mono-mode). La différence entre inter-corrélogrammes réels et synthétiques est ensuite inversée. Ils ont alors obtenu des modèles 1D de la structure traversée, mode par mode, pour la vitesse et l'amplitude des ondes. Une approche similaire a ensuite été développée et automatisée par van Heijst & Woodhouse (1997a).

Cara & Lévêque (1987) et Lévêque et al. (1991) ont amélioré la méthode de Lerner-Lam & Jordan (1983) en inversant l'enveloppe et la phase des inter-corrélogrammes filtrés grâce à des observables secondaires. Ces observables secondaires sont construites à partir des inter-corrélogrammes synthétiques et réels, mais sont choisies de façon à être liées aussi linéairement que possible aux paramètres qui décrivent le modèle. Cara & Lévêque (1987) inversent pour la vitesse des ondes S, et introduisent des paramètres additionnels (atténuation et moment sismique). La méthode de modélisation de forme d'ondes qui a permis de créer la base de données que nous utilisons dans cette thèse est issue de la méthode de Cara & Lévêque (1987) qui a été améliorée et automatisée par Debayle (1999) et Debayle & Ricard (2012). Elle sera développée dans le chapitre 3.

On peut aussi citer l'étude de Stutzmann & Montagner (1993), qui utilise plusieurs sources à différentes profondeurs localisées dans la même zone, afin d'extraire la vitesse de phase des modes harmoniques. Mais la nécessité d'obtenir plusieurs sources différentes localisées au même endroit réduit grandement le nombre de trajets disponibles, et réduit la résolution latérale des cartes de vitesse. Cette approche a toutefois été améliorée et automatisée par Beucler et al. (2003).

Les méthodes décrites ci-dessus permettent d'obtenir, pour chaque sismogramme correspondant à un trajet source-station, des courbes de la dispersion du mode fondamental et des premiers harmoniques des ondes de surface à chaque période. L'approche de Cara & Lévêque (1987) et de van Heijst & Woodhouse (1997b) permet en plus d'extraire l'atténuation de chaque mode

en fonction de la période. Les courbes de dispersion et d'atténuation obtenues représentent la moyenne le long du trajet, dont la sensibilité en profondeur à une période T est donnée par les noyaux de sensibilité. Les mesures obtenues pour un très grand nombre de trajets peuvent alors être utilisées, à chaque période, comme données dans une inversion tomographique. On construit alors des cartes de vitesse de phase ou d'atténuation représentant les variations latérales des propriétés sismiques considérées.

1.2 Théorie des rais et zone de sensibilité

Pour inverser les données que l'on a extraites des sismogrammes, il est nécessaire de faire un certain nombre d'approximations théoriques. Les données sismiques extraites d'un sismogramme sont sensibles aux propriétés de la zone échantillonnée par l'onde. Cette zone peut être considérée de plusieurs manières selon le cadre théorique choisi.

La théorie la plus simple et la plus utilisée est la *théorie des rais*. Elle a été utilisée dans les premières études tomographiques (Woodhouse & Dziewonski, 1984), et est encore utilisée dans les études récentes (Ritsema et al., 2011). Dans le cadre de cette théorie, on considère que l'onde sismique est sensible à un rai sismique entre la source et la station, à l'instar d'un rai lumineux. Le principe de Fermat indique que les rais lumineux se propagent d'un point à l'autre en suivant des trajectoires telles que la durée de parcours soit un extremum local. Ce trajet correspond alors au trajet de l'énergie ayant une fréquence infinie. Dans le cas d'une onde de surface, on considère dans une première approximation que le rai sismique suit le grand-cercle (figure 1.5). Cette approximation est appelée GCRA (de l'anglais *Great Circle Ray Approximation*). En réalité, le trajet réel s'écarte de façon plus ou moins importante du grand-cercle à cause des variations des propriétés sismiques le long du trajet du rai, comme on le verra dans la section 2.2.2.

On peut alors considérer que la propriété sismique mesurée entre la source et la station est la moyenne de la structure sismique le long du trajet. Par exemple, dans le cas de la vitesse de phase on a pour un trajet i à une période donnée T et pour un mode fixé :

$$C_i^{-1}(T) = \frac{1}{\Delta_i} \int_i C^{-1}(T, s) ds \quad (1.2)$$

où Δ_i est la distance épiscopentrale angulaire du trajet i , et s est l'abscisse curviligne le long du trajet i . Dans le cas de l'atténuation on a :

$$Q_i^{-1}(T) = \frac{1}{\Delta_i} \int_i Q^{-1}(T, s) ds \quad (1.3)$$

Cette approximation du trajet moyen est appelée PAVA (de l'anglais *Path Average Approximation*) dans le cas des ondes de surface. Elle n'est valable que si la longueur d'onde des hétérogénéités est large comparée à celle des ondes (c'est-à-dire que le modèle est lisse), et si les hétérogénéités sont de faible amplitude (les variations pouvant aller jusqu'à 10% ; Snieder, 1988).

Il existe des théories plus sophistiquées permettant de mieux rendre compte du trajet de

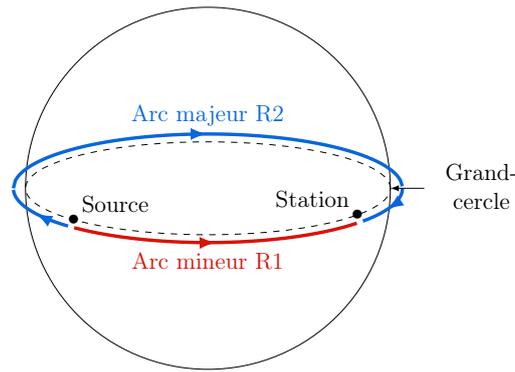


FIGURE 1.5 – Trajets théoriques suivis par une onde de Rayleigh entre le séisme et la station. Les rais de longueur inférieure et supérieure à 180 degrés sont respectivement l’arc mineur (R1) et l’arc majeur (R2). Le nombre d’orbites augmente de 2 chaque fois que l’onde fait un tour complet de la Terre (R3 puis R5 etc. pour l’arc mineur, R4 puis R6 etc. pour l’arc majeur).

l’onde dans la Terre.

Dans le cas des ondes de surface, on peut utiliser l’*approximation de Born*, qui permet de prendre en compte la diffusion au premier ordre. On définit à chaque période une zone de sensibilité latérale en 2D, il s’agit de la zone de Fresnel qui a la forme d’une ellipse ayant pour foyer la source et la station.

Pour traiter les ondes de volume, il est possible de représenter plus finement la sensibilité le long du trajet en prenant en compte le couplage des modes. En pondérant la contribution de la zone traversée par une onde de volume selon la profondeur, on définit des noyaux de sensibilité 2D décrivant la sensibilité de l’onde dans le plan vertical (Li & Tanimoto, 1993; Li & Romanowicz, 1995). Cette théorie, parfois nommée NACT (de l’anglais *Non-linear Asymptotic Coupling Theory*) (Li & Romanowicz, 1995), permet d’améliorer la résolution des ondes de volume dans le manteau inférieur. Dahlen et al. (2000) ont introduit des noyaux de sensibilité 3D à fréquence finie permettant de mieux décrire la sensibilité de l’onde de volume autour du rai infinitésimal. Cette théorie, aussi appelée théorie à *fréquence finie*, prend en compte une zone plus large autour du rai (Montelli, 2004; Zaroli et al., 2010).

La méthode des éléments spectraux (ou SEM pour l’anglais *Spectral Element Method*) permet quant à elle de modéliser le champ sismique global (Tromp et al., 2005; Fichtner et al., 2009, 2010). Elle consiste à résoudre l’équation de l’onde sur une grille d’éléments prenant en compte les principales discontinuités du modèle, mais nécessite une importante puissance de calcul.

On obtient numériquement des sismogrammes synthétiques *exacts* dans le sens où ils prennent en compte tous les effets de diffusion générés par le modèle 3D dans lequel ils ont été calculés. On peut ensuite les inverser avec la méthode de l’adjoint qui permet de calculer des noyaux de sensibilité 3D reliant sismogrammes et modèle élastique (Tarantola, 1984; Talagrand & Courtier, 1987). Ces techniques sont les plus prometteuses à l’heure actuelle, cependant elles nécessitent plusieurs itérations, chaque itération étant extrêmement coûteuse en temps de calcul. Pour cette raison, elles ont principalement été appliquées à l’échelle régionale (Fichtner et al., 2009, 2010; Bozdağ et al., 2011), et il n’existe pour l’instant qu’un seul modèle global (Bozdağ et al., 2016).

Une approche intermédiaire a récemment été développée par French et al. (2013); French & Romanowicz (2015). Elle consiste à calculer des sismogrammes 3D avec une approche basée sur les éléments spectraux puis à inverser avec des noyaux 2D du type NACT (Li & Romanowicz, 1995). Cette approche nouvelle a permis de suggérer l'existence de panaches mantelliques sous un certain nombre de points chauds (French & Romanowicz, 2015).

1.3 Modèles sismiques globaux

La construction d'un modèle des propriétés sismiques de la Terre implique de se placer dans une des théories présentée dans la section 1.2 et de réaliser une ou plusieurs inversions. Dans cette section, nous allons présenter des modèles de vitesse et d'atténuation sismiques, ainsi que les principales découvertes qui leur sont associées. Le dernier paragraphe résume l'apport des modèles d'atténuation en complément des modèles de vitesse.

1.3.1 Modèles de vitesse

Woodhouse & Dziewonski (1984) et Dziewonski (1984) ont été les premiers à présenter des modèles de vitesse globaux du manteau. Depuis ces premiers modèles, de nombreuses améliorations (comme la prise en compte de l'anisotropie ou de l'anélasticité, l'augmentation du nombre de sismogrammes disponibles ainsi que leur qualité) ont permis d'améliorer la qualité des modèles de vitesse globaux publiés.

Ces dernières décennies, d'importants progrès ont été réalisés dans la modélisation de la vitesse des ondes S (Ritsema et al., 2011; Lekić & Romanowicz, 2011; Debayle & Ricard, 2012; Schaeffer & Lebedev, 2013; Chang et al., 2015; Debayle et al., 2016). A présent, les modèles de vitesse s'accordent jusqu'aux longueurs d'ondes horizontales inférieures à 1000 km (Meschede & Romanowicz, 2015; Debayle et al., 2016) dans les premiers ~ 250 – 300 km du manteau. La figure 1.6 présente quatre modèles de vitesse des ondes S construits à partir d'ondes de surface. On y voit des hétérogénéités de vitesse lentes associées aux océans et aux rides océaniques et des hétérogénéités de vitesse rapides associées aux régions continentales. Les rides océaniques présentent de fortes anomalies de vitesse lentes, et la vitesse sismique dans les océans augmente avec l'âge de la croûte océanique. Lorsque la profondeur augmente, les amplitudes des hétérogénéités de vitesse diminuent rapidement, les rides océaniques sont de moins en moins visibles. Après 300 km de profondeur, on trouve des vitesses rapides sous la périphérie de l'océan Pacifique, associées aux plaques subductantes qui s'enfoncent dans le manteau. Les modèles d'ondes de volume ont montré que certaines plaques stagnaient autour de la limite des 600 km de profondeurs, alors que d'autres plongeaient plus profondément dans le manteau (van der Hilst et al., 1997).

La Terre a d'abord été considérée comme isotrope, même s'il est admis dès les années 60 que certaines parties de la Terre sont anisotropes (Backus, 1962). Grâce aux progrès théoriques et instrumentaux, la plupart des modèles récents prennent en compte l'anisotropie. L'anisotropie radiale du manteau peut être représentée par le paramètre $\xi = V_{SH}^2/V_{SV}^2$. Elle est souvent interprétée comme le résultat de l'orientation préférentielle des cristaux anisotropes (LPO pour

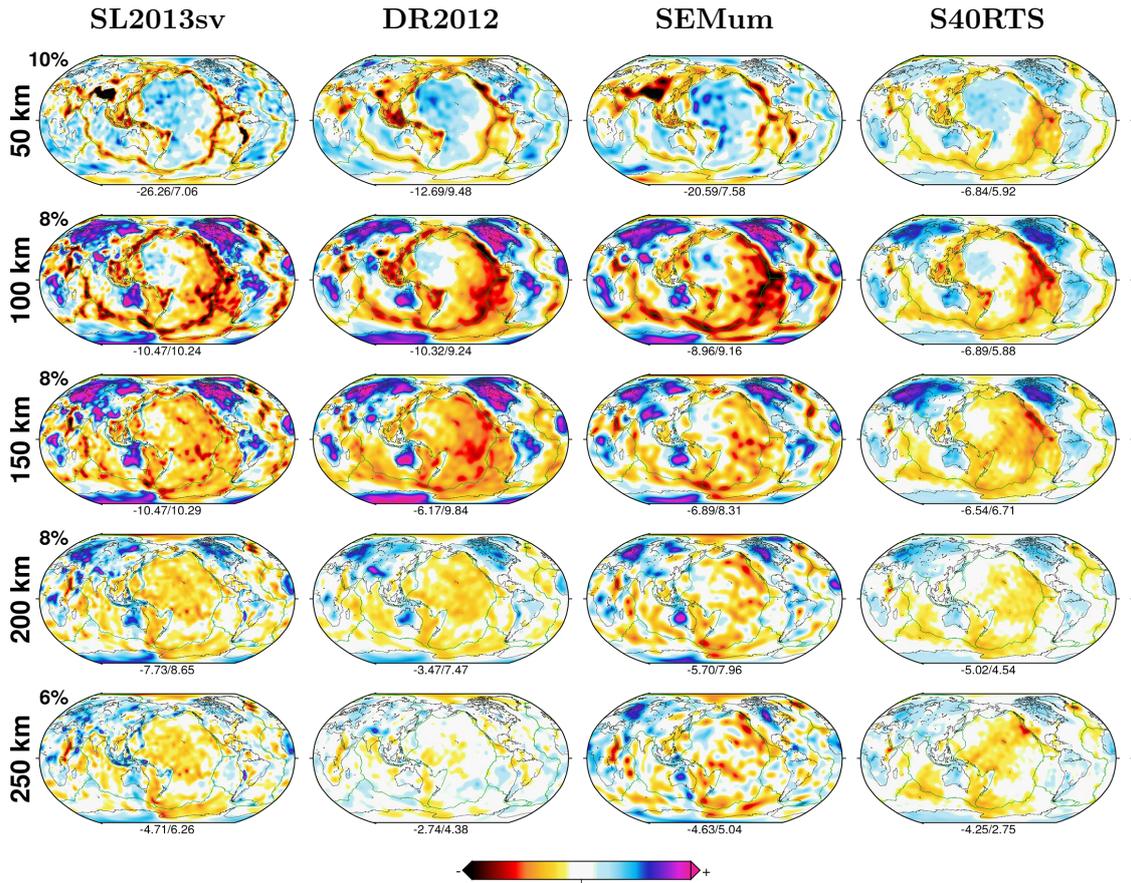


FIGURE 1.6 – Modèles de vitesse des ondes S représentant les perturbations de la vitesse (en %) par rapport à la valeur moyenne du modèle à chaque profondeur. Les modèles sont SL2013sv de Schaeffer & Lebedev (2013), DR2012 de Debayle & Ricard (2012), SEMum de Lekić & Romanowicz (2011) et S40RTS de Ritsema et al. (2011). Figure adaptée de Schaeffer & Lebedev (2013).

Lattice-Preferred Orientation en anglais) comme l'olivine, le principal minéral constituant le manteau supérieur. Les régions où $\xi > 1$ sont en général interprétées comme associées à des flux de matière horizontaux et les régions où $\xi < 1$ à des flux de matière verticaux (Montagner, 1994). L'anisotropie azimutale est quant à elle liée à la direction horizontale du flux. Elle est notamment alignée avec le mouvement des plaques sous les océans (Debayle & Ricard, 2013). Anisotropies radiale et azimutale peuvent alors être interprétées conjointement avec les structures en vitesse et en atténuation (Montagner, 2002).

1.3.2 Modèles d'atténuation

Lorsqu'une onde se propage dans la Terre, les roches qui la constituent se déforment. Cette déformation est en partie élastique, instantanée et réversible, et en partie irréversible, induisant une perte de l'énergie transportée par l'onde sismique. Cette perte d'énergie correspond à une atténuation dite intrinsèque (ou anélastique), qui dépend du milieu traversé. C'est cette atténuation intrinsèque que l'on cherche à modéliser, car c'est elle qui nous renseigne sur les propriétés

physiques de l'intérieur de la Terre.

Cependant, l'amplitude de l'onde est aussi influencée par des mécanismes dit extrinsèques, dus à la partie élastique de la déformation. Dans ce cas, le milieu n'absorbe pas l'énergie mais la disperse. Ces mécanismes, décrit dans le chapitre 2, comprennent l'atténuation géométrique, les effets de focalisation et de défocalisation des rais (Lay & Kanamori, 1985; Woodhouse & Wong, 1986), la diffusion et la diffraction. Les éventuels problèmes associés à la réponse instrumentale et les erreurs sur l'estimation de l'excitation à la source (Um & Dahlen, 1992) peuvent également affecter l'amplitude d'une onde sismique (Dalton et al., 2014). Réussir à estimer ces mécanismes d'atténuation extrinsèques afin d'en extraire leurs effets est un des challenges de la modélisation de l'atténuation sismique. La difficulté à séparer atténuation extrinsèque et intrinsèque est une des raisons pour laquelle la tomographie de l'atténuation progresse plus lentement que celle de la vitesse. Les modèles d'atténuation sont d'ailleurs limités aux grandes longueurs d'ondes, supérieures à $\sim 5\ 000$ km (Romanowicz & Mitchell, 2015).

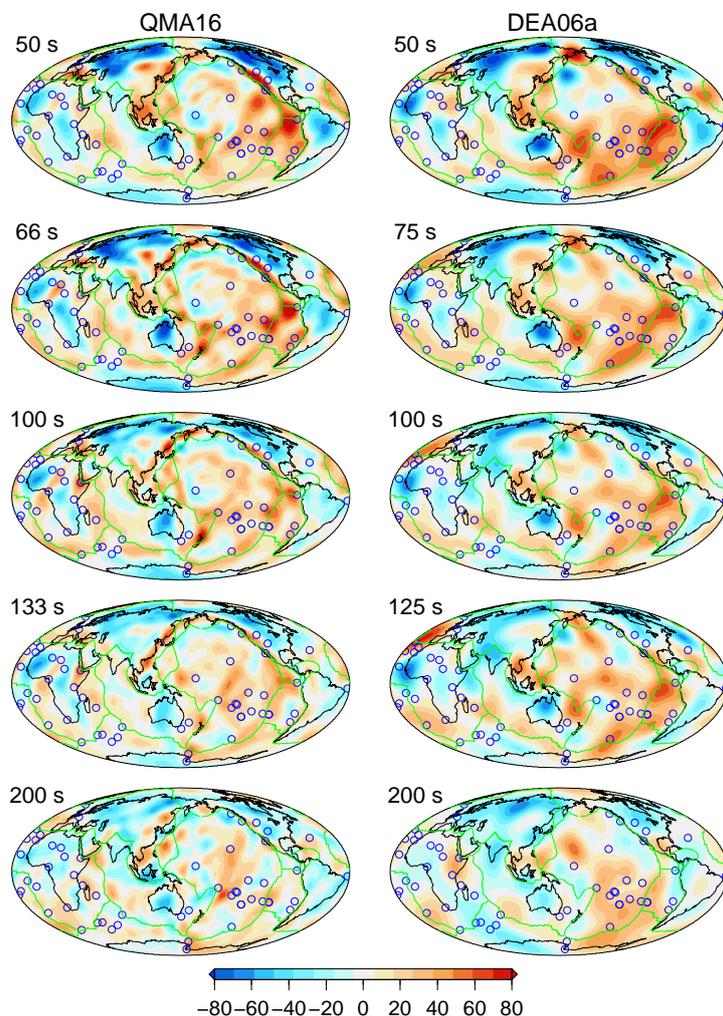


FIGURE 1.7 – Modèles d'atténuation QMA16 de Ma et al. (2016) et DEA06a de Dalton & Ekström (2006). On affiche $1/Q$ en % de la valeur moyenne.

Les ondes de surface et les ondes de volumes ont toutes les deux été considérées pour modéliser

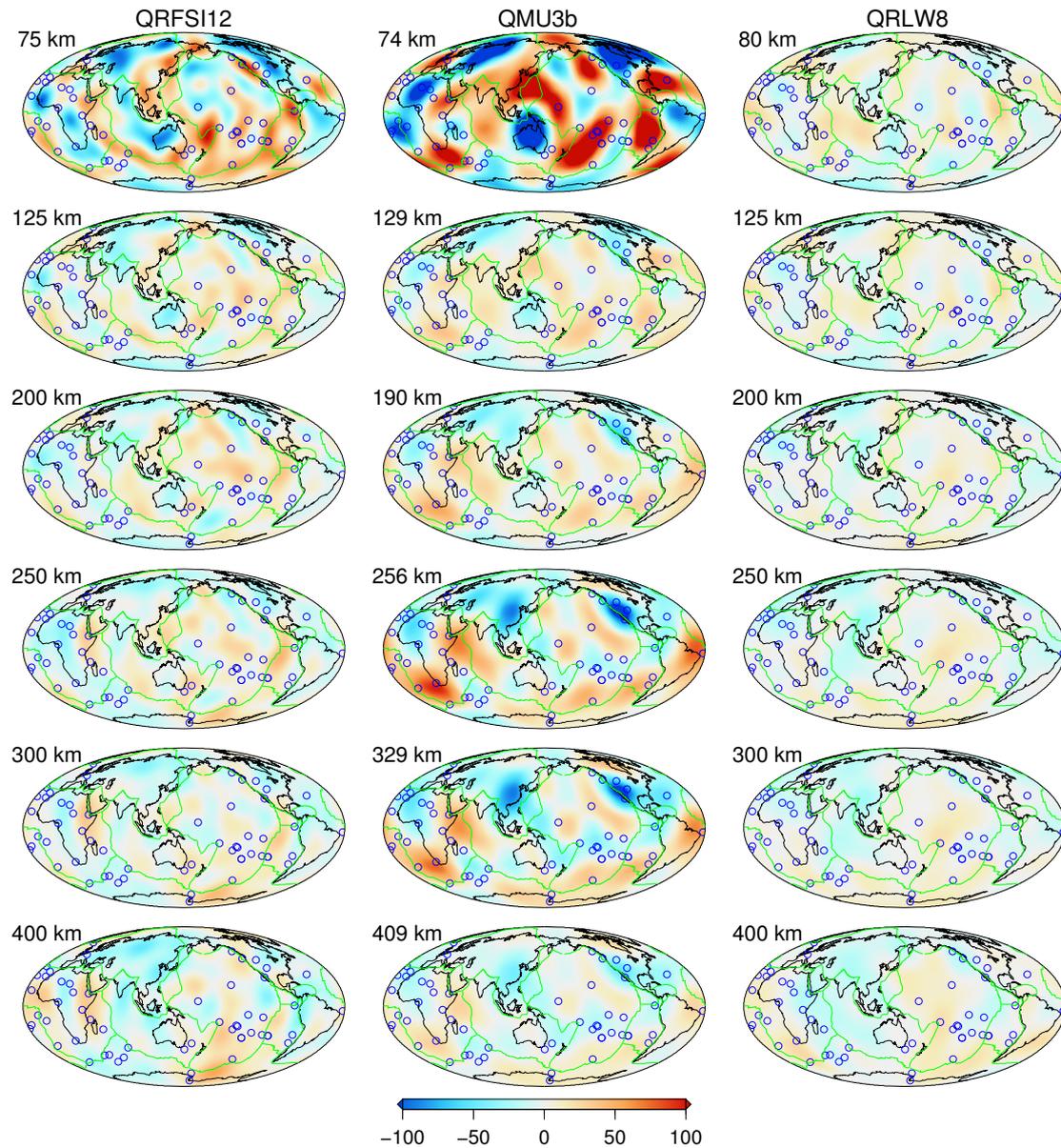


FIGURE 1.8 – Modèles d'atténuation QRFSI12 de Dalton et al. (2008), QMU3b de Selby & Woodhouse (2002) et QRLW8 de Gung & Romanowicz (2004). On affiche $1/Q$ en % de la valeur moyenne.

l'atténuation dans le manteau supérieur. Bhattacharyya et al. (1996) ont utilisé les variations entre les phases S et SS, Reid et al. (2001) y ont ajouté les variations entre les phases SS et SSS, et Warren & Shearer (2002) celles entre les ondes P et PP. La couverture des ondes de volumes est cependant pauvre, en particulier sous les océans. Les modèles d'atténuation en ondes de surface sont donc le plus souvent basés sur les amplitudes des ondes de Rayleigh, qui contiennent généralement moins de bruit que les ondes de Love. Le mode fondamental des ondes de Rayleigh a permis de construire des modèles d'atténuation en ondes de Rayleigh et en ondes S dans le manteau supérieur. Dalton & Ekström (2006) et Ma et al. (2016) ont récemment construit des modèles d'atténuation des ondes de Rayleigh à des périodes comprises entre 50 et 250 s (modèles présentés sur la figure 1.7). Ces deux modèles sont les plus proches à l'heure actuelle, cependant ils ont été développés à partir de la même technique de mesure de l'atténuation, ce qui pourrait expliquer une telle ressemblance. A partir du mode fondamental des ondes de Rayleigh, on a construit des modèles d'atténuation en onde S, qui permettent de contraindre les premiers 300 km du manteau (Romanowicz, 1995; Billien et al., 2000; Selby & Woodhouse, 2002). Gung & Romanowicz (2004) ont réalisé une inversion de l'atténuation à partir du mode fondamental et des harmoniques des ondes de Rayleigh, mais n'ont pas inclus les effets de focalisation. La figure 1.8 présente les trois modèles d'atténuation d'onde S de Selby & Woodhouse (2002), Gung & Romanowicz (2004) et Dalton et al. (2008).

Les modèles d'atténuation présentent un certain nombre de points communs. Les hétérogénéités sont généralement cohérentes avec la tectonique de surface jusqu'à environ 200–250 km de profondeur, les hétérogénéités de faible atténuation étant situées sous les continents, et de forte atténuation sous les océans. Les modèles d'atténuation sont de plus corrélés avec les modèles de vitesse à grande échelle. Cependant, la signature des rides océaniques y est moins forte que sur les modèles de vitesse. De plus, lorsque les méthodes d'extraction des données ou d'inversion diffèrent, les modèles d'atténuation corréleront assez mal entre eux. Certains modèles trouvent une augmentation de l'atténuation avec l'âge des plaques océaniques semblable à celle des modèles de vitesse (Ma et al., 2016; Dalton et al., 2008; Warren & Shearer, 2002), alors que d'autres suggèrent que des zones de forte atténuation sous les océans sont corrélées avec la distribution des points chauds (Gung & Romanowicz, 2004; Romanowicz, 1995).

1.3.3 Interprétation

La modélisation de l'atténuation permet de compléter les informations données par la vitesse des ondes sismiques. En effet, la vitesse et l'atténuation ont des sensibilités différentes aux propriétés physiques de la Terre, comme la température et la composition.

On considère généralement que les variations importantes de la vitesse et de l'atténuation dans le manteau supérieur peuvent être interprétées par des variations de température entre les continents, les zones intermédiaires entre continents et océans, et les océans (Shito et al., 2006; Priestley & McKenzie, 2006; Cammarano & Romanowicz, 2008). Une augmentation de la température, en diminuant la viscosité des roches (Priestley & McKenzie, 2013; Hager et al., 1985), produit simultanément une diminution de la vitesse et une augmentation de l'atténuation.

Les régions les plus froides (comme les continents) correspondent donc à des zones de vitesse élevée et de faible atténuation, et les régions les plus chaudes (comme les dorsales océaniques) correspondent à des zones de vitesse faible et de forte atténuation. Les panaches mantelliques thermiques devraient donc être signalés par de faibles vitesses sismiques et une forte atténuation. Cependant, à cause de la taille réduite des panaches, et du phénomène de cicatrisation du front d'onde qui a lieu lorsque l'onde rencontre une hétérogénéité de faible vitesse, seuls quelques groupes ont récemment annoncé la détection de panaches mantelliques (Montelli, 2004; French & Romanowicz, 2015).

La température seule ne permet pas d'expliquer toutes les différences entre les modèles de vitesse et d'atténuation. Par exemple, les discontinuités dans les vitesses des ondes P et S à 410 km et 660 km de profondeur sont dues à la présence de changements de phases de $(\text{Mg, Fe})_2\text{SiO}_4$ dans la zone de transition du manteau. Par ailleurs la vitesse est affectée de façon plus importante par les variations de composition (Bina & Silver, 1997), alors que l'atténuation a une plus grande sensibilité à la température que la vitesse (Jackson et al., 1992; Yang et al., 2007). La tomographie de l'atténuation devrait donc pouvoir résoudre les régions chaudes beaucoup mieux que la tomographie de vitesse (Romanowicz, 1994).

La présence d'eau, de fusion partielle, la composition chimique et la taille des grains peuvent influencer la vitesse et l'atténuation et provoquer des différences notables entre les deux propriétés physiques.

La présence d'eau, sous forme d'atomes d'hydrogène incorporés dans les défauts cristallins ponctuels des minéraux, est le paramètre le plus influent après la température (Shito et al., 2006). Une augmentation de la quantité d'eau dans les minéraux du manteau produit une augmentation de l'atténuation et une diminution de la vitesse (Karato, 1995, 2003), avec un impact moins important sur la vitesse (Shito et al., 2006).

L'effet de la fusion partielle reste mal connu (Hammond & Humphreys, 2000a,b; Faul et al., 2004; Shito et al., 2004, 2006). Shito et al. (2006) proposent que la fusion partielle ait pour effet de réduire la vitesse en ayant peu d'effet sur l'atténuation. Elle est parfois évoquée pour expliquer des vitesses faibles combinées avec une forte atténuation (Sakamaki et al., 2006, 2013). Karato & Jung (1998) ont montré que l'hydratation des roches pouvait être à l'origine de la zone de forte atténuation et basse vitesse du manteau supérieur, et que la fusion partielle devrait quant à elle augmenter la vitesse sismique en diminuant la quantité d'eau dans les minéraux.

Finalement, la vitesse des ondes sismiques dépend principalement des paramètres élastiques du milieu, alors que l'amplitude dépend à la fois des paramètres élastiques et anélastiques. Cependant, la vitesse est affectée par les effets de dispersion produite par l'anélasticité (Futterman, 1962; Liu et al., 1976; Kanamori & Anderson, 1977). Une bonne connaissance de l'atténuation peut donc également aider à mieux résoudre la structure en vitesse de la Terre (Laske & Masters, 1996; Karato, 1993; Romanowicz, 1990).

Atténuation sismique

2.1 Définition et propriétés

Quand une onde sismique se propage dans la Terre, une partie de son énergie est absorbée par le milieu. L'énergie perdue est quantifiée par l'atténuation sismique, caractérisée par le facteur de qualité Q . Ce dernier est défini par :

$$\frac{1}{Q} = -\frac{\Delta E}{2\pi E} \quad (2.1)$$

où E est l'énergie élastique contenue dans un cycle d'excitation harmonique et ΔE est l'énergie perdue par cycle. Le facteur de qualité peut s'exprimer à partir de la variation de l'amplitude de l'onde sismique. Dans l'équation 1.1 présentant le déplacement d'une onde de surface dans un demi-espace, on a défini le terme $A(x)$ qui exprime l'amplitude de l'onde à la distance x de la source. Cette amplitude connaît une décroissance exponentielle qui dépend de la fréquence :

$$A(x) = \exp(-\alpha x) = \exp\left(-\frac{\omega}{2Qc}x\right) \quad (2.2)$$

avec

$$\alpha = \frac{\omega}{2Qc} \quad (2.3)$$

où ω est la pulsation de l'onde, et c sa vitesse de phase.

Notre objectif est de rechercher la valeur du facteur de qualité de l'onde de Rayleigh de chaque point géographique, à chaque mode et chaque période, puis de l'inverser en profondeur pour trouver le facteur de qualité des ondes S en chaque point du manteau. Dans un premier temps, il est nécessaire de comprendre l'origine de l'atténuation que l'on cherche à modéliser.

Comme on l'a présenté dans la section 1.3.2, l'atténuation mesurée par les sismologues résulte de la combinaison de mécanismes variés, intrinsèques ou extrinsèques (Dalton et al., 2014).

Les mécanismes intrinsèques dissipent l'énergie des ondes sismiques, c'est-à-dire qu'ils la convertissent en chaleur, et sont issus des propriétés anélastiques de la Terre. Sans cette atténuation, les ondes sismiques de tous les séismes passés continueraient de se réverbérer dans la Terre (Knopoff, 1964). C'est l'atténuation intrinsèque que l'on cherche à modéliser en sismologie, car c'est elle qui peut apporter des informations sur les propriétés locales de la Terre.

Les mécanismes extrinsèques sont quant à eux des phénomènes élastiques, c'est-à-dire qu'ils réarrangent l'énergie à l'intérieur de la Terre sans la consommer. Ces mécanismes comprennent l'atténuation géométrique, les effets de focalisation et défocalisation des rais et les effets de diffusion et de diffraction.

En plus des différents mécanismes d'atténuation intrinsèques et extrinsèques, l'amplitude mesurée d'une onde sismique A_{mes} dépend du moment sismique, du mécanisme à la source, des instruments de mesure ainsi que de la structure du sol près des instruments. On peut résumer les différentes contribution à l'atténuation mesurée A_{mes} de la manière suivante (Dalton et al., 2014) :

$$A_{\text{mes}} = A_S A_G A_F A_{\text{diff}} A_{\text{int}} A_I \quad (2.4)$$

avec A_S l'effet de la source dans l'azimut du trajet, A_G l'atténuation géométrique, A_F l'effet de la focalisation-défocalisation, A_{diff} l'effet de la diffusion et de la diffraction, A_{int} l'atténuation intrinsèque et A_I l'effet des instruments de mesure. Afin de déterminer l'atténuation intrinsèque, il est nécessaire d'estimer les mécanismes d'atténuation extrinsèques, ainsi que l'influence de la source et des instruments de mesure. Il s'agit de la principale difficulté liée à l'étude de l'atténuation sismique, que nous traitons dans la suite de ce chapitre.

2.2 Mécanismes d'atténuation extrinsèque

Les mécanismes d'atténuation extrinsèques ne provoquent pas de perte d'énergie dans le milieu. C'est la répartition de cette énergie sur la surface de la Terre qui va amplifier ou diminuer l'amplitude enregistrée à la station. Il ne faut pas oublier que l'enregistrement de l'amplitude se fait uniquement entre deux points, la source et la station, à la surface de la Terre. L'énergie sismique peut être diminuée ou augmentée le long d'un trajet sans que l'énergie globale ne soit modifiée. L'exemple le plus simple est celui de l'atténuation géométrique.

2.2.1 Atténuation géométrique

L'atténuation géométrique est due à l'équi-répartition de l'énergie sur le front d'onde. Dans le cas des ondes de surface, le front d'onde est un cercle à la surface de la Terre. Il s'agrandit jusqu'à une distance à la source de 90 degrés, après laquelle il se réduit (figure 2.1).

Si la Terre était parfaitement sphérique, l'onde re-focaliserait ensuite à l'antipode de la source, et l'énergie serait maximale à la source et à son antipode. La Terre épouse cependant

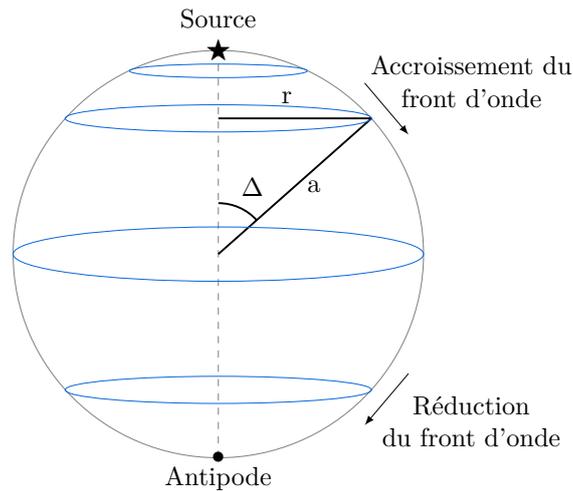


FIGURE 2.1 – Atténuation géométrique d'une onde de surface. Le front d'onde est représenté à quatre instants t , r est le rayon du front d'onde.

une forme ellipsoïdale dont la structure est hétérogène, et les rais ne re-focalisent pas à l'antipode de façon cohérente.

L'énergie des ondes de surface est proportionnelle à la circonférence du front d'onde $2\pi r$ (avec r le rayon du front d'onde), et décroît proportionnellement à r^{-1} . L'amplitude décroît alors en $r^{-1/2}$, et on a :

$$A_G = \frac{1}{\sqrt{2\pi a \sin(\Delta)}} \quad (2.5)$$

où Δ est la distance angulaire à l'épicentre et a est le rayon de la Terre.

Dans le cas des ondes de volume, le front d'onde est sphérique et l'énergie se répartit sur la surface de la sphère. L'énergie des ondes de volume décroît donc en r^{-2} , soit plus vite que celle des ondes de surface. C'est la raison pour laquelle les amplitudes des ondes de surface sont les plus élevées sur les sismogrammes.

2.2.2 Effet de focalisation et défocalisation

2.2.2.1 Principe et effet

L'effet de focalisation et défocalisation est un des principaux mécanismes limitant la modélisation de l'atténuation. Cet effet est observé lors d'arrivées successives de différents trains d'ondes d'une même onde de Rayleigh (R_1 , R_2 , etc.). Lorsque l'ordre du train d'onde augmente, on s'attend à ce que l'amplitude diminue de façon graduelle à cause des effets d'atténuation intrinsèque. Cependant, on observe parfois une augmentation de l'amplitude entre deux trains d'onde successifs R_n et R_{n+1} (Lay & Kanamori, 1985; Romanowicz, 1987). Les variations observées dans l'amplitude proviennent en fait de l'influence de la structure élastique le long du trajet, et les effets de focalisation non modélisés peuvent apparaître sur les cartes d'atténuation à l'échelle globale (Selby & Woodhouse, 2000; Dalton & Ekström, 2006), particulièrement à travers les régions de faible-vitesse comme les rides océaniques.

Pour comprendre cet effet de focalisation et défocalisation, on peut faire une analogie entre

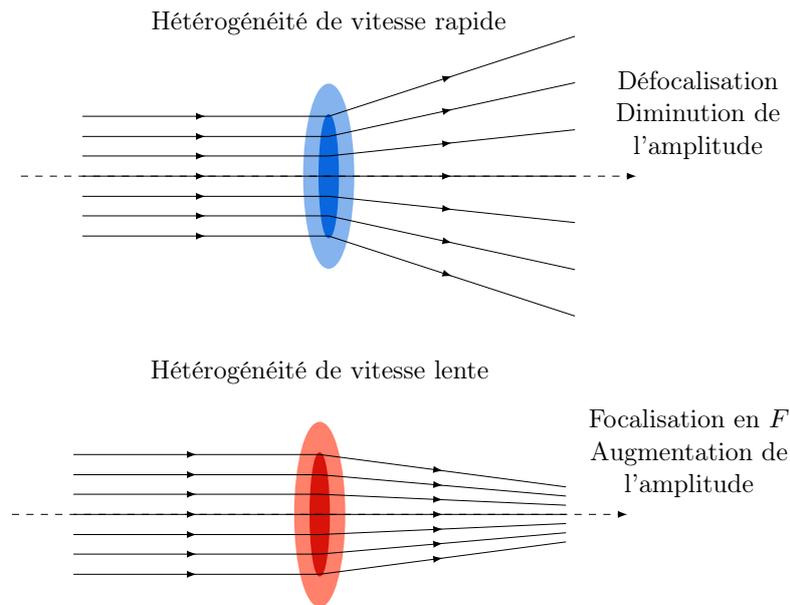


FIGURE 2.2 – Effets de la focalisation et de la défocalisation : les hétérogénéités de vitesse lente et rapide focalisent et défocalisent les rais sismiques, ce qui engendre respectivement l'augmentation et la diminution de l'amplitude.

les ondes sismiques et les ondes lumineuses. Après avoir traversé une lentille divergente, les rais s'éloignent les uns des autres (on dit qu'ils se défocalisent), et après une lentille convergente, ils se rapprochent les uns des autres (ils se focalisent, puis ils se défocalisent après avoir passé le foyer). Dans la Terre les hétérogénéités de vitesse jouent un rôle analogue sur les rais sismiques qui les traversent (figure 2.2). Les rais peuvent s'écarter ou se rapprocher les uns des autres selon la forme des hétérogénéités, c'est-à-dire selon les variations de vitesse qu'elles engendrent. Plus les rais sont rapprochés, plus la densité d'énergie sur le front d'onde est importante, et plus l'amplitude de l'onde est grande. Au contraire, plus les rais sont éloignés les uns des autres, plus la densité d'énergie diminue, et plus l'amplitude est faible (Lay & Kanamori, 1985; Woodhouse & Wong, 1986).

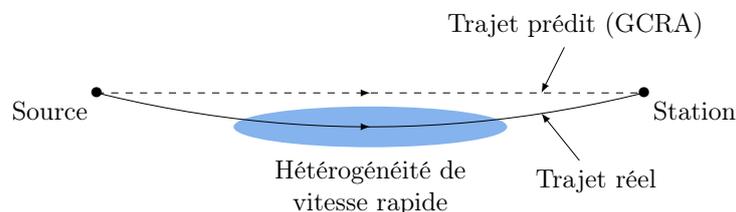


FIGURE 2.3 – Pour respecter le principe de Fermat, le trajet entre la source et la station dévie du grand cercle le long de l'hétérogénéité de vitesse rapide. La distance parcourue par l'onde est plus importante mais le temps de parcours est plus court.

Les hétérogénéités de vitesse provoquent un second phénomène : les rais sismiques dévient du grand-cercle (figure 2.3), limitant ainsi la validité de la théorie GCRA (*Great Circle Ray*

Approximation en anglais, i.e. le rai sismique correspond au grand-cercle, voir la partie 1.2). Pour palier à ce problème, il est possible de calculer le rai exact parcouru par l'onde dans un modèle de vitesse, on se place alors dans la théorie ERT (*Exact Ray Theory*). Cependant, cette méthode est plus couteuse en temps de calcul et dépend du modèle de vitesse utilisé (Ferreira & Woodhouse, 2007; Parisi & Ferreira, 2016).

2.2.2.2 Estimation de l'effet de focalisation

L'effet de focalisation peut être estimé pour chaque trajet à chaque période à partir de modèles de vitesse, comme l'ont montré Woodhouse & Wong (1986) dans le formalisme de la théorie des rais, ainsi que Romanowicz (1987) et Park (1987) dans le formalisme des modes normaux.

Dans cette thèse, on utilise le formalisme de Woodhouse & Wong (1986) qui donne une approximation du terme de focalisation au premier ordre. Ce terme dépend des gradients transverses de la perturbation de vitesse le long du trajet. On calcule pour chaque trajet i :

$$\ln A_{Fi} = \frac{1}{2 \sin(\Delta_i)} \int_0^{\Delta_i} \sin(\Delta_i - s) \left[\sin(s) \frac{\partial^2}{\partial \perp^2} - \cos(s) \frac{\partial}{\partial \parallel} \right] \left(\frac{\delta c}{c} \right) ds \quad (2.6)$$

avec Δ_i la distance angulaire du trajet i , s l'abscisse curviligne angulaire le long du trajet i , $\frac{\partial^2}{\partial \perp^2}$ est la dérivée seconde perpendiculairement au trajet et $\frac{\partial}{\partial \parallel}$ la dérivée parallèlement au trajet. L'intégrale s'effectue entre la source ($s = 0$) et la station ($s = \Delta_i$). Il faut noter que l'estimation du terme $\ln A_F$ est différent lorsqu'on calcule le terme de focalisation en partant de la station pour aller à la source.

Le terme de focalisation est fortement sensible au modèle de vitesse dont sont extraits les $\delta c/c$. De plus, les erreurs sur l'estimation du trajet parcouru par l'onde peuvent être source d'erreur. Dans cette thèse, nous utilisons la théorie GCRA, c'est-à-dire qu'on considère que le trajet infinitésimal parcourt le grand-cercle et nous corrigeons l'amplitude des effets de focalisation en utilisant l'équation 2.6. Ce trajet peut aussi être calculé de façon exacte à partir d'un modèle de vitesse dans la théorie ERT comme cela a été fait dans de précédentes études (Woodhouse & Wong, 1986; Wang & Dahlen, 1994; Larson et al., 1998). Les théories GCRA et ERT sont valables à condition que la taille caractéristique des hétérogénéités soient plus larges que la longueur d'onde (Wang & Dahlen, 1995). Lorsque l'échelle des hétérogénéités approche la longueur d'onde, il devient nécessaire d'utiliser une théorie incluant les effets à fréquence finie (*Finite Frequency Theory*) (Zhou et al., 2004). Des noyaux de sensibilité 2D peuvent être utilisés (Yoshizawa & Ekström, 2010; Yang & Forsyth, 2006), qui sont alors intégrés sur la structure de vitesse de phase. Plusieurs études ont été menées pour comparer ces trois méthodes, GCRA, ERT et FFT (Parisi & Ferreira, 2016; Dalton et al., 2014). Il en résulte que la théorie ERT obtient les meilleurs résultats entre 45 et 60 s, et FFT est plus efficace à 75 s et 125 s.

Dans cette thèse, nous devons faire face à la contrainte du très grand nombre de données qui doivent être traitées (372 629 trajets source-station). Afin d'obtenir des estimations rapides et moins coûteuses en puissance de calcul, nous avons choisi d'appliquer l'équation 2.6 de Wood-

house & Wong (1986) dans le cadre de la théorie GCRA. Par ailleurs, Dalton et al. (2014) indique que cette méthode fournit de bonnes estimations de l'effet de focalisation si on limite la distance angulaire épacentrale des trajets à l'intervalle 70° et 110° . Une sélection drastique des données permettra ensuite d'écarter les trajets qui sont susceptibles de contenir une erreur trop importante. La description précise des traitements effectués sur les trajets afin de prendre en compte l'effet de focalisation est présentée dans la section 4.3.1.

2.2.3 Diffusion et diffraction

La diffusion (*scattering* en anglais) est un effet proche de la focalisation (Stein & Wysession, 2009). La distinction entre diffusion et focalisation est graduelle, et dépend du ratio entre l'échelle des hétérogénéités de vitesse a et la longueur de l'onde, caractérisée par le nombre d'onde k (Nolet, 2008). Si les hétérogénéités sont très petites devant la longueur d'onde ($ka \lesssim 0.01$), alors le milieu est quasiment homogène, et l'atténuation engendrée lors du passage de l'onde est intrinsèque. Mais quand l'hétérogénéité a une taille plus proche de la longueur d'onde, la théorie des rais est insuffisante pour expliquer le comportement des ondes, et on réfléchit en terme d'énergie diffusée. Lorsque $0.01 \lesssim ka \lesssim 0.1$, il s'agit de diffusion de Rayleigh pour laquelle l'énergie est diffusée dans toutes les directions. Lorsque $0.1 \lesssim ka \lesssim 10$, l'énergie est diffusée mais a une direction préférentielle qui est celle de l'onde sismique. Il s'agit alors de diffusion de Mie. Quand l'hétérogénéité est de large dimension devant la longueur d'onde ($ka \gtrsim 10$), l'onde est considérée comme un trajet dévié par l'effet de focalisation et défocalisation (voir la partie 2.2.2).

Pour appréhender l'effet de la diffusion, on peut visualiser un milieu composé de nombreuses hétérogénéités et réflecteurs qui agissent sur le front d'onde comme des sources secondaires de Huygens (figure 2.4). L'énergie qui arrive sur les réflecteurs est renvoyée dans toutes les directions. Si le front d'onde traverse une anomalie de vitesse lente, on observe un phénomène de cicatrisation du front d'onde, qui permet au front d'onde de combler le retard accumulé lors de la traversée de l'anomalie. Dans le cadre de l'analogie avec la lumière, la diffusion correspond à l'effet provoqué par un brouillard composé de fine gouttelettes d'eau diffusant la lumière dans toutes les directions. On observe son effet principalement dans la croûte continentale, qui contient de nombreuses couches et réflecteurs.

La diffraction est, quant-à-elle, le résultat de l'interférence des ondes diffusées par chaque point d'une hétérogénéité. Elle aura d'autant plus d'intensité que la dimension de l'hétérogénéité qu'elle franchit se rapproche de sa longueur d'onde.

Selon le mode de l'onde incidente, la taille de l'hétérogénéité, sa forme ou les variations de ses propriétés physiques, une partie de l'énergie de l'onde peut être déviée ou changer de mode à cause de la diffusion et de la diffraction. Cette énergie, qui arrive à la station après l'arrivée principale, est incohérente, sans direction principale et décroissante temporellement (Aki, 1969). Cette énergie échantillonne une zone de Fresnel, c'est-à-dire, dans un milieu où la vitesse est constante, une ellipse ayant pour foyer le séisme et la source. La largeur de cette ellipse augmente avec le temps d'arrivée de l'onde. Cette ellipse peut de plus être distordue s'il

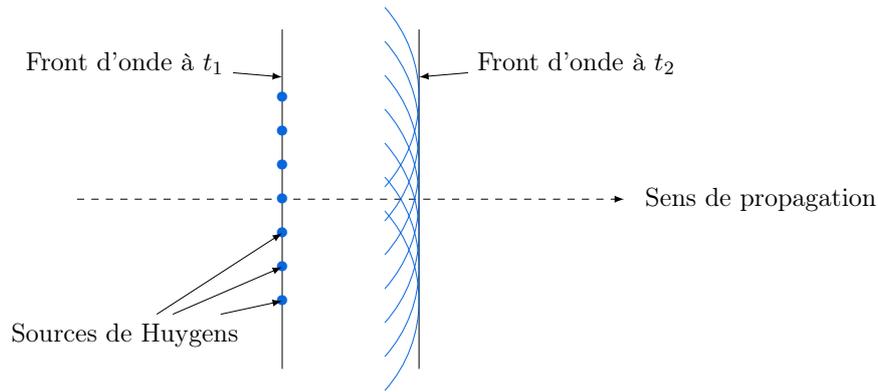


FIGURE 2.4 – Le principe de Huygens-Fresnel consiste à considérer chaque point de l'espace indépendamment. Chaque point de l'espace qui reçoit une onde peut être considéré comme une source secondaire qui "ré-émet" une onde sphérique de même fréquence, même amplitude et même phase. Si on considère une onde plane dont le front d'onde est rectiligne à l'instant t_1 , les ondes sphériques qui en sont issues interfèrent de façon constructive sur le front d'onde de l'instant t_2 . Cette formulation est équivalente à celle d'un front d'onde plan progressant à une vitesse constante.

existe des hétérogénéités de vitesse. Il est possible d'étudier l'atténuation dans la zone de Fresnel échantillonnée grâce à l'énergie contenue dans la coda, par le biais de méthodes statistiques (Aki & Chouet, 1975; Aki, 1980a,b; Akinci et al., 1995; Yomogida et al., 1997).

L'effet de la diffusion sur l'atténuation mesurée à longue période est mal connu. Ricard et al. (2014) suggèrent que l'atténuation due à la diffusion est indépendante de la période. Dalton et al. (2014) observent que la diffusion peut avoir un effet à des périodes courtes (à 50 s) mais qu'elle n'est pas détectable à des périodes plus longues (80 et 100 s). Plusieurs autres études (Ferreira & Woodhouse, 2007; Meschede & Romanowicz, 2015), indiquent qu'à longues périodes (≥ 50 s) l'effet de la diffusion est négligeable. Dans notre étude, on se place entre 40 et 240 s de période, et on fait l'hypothèse que cet effet est faible.

2.3 Autre processus affectant l'atténuation

2.3.1 Effet de la source et du moment sismique

Pour mesurer l'atténuation le long d'un trajet sismique, il est nécessaire de connaître l'amplitude de l'onde à la source. Cependant, l'amplitude à la source est souvent mal connue à cause des incertitudes sur l'estimation des mécanismes de rupture au foyer. Les erreurs dans l'estimation de l'amplitude à la source génèrent des erreurs sur l'estimation de l'atténuation le long du trajet, qui peuvent avoir des conséquences comparables à l'effet de la focalisation (Um & Dahlen, 1992; Ferreira & Woodhouse, 2007; Dalton et al., 2014).

2.3.1.1 Mécanisme au foyer

Au gré des mouvements des plaques lithosphériques, des contraintes s'accumulent. Quand ces contraintes deviennent trop importantes, la roche cède brutalement, et les pans d'une faille peuvent glisser l'un par rapport à l'autre en générant un séisme. Pour modéliser cette rupture, on fait l'hypothèse que la faille est une surface plane le long de laquelle a lieu le glissement. Cette hypothèse est consistante avec les données, malgré le fait que les failles comportent de nombreuses complexités de structure (Stein & Wysession, 2009). Les failles sont décrites en terme d'orientation, de plongement du plan de la faille, et de direction du glissement le long de ce plan.

Lors de la rupture, l'énergie déployée est d'origine interne au volume entourant l'épicentre. Les forces déployées ont nécessairement une résultante des forces nulle ($\sum \mathbf{f} = 0$) ainsi qu'une résultante des moments nulle ($\sum \mathbf{M} = 0$). L'exemple le plus simple pour lequel la première condition est vérifiée est celui du couple de forces. Un couple de forces correspond à deux points séparés par une faible distance h sur lesquels s'appliquent deux forces d'amplitude f , orientées dans des directions opposées. Le moment sismique d'un tel couple est alors $M_0 = fh$. Pour que la résultante des moments s'annule, on doit alors considérer un double couple de forces, composé de quatre forces (figure 2.5).

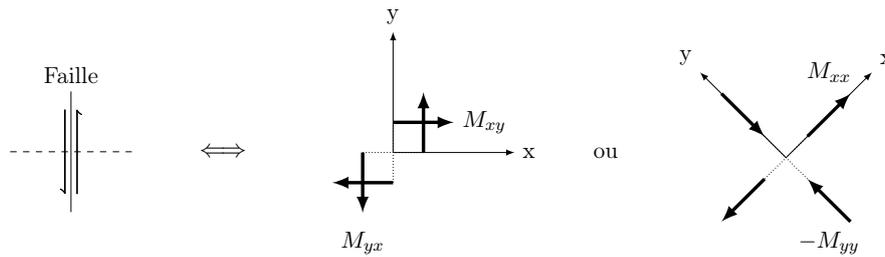


FIGURE 2.5 – Deux exemples de double couple équivalents à un glissement le long d'une faille. Le couple peut correspondre à une superposition des dipôles M_{yx} et M_{xy} ou des dipôles M_{yy} et $-M_{xx}$. Figure adaptée de Stein & Wysession (2009)

On définit le tenseur des moments sismiques par :

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} M_{xx} & M_{yx} & M_{zx} \\ M_{xy} & M_{yy} & M_{zy} \\ M_{xz} & M_{yz} & M_{zz} \end{bmatrix} \quad (2.7)$$

Chaque élément correspond alors à une paire de forces opposées (figure 2.6). Cette formulation permet de considérer toutes les possibilités dans le processus de rupture et simplifie l'inversion des sismogrammes pour estimer les paramètres de la source. La symétrie du tenseur des moments, découlant des conditions $\sum \mathbf{f} = 0$ et $\sum \mathbf{M} = 0$, nécessite l'inversion de seulement 6 paramètres du tenseur. Le tenseur des moments décrit un processus théorique équivalent à la rupture sur la faille.

On peut écrire le tenseur des moments comme le produit d'un scalaire, M_0 , avec un tenseur

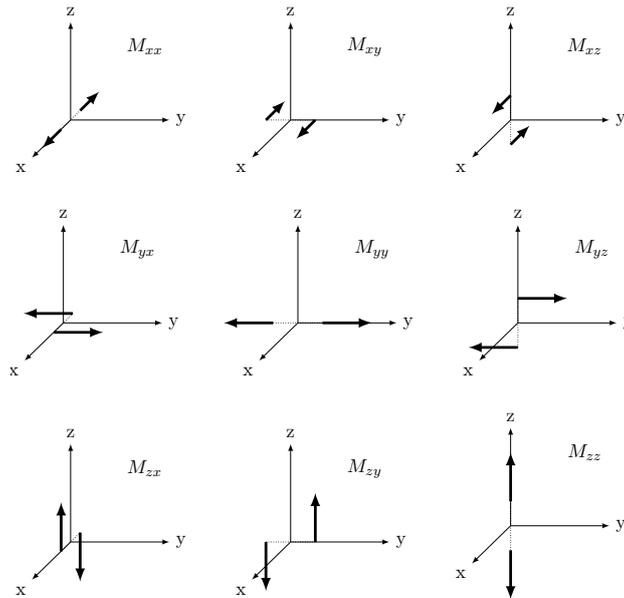


FIGURE 2.6 – Dipôles linéaires correspondant à chaque élément du tenseur des moments. Figure adaptée de Stein & Wysession (2009)

normé. M_0 correspond alors à l'énergie déployée à la source en Nm, et permet de déduire la magnitude de moment du séisme M_w ($\log(M_0) = 1,5M_w + 9$). Ainsi, les séismes peu puissants ont des moments sismiques de l'ordre de 10^{12} Nm (magnitude 2,0), et les séismes les plus larges (comme au Chili en 1960, en Alaska en 1964 ou à Sumatra en 2004) ont des moments sismiques de l'ordre de 10^{22} – 10^{23} Nm (magnitude $\sim 9,0$).

2.3.1.2 Sources d'erreur dans l'estimation de l'amplitude à la source

L'amplitude de l'onde à la source varie avec l'azimut (figure 2.7). Selon la localisation de la station d'enregistrement dans le cadran de compression ou de dilatation, le premier train d'onde qui arrivera sera respectivement polarisé négativement ou positivement. En effet, la polarité de ce train d'onde change lorsque l'azimut du trajet traverse les plans nodaux, c'est-à-dire le plan de faille et son plan perpendiculaire. Pour les azimuts proches de l'axe des plan nodaux, l'amplitude de la source varie rapidement.

La principale difficulté inhérente à l'étude du mécanisme au foyer est qu'elle n'est possible qu'à partir des données sismiques. Ces données sont issues de sismogrammes placés à des distances et des azimuts variés de la source. Le mécanisme à la source est donc étudié à partir de données discrètes, en utilisant des méthodes d'inversions. Il est donc probable que l'estimation de l'amplitude à la source A_S contienne une erreur relative à une mauvaise estimation du moment sismique M_0 ou à une mauvaise orientation du diagramme de radiation (notamment si la station sismique est située dans l'axe d'un des plan nodaux). On estime que les incertitudes sur le moment sismique M_0 sont de l'ordre de 30% (Romanowicz, 1993). Par ailleurs, Weston et al. (2011, 2012) ont montré que les localisations des séismes pouvaient différer de façon substantielles (~ 10 km) selon les méthodes d'estimation utilisées.

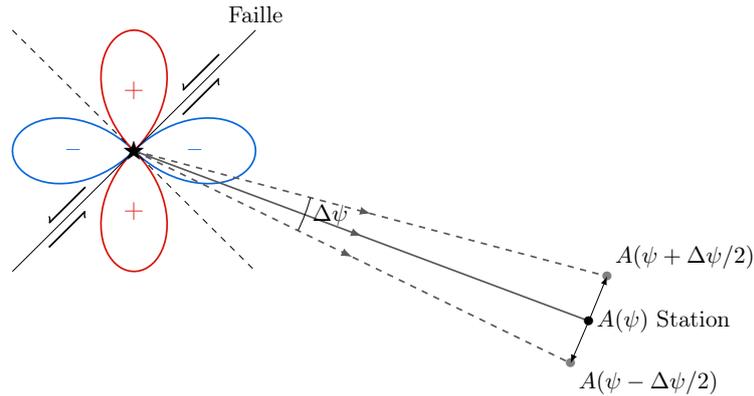


FIGURE 2.7 – Schéma de la radiation de l’onde à la source, les lobes + et – indiquent respectivement les cadrans de dilatation et de compression. Lorsque l’azimut du trajet est mal connu (ou lorsque le diagramme de radiation est mal orienté), l’amplitude à la source $A(\psi)$ dans l’azimut ψ du trajet peut contenir un erreur importante.

2.3.1.3 Calcul des diagrammes de radiation et estimation de l’excitation à la source

Pour déterminer le mécanisme au foyer, Dziewonski et al. (1981) utilisent des formes d’ondes pour obtenir simultanément les coordonnées de l’hypocentre et le mécanisme au foyer des séismes, sous la forme du tenseur des moments sismiques. Ils inversent des données longues périodes, et obtiennent de bons résultats pour les séismes de magnitude de moment supérieure à 4,6, ce qui permet le calcul de la radiation des ondes de surface. Cette méthode a ensuite été développée dans le cadre du projet CMT (*Centroid-Moment-Tensor* en anglais) et appliquée aux séismes de magnitude de moment supérieur à 4.6 enregistrés depuis 1976 (Dziewonski et al., 1981; Ekström et al., 2012). Ce projet a donné naissance à une très grande base de données qui décrit les caractéristiques des mécanismes à la source et qui est publiée dans un catalogue mensuel mis à jour par le *Lamont-Doherty Earth Observatory* de l’Université de Columbia.

Dans cette thèse, les diagrammes de radiation à la source sont calculés avec la méthode de Cara (1979) et Ben-Menahem & Harkrider (1964). Cette méthode nécessite d’utiliser le tenseur des moments du séisme, qui est donné par le catalogue CMT (Dziewonski et al., 1981; Ekström et al., 2012), ainsi qu’un modèle 1D de la croûte et du manteau supérieur sous l’épicentre du séisme. Pour construire ce modèle, les densités, les vitesses sismiques et l’atténuation sont extraites du modèle *a priori* 3SMAC (Nataf & Ricard, 1996).

La figure 2.8 présente l’excitation à la source d’un séisme calculée en utilisant cette méthode. On peut déduire l’amplitude à la source d’un trajet particulier à partir de l’azimut de ce trajet. Selon la période et le mode considéré, l’amplitude maximale du diagramme peut varier de façon importante. Ainsi, les séismes dont l’épicentre est localisé plus profondément exciteront plus les modes harmoniques que le mode fondamental (et inversement). Généralement, l’amplitude diminue aussi lorsque la période augmente, même si ce n’est pas vérifié au cas par cas. On remarque aussi que l’orientation du diagramme de radiation peut changer selon la période considérée. Cela est dû à la forte influence de la structure terrestre autour de la source. En effet, lorsqu’une hétérogénéité de vitesse se situe près de la source d’un séisme, elle peut engendrer de fortes

variations de l'amplitude à la source. Si un sismogramme enregistré dans un de ces azimuts est utilisé pour déterminer le mécanisme à la source, les calculs de la position de la source ou de l'atténuation entre la source et le récepteur sont biaisés. Ce phénomène est d'autant plus important que la plupart des séismes ont lieu aux limites entre les plaques, qui sont souvent des zones de subduction ou des rides océaniques, et qui contiennent de nombreuses hétérogénéités de vitesse. Le modèle théorique choisi à la source ainsi que la théorie dans laquelle on se place peuvent influencer de façon importante l'estimation de l'amplitude à la source (Ferreira & Woodhouse, 2006).

L'effet d'une erreur dans l'orientation du diagramme à la source sera pris en compte à la section 4.3.2, et l'impact d'une erreur sur le moment sismique sera estimé à la section 4.3.3.

2.3.2 Structure locale à la station et instruments de mesure

Par analogie avec l'excitation à la source, il est possible de calculer l'effet de la structure locale autour de la station à partir d'un modèle de Terre 1D sous cette station (Zhou et al., 2004; Wang & Dahlen, 1994). Cependant, son effet sur l'amplitude est beaucoup moins important que l'effet de la structure à la source (Dalton et al., 2014).

La réponse instrumentale peut aussi générer des erreurs, à cause de matériel fonctionnant mal ou étant déréglé. L'effet sur l'amplitude peut être considérablement plus large que la structure élastique à la station. En pratique, on détecte le comportement anormal d'instrument lorsqu'on observe des erreurs systématiques sur certaines stations (Ekström et al., 2006).

Une étude de l'impact de la structure locale à la station sur notre modélisation est présenté dans la section 4.3.3.

2.4 Mécanismes d'atténuation intrinsèque et dépendance fréquentielle

L'atténuation intrinsèque n'est pas reliée à un seul et unique phénomène facile à interpréter, mais à plusieurs mécanismes dont chacun présente ses propres caractéristiques. Aux conditions de haute-température et haute-pression du manteau terrestre, il existe plusieurs mécanismes d'atténuation qui sont excités aux fréquences sismiques. Ces mécanismes se produisent à l'échelle microscopique, et sont associés aux comportements des grains de roche. On compte parmi eux les processus intra-granulaire et inter-granulaire, les processus liés aux transitions de phases, ou à la présence de fluides interstitiels. On peut consulter Jackson (2007) pour une revue récente.

Les processus *intra-granulaires* correspondent aux mécanismes de relaxation viscoélastique qui ont lieu à l'intérieur des cristaux solides. Il s'agit du déplacement de défauts cristallins ponctuels (lacunes, atomes interstitiels) présents dans les minéraux, ou de dislocations correspondant à des défauts collectifs dans le réseau cristallin. C'est le déplacement de ces défauts sous l'effet des contraintes produites lors du passage de l'onde qui sont à l'origine du comportement anélastique (Karato & Spetzler, 1990). Les pics d'atténuation associés à la migration des défauts cristallins ont dans un premier temps été étudiés dans les métaux (Nowick & Berry, 1972), et un

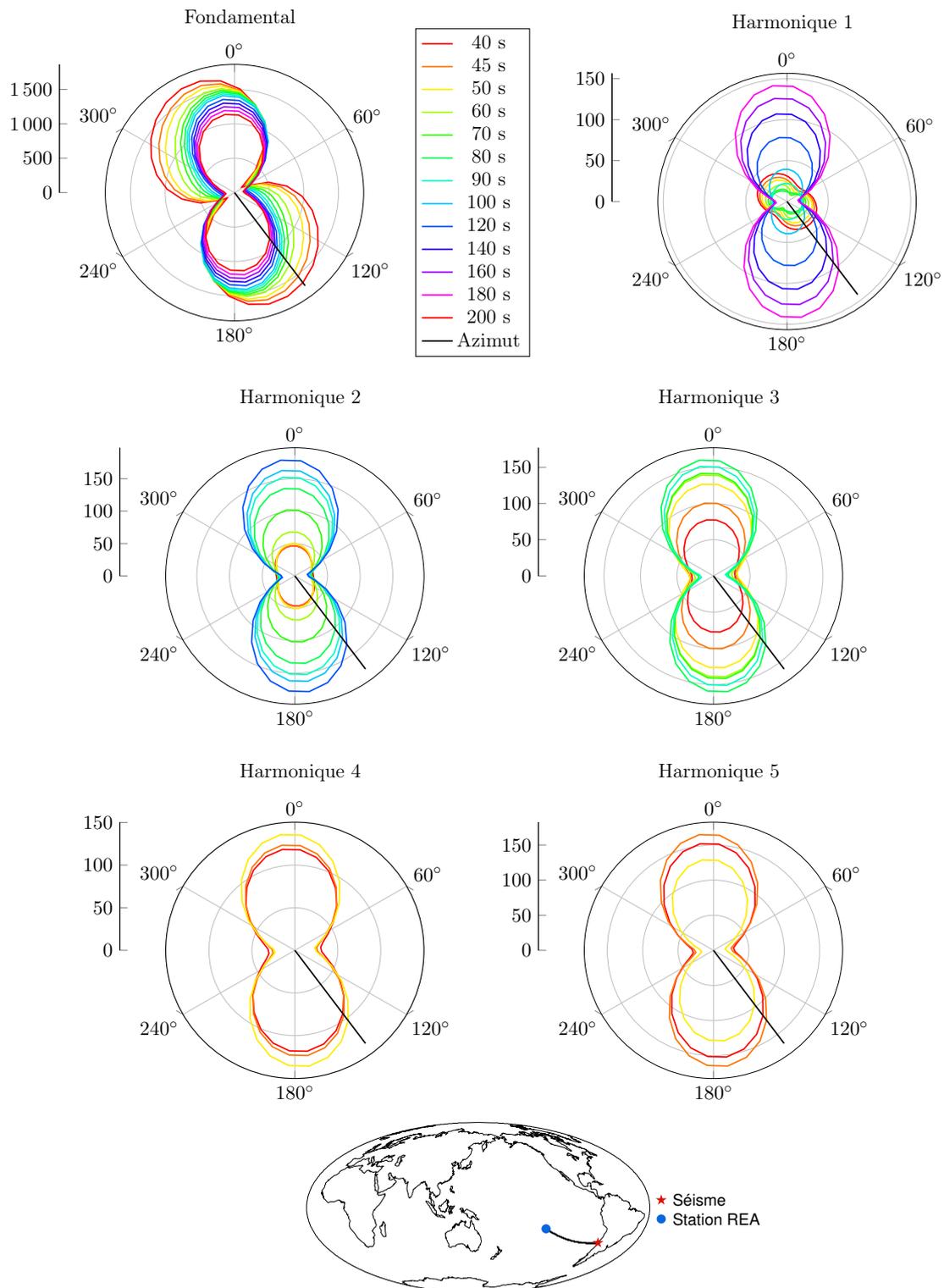


FIGURE 2.8 – Diagrammes de radiation à la source des ondes de Rayleigh pour le fondamental et les 5 premiers harmoniques, calculé à partir de Cara (1979) et Ben-Menahem & Harkrider (1964) et d'un modèle de croûte extrait de Nataf & Ricard (1996). L'évènement est celui du séisme du 20 juin 2003 à 13h29. Le trait noir indique l'azimut du trajet, lui-même représenté sur la carte en bas de la figure, enregistré à la station REA.

effet comparable existe dans les minéraux de la Terre. La présence d'eau sous forme d'atomes d'hydrogène (dans les défauts ponctuels) a de plus un effet important sur le comportement de ces défauts, et par conséquent sur l'anélasticité (Karato & Jung, 1998).

Les processus *inter-granulaires* correspondent aux mécanismes qui ont lieu à l'interface entre grains (Faul et al., 2004). Il s'agit principalement de glissements entre grains sous l'effet d'un changement de contrainte (Raj & Ashby, 1971). Ces glissements peuvent être accommodés par la déformation des grains ou par diffusion chimique.

Les *redistributions de fluides inter-granulaires* peuvent aussi être associés à des relaxations anélastiques. Il existe de nombreux modèles connectant la fraction de fluide, sa viscosité et sa répartition à l'échelle granulaire, aux propriétés anélastiques de la Terre, dont une revue peut être trouvée dans Jackson (1991).

Certains mécanismes de relaxation sont associés aux *transitions de phase* au sein du manteau terrestre (Jackson & Anderson, 1970; Durand et al., 2012). En effet, lorsqu'une onde sismique traverse une zone où coexistent plusieurs phases en équilibre thermodynamique, le changement de pression qui en découle peut modifier les proportions de chacune des phases (Vaišnys, 1968).

Ces modèles théoriques de relaxation sont dépendants de la fréquence. En effet, un mécanisme d'atténuation consiste généralement en un pic d'atténuation autour d'une fréquence centrale. Le facteur de qualité Q est pourtant souvent considéré comme peu dépendant de la fréquence (Knopoff, 1964). Pour expliquer cette faible dépendance à la fréquence, on a tout d'abord considéré que l'atténuation de la Terre était due à une superposition de nombreux mécanismes de relaxation, activés par la température, pour lesquels les pics de relaxation étaient situés à différentes fréquences de la bande d'absorption de la Terre (Liu et al., 1976). Cette superposition produisait alors une bande d'absorption continue, pratiquement indépendante de la fréquence. Un second modèle, plus réaliste, a pris en compte un seul pic d'atténuation avec une variation douce en fréquence $Q \propto \omega^\alpha$ dans la bande d'absorption de la Terre (Minster & Anderson, 1981). La valeur de α , située entre 0,1 et 1, a été le sujet de nombreuses études sismologiques et expérimentales (e.g. Lekić & Romanowicz, 2011; Zaroli et al., 2010) dont une revue peut-être trouvée dans Romanowicz & Mitchell (2015). Il reste cependant difficile d'estimer lequel des mécanismes présenté plus haut permettrait d'expliquer l'atténuation observée dans le manteau.

Les mécanismes d'atténuation intrinsèque ont été passés en revue par Jackson (2007), qui souligne la disparité entre les modèles théoriques et les études expérimentales. En effet, les modèles théoriques ne peuvent pas être testés complètement car il est difficile d'atteindre expérimentalement les conditions de haute pression et haute température du manteau terrestre, et de tester un large spectre d'oscillations forcées. Un plus grand nombre d'études expérimentales seraient nécessaires afin de pouvoir déterminer les contributions relatives des mécanismes inter-granulaires et intra-granulaires, ainsi que l'apport de la fusion partielle, des transformations de phase et de l'eau sur ces mécanismes.

En pratique, l'interprétation des études sismologiques se fait souvent qualitativement. Les variations de l'atténuation intrinsèque sont considérées comme le résultat de variations dans la composition, dans la température, dans le pourcentage de fusion partielle ou dans la quantité d'eau présente.

2.5 Conclusion

Ce chapitre nous a permis d'introduire les différents effets auxquels nous avons été confrontés dans cette étude. Notre objectif étant de déterminer l'atténuation intrinsèque le long du trajet, nous devons prendre en compte, tour à tour, les effets de la source, de l'atténuation géométrique, de la focalisation-défocalisation, de la diffusion-diffraction et des instruments de mesure. Cette étape centrale du projet sera explicitée dans les chapitres 4 et 5, après avoir présenté dans le chapitre 3 comment sont obtenues les données.

Modélisation de forme d'ondes et pré-sélection des données



Dans ce chapitre, nous présentons la méthode de modélisation de forme d'ondes dont est issu notre jeu de données. Il s'agit d'une méthode d'inversion, qui permet d'effectuer des mesures sur un très grand nombre de sismogrammes. Cette méthode est appliquée à des sismogrammes réels modélisés individuellement. Elle permet de calculer des modèles moyens de vitesse et d'atténuation le long de chaque trajet séisme-station, ainsi que les courbes de dispersion correspondantes de la vitesse de phase et de l'atténuation. Cette méthode prend en compte l'atténuation géométrique et l'excitation à la source.

La méthode d'inversion de forme d'ondes est basée sur l'utilisation d'observables secondaires introduites par Cara & Lévêque (1987). Elle a ensuite été automatisée par Debayle (1999) et perfectionnée par Debayle & Ricard (2012). Le jeu de sismogrammes inversé correspond à celui qui a été utilisé pour développer le modèle tomographique d'ondes S DR2012 (Debayle & Ricard, 2012). Pour chacun de ces sismogrammes, la méthode permet d'extraire des observables secondaires ayant une relation quasi-linéaire avec les paramètres de la Terre. Ces observables secondaires peuvent alors être utilisées comme données d'une inversion non-linéaire itérative, afin d'obtenir un modèle de Terre 1D des paramètres sismiques représentant la structure sous le trajet séisme-station. Ces modèles 1D sont ensuite combinés dans une inversion tomographique

afin de construire un modèle global de la Terre.

Dans la section 3.1, nous présentons la méthode d'extraction des observables secondaires. La section 3.2 présente le formalisme d'inversion et la paramétrisation de l'inversion, puis la section 3.3 présente la routine automatisée étape par étape. La section 3.4 indique comment est estimée l'erreur *a posteriori* sur les modèles. Finalement, la section 3.5 présente la base de données résultant de l'inversion de forme d'ondes, ses caractéristiques ainsi que la pré-sélection qu'on lui applique.

3.1 Calcul des données pour l'inversion de forme d'ondes

Les observables secondaires qui servent de données en entrée de l'inversion de forme d'ondes sont extraites du sismogramme observé $s(t)$. On compare les observables secondaires issues de $s(t)$ avec des observables secondaires provenant d'un sismogramme synthétique $\hat{s}(t)$.

3.1.1 Sismogrammes synthétiques

On calcule un sismogramme synthétique mono-mode $\hat{s}_p(t)$ pour chaque mode p à extraire :

$$\hat{s}_p(t) = A_G(\Delta) \int I \hat{S}_p \exp(-\hat{\alpha}_p \Delta) \exp \left[i \left(\omega t - \hat{k}_p \Delta \right) \right] d\omega \quad (3.1)$$

où Δ est la distance épacentrale angulaire du trajet, $A_G(\Delta)$ est l'atténuation géométrique, ω est la fréquence angulaire, $I = I(\omega)$ est la réponse instrumentale, $S_p = S_p(\omega)$ est l'excitation à la source dans l'azimut du trajet calculée pour le mode p , $\alpha_p = \alpha_p(\omega)$ est le facteur d'atténuation et $k_p = k_p(\omega)$ est le nombre d'onde.

Par la suite, il nous sera nécessaire de nous placer dans le domaine fréquentiel. On peut dès lors aussi écrire :

$$\hat{s}_p(t) = A_G(\Delta) \mathcal{F}^{-1} \left\{ I \hat{S}_p \exp \left[- \left(\hat{\alpha}_p + i \hat{k}_p \right) \Delta \right] \right\} \quad (3.2)$$

où \mathcal{F}^{-1} est la transformée de Fourier inverse. La définition de la transformée de Fourier utilisée est présentée dans l'annexe A.1.

L'excitation à la source $S_p(\omega)$ est obtenue à partir d'un modèle d'excitation à la source spécifique à chaque séisme, calculé selon le formalisme de Cara (1979). Un sismogramme synthétique mono-mode est calculé dans un modèle radial de la Terre, qui représente la structure moyenne du trajet séisme-station. Ce modèle de Terre est présenté dans la section 3.2.2. L'atténuation $\alpha_p(\omega)$ et le nombre d'onde $k_p(\omega)$ sont calculés en suivant Takeuchi & Saito (1972) dans ce modèle de Terre, pour le mode fondamental ($p = 0$) et les cinq premiers harmoniques ($p = 1, \dots, 5$). Au cours de l'inversion, le modèle de Terre est susceptible d'être modifié. A chaque itération les sismogrammes synthétiques sont recalculés dans le nouveau modèle de Terre.

Un sismogramme synthétique multi-mode $\hat{s}(t)$ est calculé en sommant le mode fondamental et les cinq premiers harmoniques :

$$\hat{s}(t) = \sum_{p=0}^5 \hat{s}_p(t) \quad (3.3)$$

3.1.2 Fonctions d'inter-corrélation et enveloppes

Afin d'extraire l'information pour chaque mode p , on calcule les fonctions d'inter-corrélation $g_p(\omega_q, t)$ pour le sismogramme observé et $\hat{g}_p(\omega_q, t)$ pour le sismogramme synthétique :

$$g_p(\omega_q, t) = h(\omega_q, t) * s(t) * \bar{\hat{s}}_p^\circ(-t) \quad (3.4)$$

$$\hat{g}_p(\omega_q, t) = h(\omega_q, t) * \hat{s}(t) * \bar{\hat{s}}_p^\circ(-t) \quad (3.5)$$

où $*$ représente la convolution (définie dans l'annexe A.2) et $\bar{}$ indique le complexe conjugué. La convolution avec \hat{s}_p° a pour but d'améliorer le rapport signal-sur-bruit. $h(\omega_q, t)$ est la réponse impulsionnelle d'un filtre passe-bande gaussien centré sur la fréquence ω_q . La largeur de chaque gaussienne à -30 dB (soit 3% du maximum) est égale à la fréquence centrale ω_q . Les périodes centrales sont prises égales à 250, 165, 110, 75 et 50 s, de façon à ce que l'intervalle de période 50–250 s soit parcouru sans que l'information entre les différentes bandes de période ne soit redondante (figure 3.1). Ainsi, chaque bande de période apporte une information complémentaire lors de l'inversion, et la matrice de covariance sur les données est diagonale (voir la section 3.2).

A partir de $g_p(\omega_q, t)$, on calcule les observables secondaires réelles qui sont les données de l'inversion. $\hat{s}_p^\circ(t)$ fait référence à un sismogramme synthétique calculé dans un *modèle de référence* (indiqué par le $^\circ$) qui est choisi identique au modèle initial à l'itération zéro et qui ne change pas au cours des itérations. Ainsi, les données inversées ne varient pas au cours de l'inversion.

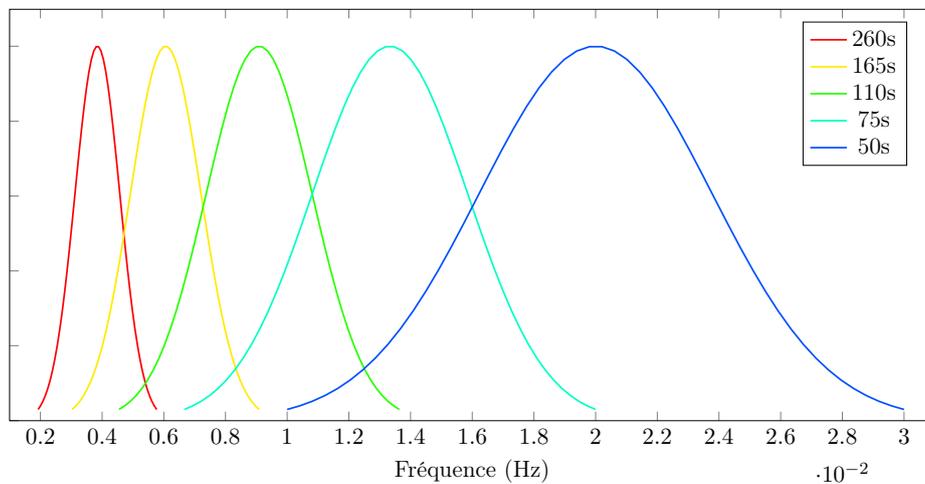


FIGURE 3.1 – Filtre gaussiens $h(\omega_q, t)$ utilisé pour l'inversion de forme d'ondes. La largeur de chaque gaussienne à -30 dB est égal à la fréquence centrale ω_q .

Dans le domaine fréquentiel :

$$\mathcal{F}\{g_p(\omega_q, t)\} = H_q \left\{ A_G(\Delta) I \bar{S}_p^\circ \exp \left[- \left(\alpha_p^\circ - i k_p^\circ \right) \Delta \right] \right\} \mathcal{F}\{s(t)\} \quad (3.6)$$

où \bar{S}_p° , α_p° et k_p° représentent le spectre à la source, l'atténuation et le nombre d'onde du sismogramme mono-mode de référence pour le mode p , et $H_q = H(\omega_q, \omega) = \mathcal{F}\{h(\omega_q, t)\}$.

$$\mathcal{F} \{ \hat{g}_p(\omega_q, t) \} = H_q A_G^2(\Delta) I^2 \sum_{n=0}^5 \left\{ \hat{S}_n \bar{S}_p^\circ \exp \left[-(\hat{\alpha}_n + \alpha_p^\circ) \Delta \right] \exp \left[-i(\hat{k}_n - k_p^\circ) \Delta \right] \right\} \quad (3.7)$$

où S_n , α_n et k_n représentent le spectre à la source, l'atténuation et le nombre d'onde pour chacun des modes n constituant le sismogramme synthétique complet.

La relation entre les inter-corrélogrammes et les paramètres élastiques est fortement non-linéaire. En effet, $g_p(\omega_q, t)$ et $\hat{g}_p(\omega_q, t)$ sont des courbes fortement oscillantes, difficiles à comparer. Pour diminuer cette non-linéarité, Cara & Lévêque (1987) ont défini les observables secondaires réelles et synthétiques à partir de l'enveloppe des inter-corrélogrammes réels et synthétiques. L'enveloppe d'un inter-corrélogramme est définie par $\|g\|^2 = g\bar{g}$. On note $E_p(\omega_q, t) = \|g_p(\omega_q, t)\|$ l'enveloppe du sismogramme observé et $\hat{E}_p(\omega_q, t) = \|\hat{g}_p(\omega_q, t)\|$ celle du sismogramme synthétique. Les enveloppes sont calculées pour un mode p , qui est celui du synthétique mono-mode $\hat{s}_p^\circ(t)$ inter-corrélé, et à une des périodes du filtre $h(\omega_q, t)$ (250, 165, 110, 75 et 50 s). C'est sur les enveloppes $E_p(\omega, t)$ et $\hat{E}_p(\omega, t)$ que l'on va sélectionner les observables secondaires réelles et synthétiques. L'inversion consiste à ajuster les observables secondaires réelles (les données) en perturbant les observables secondaires synthétiques.

3.1.3 Sélection des observables secondaires

Les enveloppes présentent de multiples lobes, qui représentent l'énergie liée à des modes différents. Les observables secondaires correspondent généralement à trois points sélectionnés sur le lobe du mode principal de l'inter-corrélogramme réel $g_p(\omega_q, t)$. Ces trois points sont le maximum du lobe, et deux points sélectionnés de part et d'autre du maximum (Cara & Lévêque, 1987).

Pour sélectionner les observables secondaires pertinentes, il est nécessaire de repérer le lobe qui correspond à chaque mode p . Généralement, le lobe correspondant au mode fondamental a la plus grande amplitude, car le mode fondamental est souvent plus excité que les harmoniques par les séismes superficiels, qui sont les plus fréquents. Les modes harmoniques sont plus excités lorsque le séisme est profond, et peuvent être plus énergiques que le fondamental, particulièrement aux périodes inférieures à 100 s. Lorsque l'amplitude d'un mode domine clairement le sismogramme, il peut apparaître sur plusieurs enveloppes correspondant à des modes différents. Si on échantillonne seulement le lobe d'amplitude maximale de l'enveloppe, on peut sélectionner plusieurs fois le même mode et ainsi extraire une information redondante tout en perdant l'information des autres modes.

Pour repérer le lobe correspondant au mode p , en plus d'utiliser l'amplitude du lobe, Debayle (1999) utilise le décalage temporel entre le lobe et le temps de référence t_0 auquel on attend l'énergie de référence de ce mode sur l'inter-corrélogramme. En effet, lorsqu'on calcule la corrélation croisée entre un sismogramme (observé ou synthétique) avec un sismogramme synthétique mono-mode de mode p , le lobe correspondant au mode p a en principe un faible décalage temporel avec le temps de référence $t_0 = 0$ de l'inter-corrélogramme. Il est cependant parfois difficile

d'identifier clairement le lobe correspondant à un mode donné. Lorsqu'il y a ambiguïté possible entre deux lobes, Debayle (1999) autorise la sélection des deux.

La routine de sélection des observables secondaires a ensuite été améliorée par Debayle & Ricard (2012). Elle est appliquée à chaque période séparément, en commençant par la plus longue. Debayle & Ricard (2012) calculent les enveloppes $E_p(\omega, t)$ et $\hat{E}(\omega, t)$ pour les $N_{mode} = 6$ modes p du sismogramme synthétique (équation 3.3). Quand l'enveloppe du mode p a plusieurs maximums, la routine sélectionne tous les lobes dont l'amplitude est significative, c'est-à-dire dont l'amplitude est supérieure à $R_{max} = 6$ fois la moyenne des minimums locaux de l'enveloppe. La routine extrait donc un nombre $N_{sl} \leq N_{mode}$ de maximums significatifs pour chaque enveloppe. Ces maximums significatifs sont ensuite triés sur la base du rapport $A_{max}/|t_{max} - t_0|$ décroissant, où A_{max} est l'amplitude du maximum localisé au temps t_{max} et t_0 est le temps de référence. Ce critère permet de sélectionner les lobes les plus larges et les plus proches de t_0 . En sélectionnant plusieurs lobes sur chaque enveloppe, on réduit les possibilités de sélectionner uniquement le mode dominant sur chaque enveloppe.

Les observables secondaires sélectionnées, ainsi que la phase instantanée de l'inter-corrélogramme, servent ensuite de données dans l'inversion de forme d'ondes.

3.2 Méthode d'inversion

L'objectif d'une inversion est de résoudre un problème $\mathbf{d} = g(\mathbf{m})$, où \mathbf{d} correspond aux données observées, \mathbf{m} au modèle recherché, et g est la théorie reliant les deux.

3.2.1 Problème inverse

Dans notre cas, la définition des observables secondaires permet de diminuer la non-linéarité du problème. On peut alors utiliser la méthode itérative d'inversion de Tarantola & Valette (1982) pour estimer $\hat{\mathbf{m}}$, le modèle le plus probable compatible avec les données. Le modèle inversé $\hat{\mathbf{m}}_{k+1}$ à l'itération $k + 1$ est donné par :

$$\hat{\mathbf{m}}_{k+1} = \mathbf{m}_0 + \mathbf{C}_{m_0} \mathbf{G}_k^T (\mathbf{G}_k \mathbf{C}_{m_0} \mathbf{G}_k^T + \mathbf{C}_{d0})^{-1} [\mathbf{d} - g(\hat{\mathbf{m}}_k) + \mathbf{G}_k (\hat{\mathbf{m}}_k - \mathbf{m}_0)] \quad (3.8)$$

où $g(\hat{\mathbf{m}}_k) = \hat{\mathbf{d}}(\mathbf{m}_k)$ est la donnée calculée à partir du modèle $\hat{\mathbf{m}}_k$, \mathbf{m}_0 est le modèle *a priori*, \mathbf{C}_{m_0} et \mathbf{C}_{d0} sont respectivement les matrices de covariance *a priori* sur le modèle et sur les données, et \mathbf{G}_k la matrice contenant les dérivées partielles des observables secondaires par rapport aux paramètres du modèle. Les éléments de \mathbf{G}_k sont :

$$(G_{ij})_k = \frac{\partial g_i(\hat{\mathbf{m}}_k)}{\partial (\hat{m}_k)_j} = \left(\frac{\partial \hat{d}_p^i}{\partial m_j} \right)_k \quad (3.9)$$

où \hat{d}_p^i sont les observables secondaires pour le mode p et la donnée i , et m_j est le paramètre j du modèle $\hat{\mathbf{m}}_k$.

Les observables secondaires réelles $E(\omega, t)$ sont utilisées comme données pour l'inversion de

forme d'ondes, et sont contenues dans le vecteur \mathbf{d} . Elles sont ajustées avec les observables secondaires synthétiques $\hat{E}(\omega, t)$ contenues dans le vecteur $\hat{\mathbf{d}}$. L'objectif de l'inversion est alors de minimiser la différence entre des données observées \mathbf{d} , et des données prédites $\hat{\mathbf{d}} = g(\hat{\mathbf{m}})$.

On estime ainsi un modèle de Terre moyen $\hat{\mathbf{m}}$ de façon à ce qu'il explique au mieux les observables secondaires et le sismogramme observé. Le modèle $\hat{\mathbf{m}}$ peut contenir les cinq paramètres élastiques ($V_P(z)$, $V_{SV}(z)$) et les paramètres d'anisotropie $\xi(z)$, $\phi(z)$, $\eta(z)$), la densité $\rho(z)$ et l'atténuation sous la forme $\log(Q_S^{-1}(z))$, plus le moment sismique scalaire représenté par $\log(M_0)$. Les paramètres élastiques permettent d'ajuster le décalage temporel du sismogramme, $Q_S^{-1}(z)$ et M_0 permettent d'ajuster les amplitudes. En pratique, on ne peut résoudre tous les paramètres et Debayle & Ricard (2012) se limitent à l'inversion de $V_{SV}(z)$ et $\log(Q_S^{-1}(z))$, qui sont les mieux résolus par l'onde de Rayleigh. Le moment sismique scalaire M_0 est également inversé et permet de compenser d'éventuelles erreurs issues du catalogue CMT.

On exprime les dérivées partielles des observables secondaires par rapport aux paramètres élastiques du modèle m_j à partir des dérivées partielles des inter-corrélogrammes (Cara & Lévêque, 1987). Pour les points des enveloppes :

$$\frac{\partial \|\hat{g}_p\|}{\partial m_j} = \frac{\operatorname{Re} \left(\hat{g}_p \frac{\partial \bar{\hat{g}}_p}{\partial m_j} \right)}{\|\hat{g}_p\|} \quad (3.10)$$

et pour la phase instantanée :

$$\frac{\partial \phi}{\partial m_j} = \frac{\operatorname{Re}(g_p) \frac{\partial \operatorname{Im}(g_p)}{\partial m_j} - \operatorname{Im}(g_p) \frac{\partial \operatorname{Re}(g_p)}{\partial m_j}}{\|\hat{g}_p\|^2} \quad (3.11)$$

Ces équations sont aussi applicables au facteur de qualité. Le développement des équations est présenté dans l'annexe A.3.

On a donc besoin des dérivées partielles des inter-corrélogrammes par rapport aux paramètres du modèle m_j , incluant l'atténuation Q_S^{-1} . Comme on a fixé le sismogramme mono-mode de référence, les inter-corrélogrammes ne dépendent plus que de \hat{k}_n et $\hat{\alpha}_n$:

$$\mathcal{F} \left\{ \frac{\partial \hat{g}_p(\omega_q, t)}{\partial m_j} \right\} = -i \Delta H_q A_G^2(\Delta) I^2 \sum_n \left\{ \hat{S}_n \bar{S}_p^\circ \exp \left[- \left(\hat{\alpha}_n(\omega) + \alpha_p^\circ(\omega) \right) \Delta \right] \frac{\partial \hat{k}_n}{\partial m_j} \exp \left[-i \left(\hat{k}_n - k_p^\circ \right) \Delta \right] \right\} \quad (3.12)$$

et pour le facteur de qualité :

$$\mathcal{F} \left\{ \frac{\partial \hat{g}_p(\omega_q, t)}{\partial Q_{S_j}^{-1}} \right\} = -\Delta H_q A_G^2(\Delta) I^2 \sum_n \left\{ \hat{S}_n \bar{S}_p^\circ \frac{\partial \hat{\alpha}_n}{\partial Q_{S_j}^{-1}} \exp \left[- \left(\hat{\alpha}_n(\omega) + \alpha_p^\circ(\omega) \right) \Delta \right] \exp \left[-i \left(\hat{k}_n - k_p^\circ \right) \Delta \right] \right\} \quad (3.13)$$

Pour terminer, on a besoin de développer les expressions de $\partial \hat{k}_n / \partial m_j$ et de $\partial \hat{\alpha}_n / \partial Q_{S_j}^{-1}$.

L'algorithme de Takeuchi & Saito (1972) permet de calculer les dérivées partielles de $\partial\hat{C}_n/\partial m_j$. On obtient donc les dérivées partielles par rapport aux paramètres élastiques en utilisant la relation de passage :

$$\frac{\partial\hat{k}_n}{\partial m_j} = -\frac{\omega}{\hat{C}_n^2} \frac{\partial\hat{C}_n}{\partial m_j} \quad (3.14)$$

Le deuxième terme nécessite la prise en compte du facteur de qualité en utilisant la démarche d'Anderson & Archambeau (1964). Dans cette démarche, l'atténuation pour le mode n s'exprime alors en fonction de la vitesse des ondes P et S, et des dérivées partielles de la vitesse de phase C par rapport à ces dernières. On peut alors calculer :

$$\left(\frac{\partial\hat{\alpha}_n}{\partial Q_{S_j}^{-1}}\right) = \frac{\omega}{2\hat{c}} \sum_j \left[\left(\frac{4V_{S_j}^2}{3V_{P_j}^2}\right) \left(\frac{V_{P_j}}{\hat{C}_n}\right) \left(\frac{\partial\hat{C}_n}{\partial V_{P_j}}\right)_\omega + \left(\frac{V_{S_j}}{\hat{C}_n}\right) \left(\frac{\partial\hat{C}_n}{\partial V_{S_j}}\right)_\omega \right] \quad (3.15)$$

3.2.2 Modèle radial initial

Il faut faire la distinction entre le modèle *a priori* m_0 , le modèle de départ \hat{m}_0 et le modèle de référence. Le modèle *a priori* correspond à la connaissance initiale que l'on a du modèle avant l'inversion, alors que le modèle de départ est le modèle initial de l'inversion. Si le modèle de départ est différent du modèle *a priori*, le modèle inversé aura tendance à aller vers l'*a priori* aux endroits où il n'est pas assez contraint par les données. Le modèle de référence est utilisé pour calculer les sismogrammes synthétiques mono-modes $\hat{s}_p(t)$ qui sont inter-corrélés avec le sismogramme observé $s(t)$ et le sismogramme synthétique $\hat{s}(t)$. Ces sismogrammes synthétiques mono-modes ne sont pas recalculés ensuite afin de ne pas modifier les données inversées durant le processus. Pour simplifier, nous utilisons le même modèle comme modèle initial, *a priori* et de référence.

Ce modèle, calculé pour chaque trajet, correspond à la structure moyenne le long du trajet. Il comprend une partie crustale estimée à partir de 3SMAC (Nataf & Ricard, 1996) et une partie mantellique estimée à partir du modèle PREM (Dziewonski & Anderson, 1981). Le modèle mantellique est lissé afin d'éviter les variations abruptes des paramètres sismiques autour de la discontinuité à 220 km (figure 3.2). On estime ainsi les vitesses des ondes S et P, la densité et les paramètres élastiques, ainsi que l'atténuation. Cependant, dans le modèle PREM la couche atténuante localisée à 80 km de profondeur n'est pas adaptée pour des trajets continentaux. En effet, cette couche atténuante peut être moins prononcée ou située à des profondeurs différentes. Afin de ne pas imposer cette couche atténuante *a priori*, la valeur du facteur de qualité est uniformisée à 200 dans tout le manteau supérieur.

Seule la partie mantellique du modèle radial de la Terre est inversée, la croûte restant fixée sur le modèle 3SMAC. La croûte peut avoir un impact important sur la modélisation. Cet impact sera étudié dans la section 6.2 du dernier chapitre.

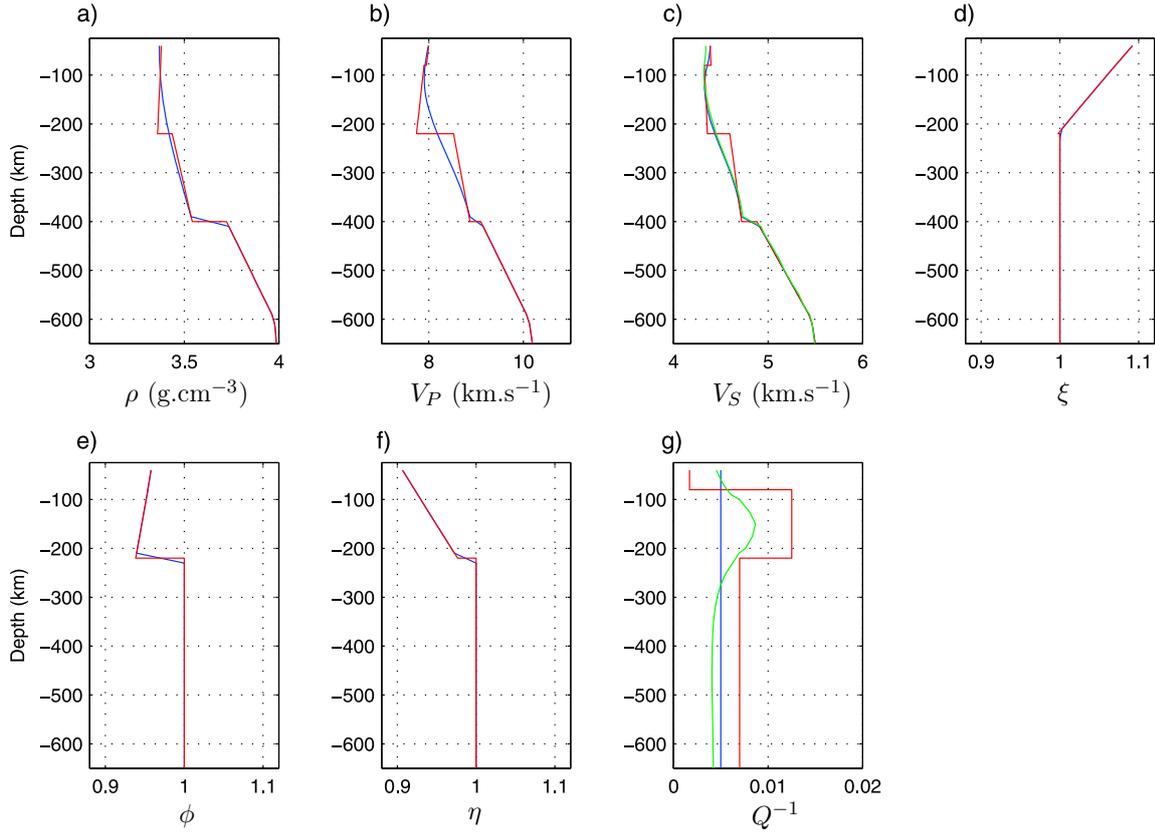


FIGURE 3.2 – Modèle 1D de départ de l'inversion de forme d'onde (en bleu), superposé au modèle PREM (en rouge) à la période de référence 100 s. Pour les paramètres inversés (V_S et Q^{-1}), les moyennes des modèles inversés (calculés sur 374 897 trajets différents) sont affichés en vert. Figure adaptée à partir de (Debayle & Ricard, 2012).

3.2.3 Matrices de covariance

La matrice de covariance sur les données \mathbf{C}_{d0} est choisie diagonale. Les termes diagonaux expriment l'incertitude sur les mesures des données (i.e. sur les observables secondaires). Debayle & Ricard (2012) choisissent une incertitude de 10% sur l'enveloppe et de 5% de 2π pour la phase.

La matrice de covariance sur le modèle \mathbf{C}_{m_0} est composée de trois sous-matrices exprimant les covariances sur la vitesse, l'atténuation et le moment sismique. Il n'y a pas de covariance croisée *a priori* entre les trois sous-matrices. La covariance sur $\log(M_0)$ est choisie égale à 0,5. Cette valeur est suffisamment grande pour absorber, dans le moment sismique inversé, les différences d'amplitude entre sismogramme synthétique et réel qui sont indépendantes de la période. Pour la vitesse et l'atténuation, la covariance entre deux profondeurs z_i et z_j est définie par :

$$C_{m_0}(z_i, z_j) = \sigma_{m_i} \sigma_{m_j} \exp \left[\frac{-(z_i - z_j)^2}{2L_{\text{corr}}^2} \right] \quad (3.16)$$

avec L_{corr} la longueur de corrélation verticale qui est choisie égale à 50 km, σ_{m_i} l'écart-type *a priori* des paramètres, contrôlant l'amplitude des perturbations du modèle à une profondeur donnée z_i . Pour V_S , on choisit $\sigma_{m_i} = 0,5 \text{ km.s}^{-1}$, et pour $\log(Q_\beta(z))$, $\sigma_{m_i} = 0,25$. Ces valeurs

ont été choisies à partir des écarts-types calculés lors de précédentes inversions de la vitesse et de l'atténuation, qui ont permis d'obtenir de bon résultats (Yu & Mitchell, 1979; Nishimura & Forsyth, 1988; Lévêque et al., 1991; Debayle, 1999; Pilidou et al., 2004; Maggi et al., 2006a; Priestley & McKenzie, 2006; Debayle & Ricard, 2012).

3.3 Routine automatisée

La routine automatisée de Debayle & Ricard (2012) a pour but d'effectuer les choix optimaux dans la sélection des observables secondaires (section 3.1), et dans l'inversion (section 3.2). Cette routine se décompose en deux étapes principales qui sont présentées sur la figure 3.3 qui sont le pré-traitement et l'inversion de forme d'ondes (qui comprend la sélection automatique des observables secondaires).

3.3.1 Pré-traitement

Cette étape permet de sélectionner une gamme de période pour l'inversion de chaque sismogramme en vérifiant que le rapport signal sur bruit du sismogramme dépasse un certain seuil choisi à chaque période. Une fenêtre de temps est sélectionnée de façon à échantillonner les arrivées des ondes de surface ayant des vitesses de groupes comprises entre 2,5 et 7 km.s⁻¹. Pour chaque fonction d'inter-corrélation $g_p(\omega_q, t)$, c'est-à-dire pour chaque mode p et pour chaque fréquence centrale ω_q du filtre passe-bande $h(\omega_q, t)$ (250, 165, 110, 75 et 50 s), on compare l'amplitude de l'enveloppe du signal A_s (partie du signal qui arrive avec une vitesse de groupe supérieure à 3 km.s⁻¹) avec l'amplitude de l'enveloppe du bruit A_n (partie du signal qui arrive avec une vitesse de groupe inférieure à 3 km.s⁻¹). Si le rapport A_s/A_n est supérieur à la valeur limite choisie (fixée à 3 par Debayle & Ricard, 2012), la donnée est conservée pour ce mode et cette période.

La routine commence par la période la plus grande et progresse par ordre décroissant. Si ce critère n'est pas rempli au moins à 50 et 75 s, alors l'enregistrement est entièrement rejeté. L'inter-corrélogramme filtré dans l'intervalle de période 50–75 s est suffisant pour contraindre la vitesse des ondes SV jusqu'à des profondeurs supérieures à 250 km, même si seul le mode fondamental est pris en compte dans l'inversion (Lévêque et al., 1991). A la fin de cette étape, un nombre N_{per} de filtres passe-bande sont sélectionnés pour ajuster la forme d'ondes, N_{per} étant compris entre 2 et 5.

En plus de ce critère, on calcule le facteur d'amplitude R_{fact} défini comme le rapport de l'amplitude du sismogramme synthétique A_{synth} sur l'amplitude du sismogramme réel $A_{réel}$: $R_{fact} = A_{synth}/A_{réel}$. Lorsque le facteur d'amplitude est proche de 1, cela signifie que l'amplitude du sismogramme synthétique est peu éloignée de celle du sismogramme réel avant l'inversion. Dans le cas contraire, une forte différence d'amplitude entre le réel et le synthétique pourrait indiquer une erreur dans l'estimation des paramètres à la source ou dans la réponse instrumentale. Pour éviter d'utiliser des données contenant des erreurs, l'enregistrement est rejeté si le facteur d'amplitude n'est pas compris dans l'intervalle $1/10 < R_{fact} < 10$.

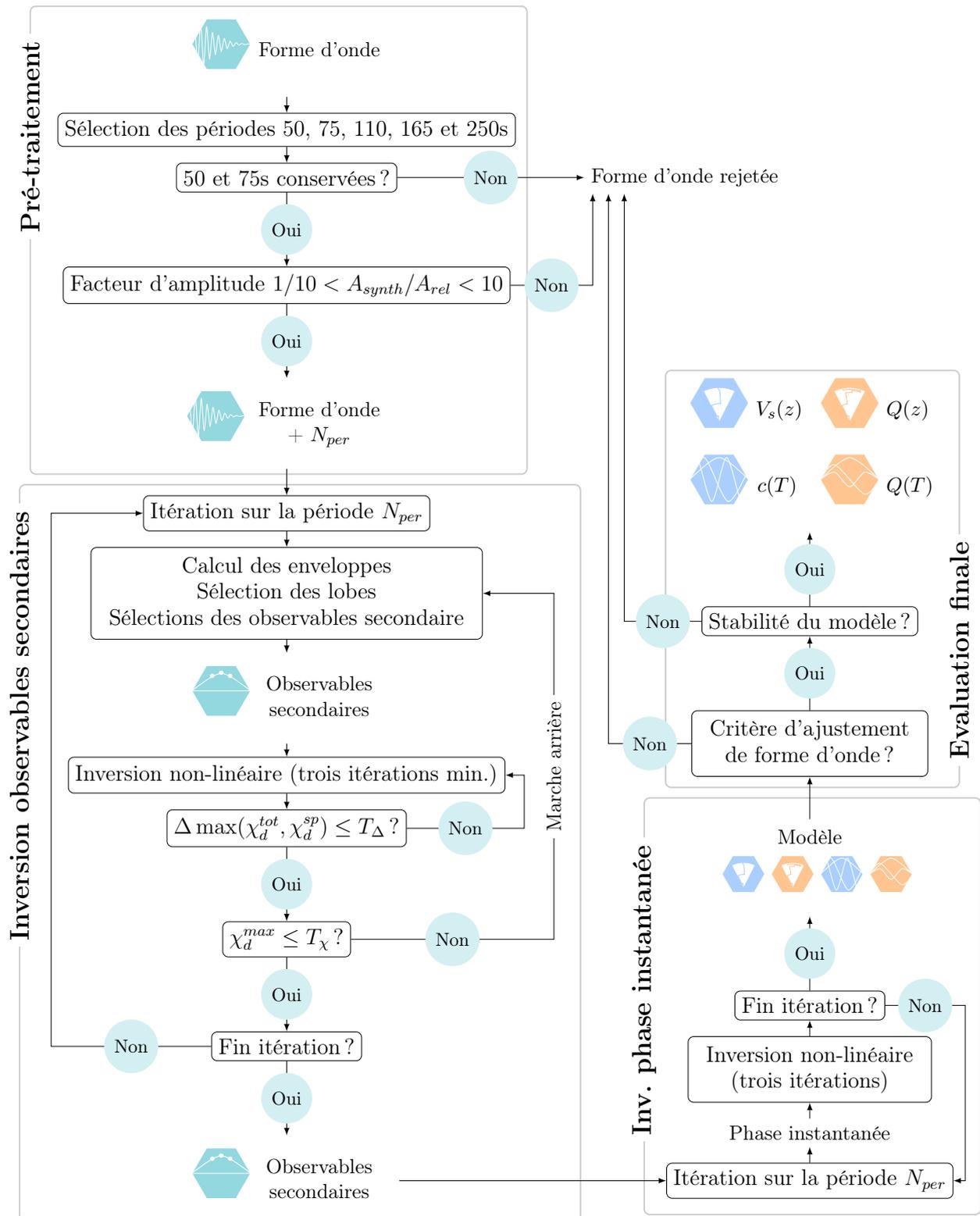


FIGURE 3.3 – Schéma résumant les étapes de l'inversion de forme d'ondes.

3.3.2 Inversion étape par étape

La routine d'inversion commence avec la période la plus longue et ajoute chaque période tour à tour par ordre décroissant. Pour chaque période, elle ne prend en compte que les modes qui contribuent à plus de 1% de l'énergie totale du sismogramme synthétique.

Pour chaque enveloppe correspondant au mode p , elle extrait les observables secondaires des N_{sl} lobes triées par ordre d'importance (voir 3.1.3). L'inversion commence uniquement avec les observables secondaires issues des premiers lobes de chaque mode à la plus longue période. Elle effectue 3 itérations pour gérer la faible non-linéarité entre les observables secondaires et les paramètres du modèle. Puis les seconds lobes de chaque mode sont ajoutés puis inversés, et ainsi de suite jusqu'à ce que tous les lobes dont l'amplitude est significative soient pris en compte.

Chaque période choisie comme période centrale du filtre passe-bande subit ce traitement et les nouvelles observables secondaires sont ajoutées dans l'inversion.

La phase instantanée de l'inter-corrélogramme est ensuite ajoutée pour chaque période centrale et pour chaque mode p , en suivant le même processus que pour les observables secondaires. Cela permet d'éviter les "saut de cycles" liés à la périodicité de la phase.

Les étapes de la routine doivent alors être validées par différents critères.

3.3.3 Evaluation des observables secondaires et rétro-action

A la fin de l'inversion des observables secondaires liées à chacune des périodes sélectionnées, on calcule un critère d'ajustement des données :

$$\chi_d = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_1^n \left(\frac{\hat{d}_i - d_{c_i}}{\sigma_{d_i}} \right)^2} \quad (3.17)$$

où \hat{d}_i sont les données (observables secondaires) de nombre n , σ_{d_i} est l'erreur sur la donnée i , et d_{c_i} la donnée prédite par le modèle inversé. χ_d est calculé pour différents sous-ensembles de données :

- χ_d^{tot} est calculé à partir de tous les observables secondaires depuis la première période jusqu'à la période courante ;
- χ_d^{sp} uniquement à partir des observables secondaires de la dernière période entrée dans le processus (la période la plus courte) ;
- χ_d^{so} est calculé pour chaque observable secondaire de cette période, afin de surveiller la valeur de $\chi_d^{\text{max}} = \max(\chi_d^{\text{so}})$.

Le processus est autorisé à passer à l'étape suivante seulement si :

$$\chi_d^{\text{max}} \leq T_\chi \quad (3.18)$$

avec une valeur limite de $T_\chi = 3$ choisie dans l'étude de Debayle & Ricard (2012).

Si $\chi_d^{\text{max}} > T_\chi$, cela indique que certaines observables secondaires ne peuvent être correctement ajustées, suggérant qu'elles n'auraient pas dû être choisies. La routine revient en arrière, réduit le

nombre de lobes sélectionnés à cette période, et reprend la sélection automatique des observables secondaires à la période courante. La sélection et l'inversion des observables secondaires sont affinés par ce processus, jusqu'à ce que le critère $\chi_d^{\max} \leq T_\chi$ soit atteint.

On estime qu'on a atteint la convergence de l'inversion et qu'on peut arrêter les itérations lorsque :

$$\Delta \max(\chi_d^{\text{tot}}, \chi_d^{\text{sp}}) \leq T_\Delta \quad (3.19)$$

avec ΔX la variation de X entre les deux dernières itérations. On a $T_\Delta = 0.5$ dans l'étude de Debayle & Ricard (2012). Ce critère garantit que l'ajustement des données n'évolue pas significativement au cours des itérations, et que l'algorithme a convergé.

Si les critères (équations 3.18 et 3.19) ne sont pas atteints après un maximum de 18 itérations (sans compter les itérations qui ont été effacées quand l'algorithme est revenu en arrière) à une période donnée, alors cet enregistrement est rejeté, et l'algorithme passe à la modélisation de la forme d'onde suivante.

3.3.4 Critère d'ajustement de la forme d'ondes

Après avoir ajouté l'information sur la phase instantanée dans l'inversion, un contrôle d'ajustement de la forme d'onde est effectué à la fin de la dernière itération. Ce contrôle est basé sur :

- le rapport d'énergie entre les résidus et le sismogramme observé $R_1 = E_{\text{res}}^{\text{fin}}/E_{\text{actual}}$ où $E_{\text{res}}^{\text{fin}}$ est l'énergie du signal résiduel à l'itération finale et E_{actual} est l'énergie du signal réel ;
- un paramètre de réduction d'énergie $R_2 = 1 - E_{\text{res}}^{\text{fin}}/E_{\text{res}}^{\text{init}}$ où $E_{\text{res}}^{\text{init}}$ est l'énergie du signal résiduel à l'itération initiale entre le sismogramme observé et le sismogramme synthétique.
- le rapport d'énergie des harmoniques sur le fondamental $E_{h/f}$ du sismogramme observé.

On doit avoir $R_1 < 0.3$ ou $R_2 > 90\%$ sur la fenêtre de vitesse de groupe 3.5–6 km.s⁻¹. Quand les harmoniques dominent le signal observé ($E_{h/f} > 4$), alors on doit en plus avoir $R_1 < 0.3$ où $R_2 > 90\%$ sur la fenêtre de vitesse de groupe 4.2–6 km.s⁻¹. Quand le mode fondamental domine le signal observé ($E_{h/f} < 0.25$), alors on doit en plus avoir $R_1 < 0.3$ où $R_2 > 90\%$ sur la fenêtre de vitesse de groupe 3.5–4.2 km.s⁻¹.

S'il reste un déphasage significatif entre le sismogramme observé et le sismogramme synthétique, alors l'enregistrement ne passe pas le critère d'ajustement de la forme d'onde et est rejeté.

3.3.5 Stabilité du modèle inversé

Afin de vérifier que le processus itératif a convergé sur un modèle unique, on calcule :

$$\chi_m = \sqrt{\frac{1}{p} \sum_{i=1}^p \left(\frac{\hat{m}_i - m_{0i}}{\sigma_{m_i}} \right)^2} \quad (3.20)$$

où \hat{m}_i sont les paramètres du modèle de nombre p , σ_{m_i} leur écart-type, et m_{0i} les paramètres décrivant le modèle \mathbf{m}_0 . Cette condition est vérifiée quand χ_m ne change pas de plus de 0.05 entre les deux dernières itérations.

3.4 Estimation de l'erreur *a posteriori* et de la résolution

L'inversion de forme d'ondes permet de construire le modèle inversé $\hat{\mathbf{m}}$, et on souhaite pouvoir estimer la qualité de ce modèle. On estime l'erreur *a posteriori* sur le modèle à partir de la matrice de covariance *a posteriori* :

$$\mathbf{C}_m = \mathbf{C}_{m_0} - \mathbf{C}_{m_0} \mathbf{G}^T \left(\mathbf{G} \mathbf{C}_{m_0} \mathbf{G}^T + \mathbf{C}_{d0} \right)^{-1} \mathbf{G} \mathbf{C}_{m_0} \quad (3.21)$$

La diagonale de \mathbf{C}_m contient alors les carrés de l'erreur *a posteriori* pour chaque paramètre élastique et pour l'atténuation à chaque profondeur du modèle 1D moyen.

La routine nous permet aussi d'avoir accès aux courbes de dispersion des paramètres élastiques et de l'atténuation. On peut alors obtenir une estimation de l'erreur *a posteriori* pour chaque période à partir des erreurs sur les modèles $V_S(z)$ et $Q_S(z)$ inversés et des dérivées partielles. On utilise l'estimation linéaire suivante :

$$\hat{\mathbf{p}} = \mathbf{D} \hat{\mathbf{m}} \quad (3.22)$$

où $\hat{\mathbf{p}}$ est le modèle contenant les courbes de dispersion, $\hat{\mathbf{m}}$ le modèle contenant le modèle 1D fonction de la profondeur, et \mathbf{D} est la matrice contenant les dérivées partielles de $\hat{\mathbf{p}}$ par rapport à $\hat{\mathbf{m}}$, données par les équations 3.15 et 3.14. On peut alors calculer :

$$\mathbf{C}_p = \mathbf{D} \mathbf{C}_m \mathbf{D}^T \quad (3.23)$$

La diagonale de \mathbf{C}_p contient alors les carrés de l'erreur *a posteriori* des courbes de dispersion et d'atténuation à chaque période et chaque mode.

Il est aussi possible de calculer la matrice de résolution \mathbf{R} :

$$\mathbf{R} = \mathbf{C}_{m_0} \mathbf{G}^T \left(\mathbf{G} \mathbf{C}_{m_0} \mathbf{G}^T + \mathbf{C}_{d0} \right)^{-1} \mathbf{G} \quad (3.24)$$

La trace de \mathbf{R} correspond au nombre d'informations indépendantes qui sont extraites des données.

3.5 Résultats et pré-sélection

A partir de l'inversion de forme d'ondes, on obtient pour chaque trajet un modèle 1D moyen de la vitesse $V_S(z)$ et du facteur de qualité $Q_S(z)$ le long du trajet source-station pour des profondeurs allant jusqu'à 1 900 km. En pratique, les données ne fournissent de l'information que jusqu'à $\sim 1\ 000$ km de profondeur. On obtient aussi les courbes de dispersion de la vitesse de phase

$C(T)$ et du facteur de qualité $Q(T)$ pour le mode fondamental et les cinq premiers harmoniques à des périodes comprises entre 40 et 240 s. Les noyaux de sensibilité de la vitesse et de l'atténuation ($\partial C(T)/\partial V_S(z)$ et $\partial \alpha(T)/\partial Q_S(z)^{-1}$) sont donnés par Takeuchi & Saito (1972) (équations 3.12 et 3.13). Finalement, l'estimation des matrices de covariance *a posteriori* (section 3.4) nous fournit l'erreur sur les modèles moyens de la vitesse et du facteur de qualité, respectivement $\sigma_{V_S}(z)$ et $\sigma_{Q_S}(z)$, ainsi que sur les courbes de vitesse de phase et d'atténuation des ondes de Rayleigh, respectivement $\sigma_C(T)$ et $\sigma_Q(T)$.

Les modèles 1D de vitesse issus de la modélisation de forme d'ondes ont été auparavant utilisés pour modéliser les variations latérales de la vitesse (Debayle & Ricard, 2012) et de l'anisotropie (Debayle & Ricard, 2013) des ondes. Cette thèse est la première tentative d'inverser les modèles d'atténuation en vue d'obtenir ses variations latérales. Nous allons donc commencer par faire quelques remarques sur l'inversion de l'atténuation.

3.5.1 Remarques sur l'inversion de l'atténuation

Premièrement, l'atténuation géométrique A_G est prise en compte dans le calcul des sismogrammes synthétiques (section 3.1.1). Celle-ci est calculée à partir de l'équation 2.5 présentée au chapitre 2. L'atténuation mesurée lors de l'inversion de forme d'ondes est donc corrigée du terme d'atténuation géométrique. On a alors $A_{\text{mes}} = A_G A_{\text{wfm}}$, où A_{wfm} est l'amplitude mesurée lors de l'inversion de forme d'ondes. A partir de l'équation 2.4, on peut alors écrire :

$$A_{\text{wfm}} = A_S A_F A_{\text{diff}} A_{\text{int}} A_I \quad (3.25)$$

La notation Q représente à partir de maintenant le facteur de qualité apparent de l'onde de Rayleigh obtenu après avoir estimé A_{wfm} avec l'outil de modélisation de forme d'onde.

L'inversion de forme d'ondes prend aussi en compte d'éventuelles erreurs sur l'estimation du moment sismique en inversant pour le moment sismique scalaire. Celui-ci est indépendant de la période (contrairement au facteur de qualité qui agit sur chaque période séparément). Par contre, la valeur du moment sismique étant ajustée pour chaque trajet séparément, il peut y avoir de fortes différences entre les moments sismiques de différents trajets issus de la même source. Cela s'explique par le fait que M_0 peut également absorber des effets d'amplitudes qui ne sont pas liés à la source mais qui sont indépendant de la fréquence (par exemple une erreur sur la constante d'amplification de l'instrument). L'impact de la variation du moment sismique calculé avant et après l'inversion de forme d'ondes sera discuté dans la section 4.3.3 du traitement des données.

On a de plus fait l'hypothèse forte que la croûte était connue lors du calcul de l'excitation à la source et des termes de propagation des sismogrammes synthétiques (Debayle & Ricard, 2012). L'impact du modèle de croûte a été étudié dans le cas de la modélisation de la vitesse sismique (Debayle & Kennett, 2000; Pilidou et al., 2004; Priestley et al., 2008). Dans la gamme de périodes 50–300 s, les modèles de vitesses obtenus sont faiblement sensibles au choix du modèle de croûte (e.g. le modèle de croûte 3SMAC de Nataf & Ricard, 1996, ou le CRUST1.0 de Laske et al., 2013), la plus forte sensibilité étant observée sous les continents où la croûte est

épaisse. Au-delà de 100 km de profondeur, on n’observe plus de différences significatives. C’est la raison pour laquelle les modèles de vitesse développés par Debayle & Ricard (2012) ne sont présentés qu’à partir de 100 km de profondeur. Cependant, l’effet de la croûte n’a pas été étudié dans le cadre de la modélisation de l’atténuation et il sera donc nécessaire de prendre en compte son impact lors de l’inversion en profondeur dans le chapitre 6.

Dans le chapitre 4, nous nous servons des modèles extraits par modélisation de forme d’ondes pour modéliser les variations latérales du facteur de qualité des ondes de Rayleigh $Q(T)$. Il est possible de régionaliser directement les variations latérales de $Q_S(z)$ afin d’obtenir des cartes de l’atténuation des ondes S à chaque profondeur. Cependant, certains mécanismes d’atténuation dont on cherche à corriger les effets dépendent de la période, c’est notamment le cas de l’effet de la focalisation et défocalisation des ondes sismiques. Afin de prendre en compte ces effets, on s’intéresse d’abord aux courbes de dispersion du facteur de qualité $Q(T)$. On corrige d’abord les courbes de dispersion de ces effets, puis on régionalise les $Q(T)$ corrigés pour obtenir des cartes d’atténuation des ondes de Rayleigh à différentes périodes. On inverse ensuite ces cartes d’atténuation en profondeur pour obtenir un modèle 3D $Q_S(z)$.

3.5.2 Jeu de données

L’application de l’algorithme automatisé de Debayle & Ricard (2012) à un jeu de 960 364 sismogrammes d’onde de Rayleigh a permis de modéliser avec succès 372 629 formes d’ondes. Pour chacune de ces formes d’ondes, Debayle & Ricard (2012) obtiennent les courbes de dispersion qui ont passé les étapes successives de l’inversion de forme d’ondes. Le jeu de données utilisé dans cette thèse est constitué à chaque période T et pour chaque mode des valeurs de $Q(T)$ le long d’un trajet séisme-station. La figure 3.4 présente les moyennes des courbes de dispersion de $\ln(Q(T))$ pour chaque période T du fondamental et des cinq premiers harmoniques, ainsi que l’écart-type de $\ln(Q(T))$. Les variations du facteur de qualité sont très élevées, beaucoup plus importantes que les variations de la vitesse. En effet, la valeur de Q peut varier de plus de 100%, alors que la vitesse des ondes S varie généralement de $\pm 10\%$ au sommet du manteau. On peut noter qu’aux longues périodes, la moyenne des mesures s’approche de la valeur $Q(T) = 200$. Ceci peut probablement s’expliquer par le choix d’un modèle *a priori* $Q_S(z)$ constant dans le manteau supérieur et fixé à une valeur de 200 (voir la figure 3.2). L’inversion de forme d’ondes permet d’estimer des courbes d’atténuation et de dispersion à partir du modèle $Q_S(z)$ et $V_S(z)$ inversé sous chaque trajet. Lorsque les harmoniques sont peu excités, il est possible que les modèles $Q_S(z)$ et $V_S(z)$ inversés soient biaisés vers l’*a priori* aux profondeurs supérieures à 200 km. Ce biais peut alors être reporté sur $Q(T)$ lors de l’estimation de la courbe de dispersion via l’équation 3.23.

Afin d’extraire les meilleures données, nous effectuons une pré-sélection drastique des données. Nous commençons par imposer un critère plus sévère sur le facteur d’amplitude entre sismogrammes synthétique et réel. Dans la section 3.3.1, nous introduisons le facteur d’amplitude $R_{\text{fact}} = A_{\text{synth}}/A_{\text{réel}}$, qui est le rapport entre l’amplitude du sismogramme initial synthétique A_{synth} et celle du sismogramme réel $A_{\text{réel}}$. Lors de l’inversion des données de vitesse,

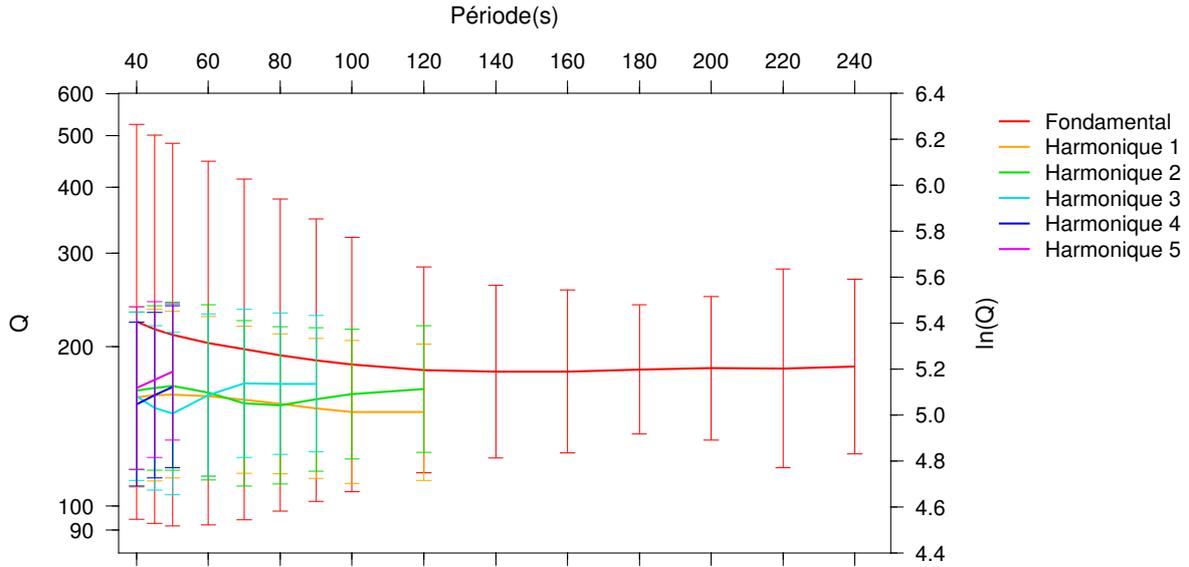


FIGURE 3.4 – Moyenne et écart-type de $\ln(Q)$ pour le fondamental et les cinq premiers harmoniques. Les courbes sont calculées sur les 372 629 courbes de dispersion à l'exception des données ayant une valeur de $Q(T)$ négative.

nous conservons les trajets tels que $1/10 < R_{\text{fact}} < 10$, afin d'éviter de propager une erreur sur l'estimation des paramètres à la source (en particulier l'orientation du mécanisme) ou sur la réponse instrumentale. Or, une telle erreur a un impact généralement plus fort sur l'estimation de l'atténuation que sur celle des vitesses. En effet, c'est en principe le moment sismique scalaire mais potentiellement aussi le modèle de Q qui vont être modifiés de façon à ajuster l'amplitude des sismogrammes synthétique et observé. Pour limiter les effets sur le modèle de Q inversé, on fait le choix de ne conserver pour l'inversion de l'atténuation que les données qui vérifient $1/2 < R_{\text{fact}} < 2$, rejetant ainsi 13 002 trajets.

Lors de l'inversion de forme d'ondes, on choisit d'inverser directement $\log(Q_S(z))$ ce qui permet d'éviter d'obtenir des valeurs de $Q_S(z)$ négatives. Cependant, la routine d'inversion n'impose pas la positivité pour les valeurs de $Q(T)$, qui sont extraites grâce à l'équation 2.3 de $\alpha(T)$. $\alpha(T)$ est estimé à partir de :

$$\alpha(T) = \alpha_0(T) + \Delta\alpha(T) \quad (3.26)$$

où $\Delta\alpha(T)$ est la perturbation résultant de l'inversion de forme d'ondes, et $\alpha_0(T)$ le modèle initial exprimé à partir du modèle de départ \hat{m}_0 . Les valeurs de $\alpha_0(T)$ et $\Delta\alpha(T)$ sont très faibles et peuvent parfois se compenser. A cause d'une erreur de précision numérique, les valeurs prises par $\alpha(T)$ peuvent alors passer en dessous de zéro à certaines périodes. Environ 10% des données sont touchées. Certaines de ces données redeviennent positives après l'ajout de l'effet de la focalisation. Les données restantes sont éliminées définitivement du jeu de données.

On peut réaliser une dernière sélection en se basant sur l'erreur sur les données $\sigma_Q(T)$ extraites à partir des estimations *a posteriori* (section 3.4). Lors de l'inversion de forme d'onde,

Debayle & Ricard (2012) fixent l'écart-type *a priori* sur leur modèle $Q_S(z)$ de départ à la valeur $\sigma_{\log(Q_S)}(z) = 0,25$. On peut propager cet écart-type *a priori* grâce à l'équation 3.23 pour estimer un écart-type *a priori* sur $Q(T)$. On conserve les données telles que $\sigma_Q < 80\%$ de l'écart-type *a priori* sur $Q(T)$ qui est compris entre 2 000 et 30 000 selon la période. On rejette alors entre 15 et 9 900 trajets selon la période considérée.

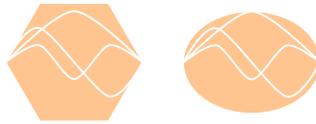
3.6 Conclusion

Notre jeu de données contient à présent les courbes de dispersions restante de $\ln(Q)$ pour le mode fondamental et les cinq premiers harmoniques, à des périodes comprises entre 40 et 240 s. Le nombre de données restant à chaque période est indiqué dans la table 3.1. L'effet de l'atténuation géométrique a été pris en compte lors de l'inversion de forme d'ondes, et une rapide présélection nous a permis d'écarter les données susceptibles d'être biaisées par une erreur à la source, un problème numérique, ou qui sont mal résolues par l'étape de modélisation de forme d'ondes. Dans le chapitre suivant, nous allons présenter la méthode de régionalisation, ainsi que le traitement qui est appliqué à nos données.

TABLE 3.1 – Nombre de données restantes dans notre jeu de données à chaque période

Période	Fond.	Harm. 1	Harm. 2	Harm. 3	Harm. 4	Harm. 5
40	314 700	356 500	355 732	355 342	356 096	357 300
45	318 210	356 717	355 241	356 214	356 590	358 170
50	322 112	356 844	354 760	356 839	357 320	358 938
60	330 461	357 002	354 978	357 518	-	-
70	338 897	357 257	356 333	358 330	-	-
80	345 749	357 621	357 811	358 994	-	-
90	350 718	358 042	358 697	359 208	-	-
100	353 916	358 375	359 117	-	-	-
120	356 787	358 797	359 374	-	-	-
140	357 623	-	-	-	-	-
160	357 627	-	-	-	-	-
180	357 283	-	-	-	-	-
200	356 763	-	-	-	-	-
220	356 089	-	-	-	-	-
240	355 369	-	-	-	-	-

Régionalisation et traitement des données



Dans ce chapitre, nous commençons par présenter la méthode de régionalisation des données. Cette étape consiste à combiner les données $Q(T)$ obtenues au chapitre 3 dans une inversion tomographique, afin d'obtenir des cartes des variations latérales du facteur de qualité à chaque période. Dans une seconde partie, nous présentons le traitement des données qui permet de prendre en compte les mécanismes d'atténuation traités dans le chapitre 2 qui n'ont pas été pris en compte lors de l'inversion de forme d'ondes.

Le chapitre suivant (chapitre 5) contient un article, sous presse au *Geophysical Journal International*, et qui présente le résultat de la régionalisation et son interprétation. Les deux chapitres peuvent être lu indépendamment, cependant, nous faisons parfois référence dans ce chapitre aux figures présentées dans l'article.

4.1 Méthode de régionalisation

La régionalisation a pour but de construire des cartes des variations latérales du facteur de qualité en combinant l'information issue de nombreux trajets dans une inversion tomographique. La méthode utilisée est proche de celle décrite dans Debayle & Sambridge (2004), qui est basée sur le formalisme de régionalisation continue de Montagner (1986), lui-même issu de l'approche développée par Tarantola & Valette (1982). Cette méthode a permis à Debayle & Ricard (2012)

de régionaliser la vitesse des ondes S ($V_S(z)$) à partir des données issues de la modélisation de forme d'onde. Cette méthode permet également de régionaliser les propriétés sismiques en fonction de la période ($C(T)$ ou $Q(T)$). Chaque période est considérée séparément lors de la régionalisation, chacune donnant lieu à une inversion indépendante.

Le point de départ de cette inversion est la relation 3.8 (Tarantola & Valette, 1982). Il s'agit de la même relation que lors de l'inversion de forme d'onde, mais dans ce chapitre le contenu des vecteurs et matrices de l'équation 3.8 est différent.

4.1.1 Données

Les données contiennent l'information sur l'atténuation de chaque trajet. Le vecteur \mathbf{d} est de dimension N , N étant le nombre de trajets utilisés pour l'inversion. Il contient l'information sur l'atténuation sous la forme de :

$$d_i = \ln(Q_i^{-1}) \quad (4.1)$$

pour chaque trajet i . On utilise le logarithme car son utilisation permet d'obtenir une distribution gaussienne des données, comme on peut le voir sur la figure 4.1 présentant les histogrammes des $1/Q$ et des $\ln(1/Q)$ du jeu de donnée.

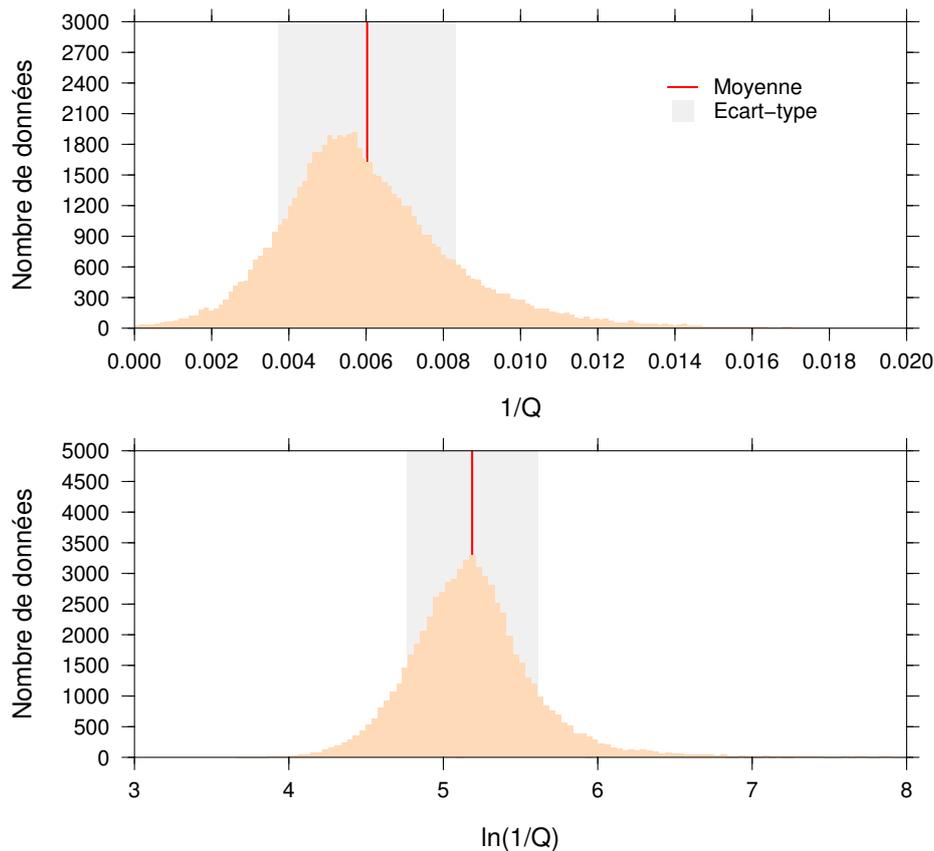


FIGURE 4.1 – Histogramme à 140 s de période des données en fonction de $1/Q$ (en haut) et de $\ln(1/Q)$ (en bas). La ligne rouge indique la moyenne du jeu de donnée global et la zone grise son écart-type.

Les éléments de la matrice de covariance *a priori* sur les données C_{d_0} , qui permet de contrôler la contribution de chaque trajet lors de l'inversion, sont définis comme :

$$(C_{d_0})_{ij} = \sigma_{d_i}^2 \delta_j^i \quad (4.2)$$

où σ_{d_i} est l'erreur sur la donnée i , où δ_j^i est le symbole de Kronecker. Deux données distinctes ont donc une corrélation nulle. Il reste à définir le paramètre σ_{d_i} pour chaque donnée i . Ce choix est présenté dans la section 4.2.

4.1.2 Modèle

Le modèle recherché est une carte du facteur de qualité de la Terre. Il est défini comme :

$$m_j = m(\mathbf{r}_j) = \ln(Q^{-1}(\mathbf{r}_j)) \quad (4.3)$$

où \mathbf{r}_j contient les coordonnées (θ, ϕ) au point d'indice j . L'inversion de $\ln(Q^{-1}(\mathbf{r}_j))$ au lieu de $Q^{-1}(\mathbf{r}_j)$ ou $Q(\mathbf{r}_j)$ permet de s'assurer que le facteur de qualité inversé reste positif. Comme expliqué dans l'article du chapitre 5, il permet également de mieux retrouver les fortes variations du facteur de qualité. Nous choisissons d'écrire le facteur de qualité du modèle sous la forme $Q(\mathbf{r}_j)$ à la coordonnée j afin d'éviter toute confusion avec le facteur de qualité des données Q_i pour chaque trajet i .

Le vecteur $\hat{\mathbf{m}}_k$ contient le modèle inversé à l'iteration k , l'utilisation de $\hat{}$ indique que le modèle est le résultat de l'inversion. Le vecteur \mathbf{m}_0 contient le modèle *a priori*, choisi constant en tout point géographique et égal à la moyenne des données :

$$m_0 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N d_i \quad (4.4)$$

avec N le nombre de données.

La matrice de covariance *a priori* sur le modèle \mathbf{C}_{m_0} permet de contrôler la corrélation entre deux points de la carte. Pour deux points d'indice j et l :

$$C_{m_0}(\mathbf{r}_j, \mathbf{r}_l) = \sigma_m^2 \exp\left(\frac{-\Delta^2(\mathbf{r}_j, \mathbf{r}_l)}{2L_{\text{corr}}^2}\right) \quad (4.5)$$

où $\Delta(\mathbf{r}_j, \mathbf{r}_l)$ est la distance entre les deux points géographiques ayant pour coordonnées \mathbf{r}_j et \mathbf{r}_l . L_{corr} est la longueur de corrélation qui permet de contrôler le lissage du modèle final. σ_m est l'erreur sur le modèle, qui permet de contrôler la variation de la perturbation en chaque point de la carte. Nous choisissons σ_m constant en tout point géographique.

Dans cette thèse, nous avons choisi de paramétrer le modèle sur une grille ayant un pas de 2° . Le vecteur \mathbf{m} a donc $M = 180 \times 90 = 16\,200$ composantes. L'erreur sur le modèle est choisie égale à $\sigma_m = 20\%$ du modèle *a priori*. Plusieurs valeurs de la longueur de corrélation L_{corr} ont été testées, entre 4° et 16° . Dans la suite, nous précisons la longueur de corrélation utilisée au début de chaque section.

4.1.3 Problème direct

On se place dans le cadre de l'approximation du grand cercle (GCRA), présentée dans la section 1.2. Pour inverser la vitesse, Debayle & Sambridge (2004) ont utilisé l'équation 1.2, qui décrit le problème direct (relation entre le modèle de vitesse $c(\mathbf{r})$ en chaque coordonnée \mathbf{r} et la vitesse c_i le long du trajet i). Il s'agit d'une intégrale le long du trajet i . Dans le cas de l'atténuation, il faut adapter le problème direct au logarithme du facteur de qualité. On a alors pour chaque trajet i :

$$\ln(Q_i^{-1}) = \ln\left(\frac{1}{\Delta_i} \int_i \hat{Q}^{-1}(\mathbf{r}(s)) ds\right) \quad (4.6)$$

où s est l'abscisse curviligne le long du trajet i et Δ_i la distance angulaire du trajet i . La présence du logarithme complique la relation entre les données et le modèle par rapport à la relation 1.3. Nous allons donc présenter les différentes étapes de calcul permettant de réaliser notre inversion.

4.1.4 Mise en équation du problème

Le problème inverse est posé sous la forme (équation 3.8) :

$$\begin{cases} \hat{\mathbf{m}}_{k+1} = \mathbf{m}_0 + \mathbf{C}_{m_0} \mathbf{G}_k^T \mathbf{S}^{-1} \mathbf{v}_{\text{res}} \\ \mathbf{S} = \mathbf{G}_k \mathbf{C}_{m_0} \mathbf{G}_k^T + \mathbf{C}_{d_0} \\ \mathbf{v}_{\text{res}} = \mathbf{d} - g(\hat{\mathbf{m}}_k) + \mathbf{G}_k(\hat{\mathbf{m}}_k - \mathbf{m}_0) \end{cases} \quad (4.7)$$

$g(\hat{\mathbf{m}}_k)$ est le vecteur qui contient des données synthétiques $\hat{d}_{k i}$ calculées à partir du modèle $\hat{\mathbf{m}}_k$. Ce vecteur est de dimension N , et prend à l'itération k et pour chaque trajet i la valeur :

$$\hat{d}_{k i} = \ln(\hat{Q}_{k i}^{-1}) \quad (4.8)$$

où l'atténuation $\hat{Q}_{k i}^{-1}$ le long du trajet i est égale à la moyenne de l'atténuation le long de ce trajet :

$$\hat{Q}_{k i}^{-1} = \frac{1}{\Delta_i} \int_i \hat{Q}_k^{-1}(s) ds \quad (4.9)$$

avec $\hat{Q}_k^{-1}(s) = \hat{Q}_k^{-1}(\mathbf{r}(s))$.

On recherche la matrice \mathbf{G}_k (de dimension $N \times M$) qui contient les dérivées partielles de nos données synthétiques par rapport aux paramètres du modèle. Pour cela, on calcule pour chaque trajet i et chaque point géographique \mathbf{r}_j :

$$\frac{\partial g_i(\hat{\mathbf{m}}_k)}{\partial \hat{m}_{k j}} = \frac{\partial \hat{d}_{k i}}{\partial \hat{m}_{k j}} \quad (4.10)$$

$$= \frac{\partial \ln(\hat{Q}_{k i}^{-1})}{\partial \hat{m}_{k j}} \quad (4.11)$$

$$= \frac{1}{\hat{Q}_{k i}^{-1}} \frac{\partial \hat{Q}_{k i}^{-1}}{\partial \hat{m}_{k j}} \quad (4.12)$$

où \hat{m}_{kj} est le paramètre du modèle $\hat{\mathbf{m}}_k$ estimé au point \mathbf{r}_j ($\hat{m}_{kj} = \hat{m}_k(\mathbf{r}_j) = \ln[Q^{-1}(\mathbf{r}_j)]$).

On rappelle que $\hat{Q}_k^{-1}(s) = \exp(\hat{m}_k(s)) = \exp[\hat{m}_k(\mathbf{r}(s))]$ (équation 4.3). On peut alors développer à partir de l'équation 4.9 :

$$\frac{\partial \hat{Q}_{ki}^{-1}}{\partial m_{kj}} = \frac{\partial}{\partial m_{kj}} \left(\frac{1}{\Delta_i} \int_i \hat{Q}_k^{-1}(s) ds \right) \quad (4.13)$$

$$= \frac{1}{\Delta_i} \int_i \frac{\partial \exp(m_k(s))}{\partial m_{kj}} ds \quad (4.14)$$

$$= \frac{1}{\Delta_i} \int_i m_k(\mathbf{r}_j) \exp[m_k(\mathbf{r}_j)] ds \quad (4.15)$$

$$= \frac{1}{\Delta_i} \int_i \hat{Q}_k^{-1}(\mathbf{r}_j) \ln(\hat{Q}_k^{-1}(\mathbf{r}_j)) ds \quad (4.16)$$

$$= \frac{ds_{ij}}{\Delta_i} \hat{Q}_k^{-1}(\mathbf{r}_j) \ln(\hat{Q}_k^{-1}(\mathbf{r}_j)) \quad (4.17)$$

où ds_{ij} est la distance parcourue par le trajet i dans la cellule de coordonnée \mathbf{r}_j . D'après 4.12 et 4.17, on déduit :

$$\frac{\partial \hat{Q}_{ki}^{-1}}{\partial m_{kj}} = \frac{ds_{ij}}{\Delta_i} \frac{\hat{Q}_k^{-1}(\mathbf{r}_j) \ln(\hat{Q}_k^{-1}(\mathbf{r}_j))}{\hat{Q}_{ki}^{-1}} \quad (4.18)$$

On obtient alors une expression pour les éléments de la matrice \mathbf{G}_k :

$$(G_k)_{ij} = \frac{ds_{ij}}{\Delta_i} \frac{\hat{Q}_{ki}}{\hat{Q}_k(\mathbf{r}_j)} \quad (4.19)$$

Cette expression permet d'exprimer les différents termes de l'équation 4.7. Dans le cas de vecteur \mathbf{v}_{res} on trouve :

$$(v_{\text{res}})_i = -\ln \left[\frac{1}{\Delta_i} \int_i \frac{Q_i}{\hat{Q}_k(s)} ds \right] + \frac{1}{\Delta_i} \int_i \frac{\hat{Q}_{ki}}{\hat{Q}_k(s)} \ln \left[\frac{Q_0}{\hat{Q}_k(s)} \right] ds \quad (4.20)$$

Pour la matrice \mathbf{S} on obtient :

$$S_{ij} = \sigma_{d_i}^2 \delta_j^i + \frac{\sigma_m^2}{\Delta_i \Delta_j} \int_i \int_j \frac{Q_{ki} Q_{kj}}{\hat{Q}_k(s) \hat{Q}_k(s')} \exp \left(\frac{-\Delta^2(s, s')}{2L_{\text{corr}}^2} \right) ds ds' \quad (4.21)$$

Le dernier terme $\mathbf{A} = \mathbf{C}_{m_0} \mathbf{G}_k^T$ correspond à l'opérateur de lissage, il s'agit d'une matrice de dimension $M \times N$:

$$A_{ji} = \frac{ds_{ij}}{\Delta_i} \int \sigma_m^2 \exp \left(\frac{-\Delta^2(\mathbf{r}, \mathbf{r}_j)}{2L_{\text{corr}}^2} \right) \frac{\hat{Q}_{ki}}{\hat{Q}_k(\mathbf{r})} d\mathbf{r} \quad (4.22)$$

4.1.5 Estimation des erreurs *a posteriori* et de la résolution

Le calcul de la matrice de covariance *a posteriori* et de la matrice de résolution devient très couteux en temps de calcul lorsque le nombre de données devient important et que la grille sur laquelle est discrétisé le modèle final est fixe. Dans notre cas, avec plusieurs dizaines de milliers de trajets et une grille de $2^\circ \times 2^\circ$, nous n'avons pas cherché à calculer ces matrices. Afin d'estimer

la qualité de l'inversion, on définit la variance V et le χ^2 , calculés à partir du résidu $r_i = d_i - \hat{d}_k^i$ de chaque donnée i à l'itération k .

La variance indique la distance entre les données observées et celle prédites par le modèle :

$$V = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N r_i^2 \quad (4.23)$$

qui permet de calculer la réduction de variance $(V_0 - V)/V_0$, où V_0 est la variance avant inversion et V après inversion. Cet estimateur indique à quel point les données calculées à partir du modèle $g(\hat{\mathbf{m}}_k)$ ce sont rapprochées des données réelles au cours de l'inversion.

Une donnée est ajustée dans sa barre d'erreur lorsque $r_i^2/\sigma_{d_i} \leq 1$, où σ_{d_i} est l'erreur sur la donnée i . On peut alors évaluer l'ajustement des données indépendamment les unes des autres. De plus, le χ^2 indique si en moyenne les données sont ajustées dans leurs barres d'erreur :

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{r_i^2}{\sigma_{d_i}} \quad (4.24)$$

La réduction de variance et la réduction de χ^2 nous permettent d'évaluer la qualité du modèle inversé.

4.1.6 Couverture terrestre

Dans cette section, nous calculons des cartes de densité de rais qui représentent la façon dont nos données échantillonnent le manteau supérieur. La densité de rai $D(\mathbf{r})$ est calculée en sommant sur chaque trajet i en chaque point \mathbf{r} :

$$D(\mathbf{r}) = \sum_i \exp\left(-\frac{\Delta^2(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i)}{2L_{\text{corr}}^2}\right) \quad (4.25)$$

où \mathbf{r}_i est le points du trajet i le plus proche de \mathbf{r} . La longueur de corrélation L_{corr} est identique à celle utilisée lors de la régionalisation (section 4.1.2). A chaque point géographique \mathbf{r} , la contribution des rais est pondérée par une gaussienne identique à celle qui contrôle le lissage de notre modèle. $D(\mathbf{r})$ peut être vue comme une mesure du nombre de rais dans une surface de rayon L_{corr} .

4.2 Regroupement des données et sélection sur les résidus

Le nombre de données dont nous disposons s'élève à $N \simeq 350\,000$. Inverser directement ces données oblige à effectuer des calculs sur des matrices de taille allant jusqu'à $N \times N = 1,225 \times 10^{11}$, ce qui est coûteux en temps de calcul. Afin de réduire le nombre de données, nous regroupons les données redondantes. Pour cela, nous regroupons les trajets ayant des sources sismiques proches, enregistrés à la même station. Les sources sismiques sont considérées comme proches lorsqu'elles sont contenues dans un cercle de rayon 2° . On fait alors l'hypothèse que les

ondes échantillonnent la même structure entre la source et la station, et on peut régionaliser en représentant chaque groupe par une donnée échantillonnant le trajet source-station. La figure 4.2 représente l'histogramme du nombre de données dans chaque groupe que l'on a formé. A partir de 359 627 données, on forme 122 514 groupes, dont 62 789 ne contiennent en réalité qu'une seule donnée.

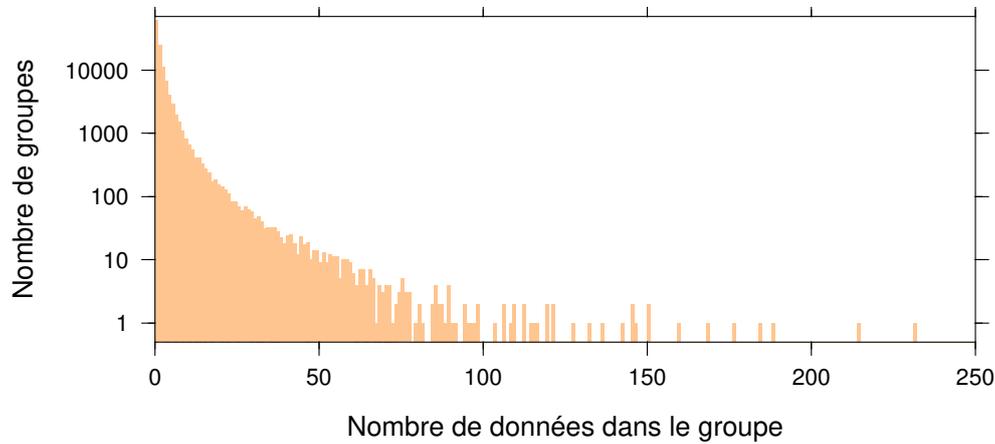


FIGURE 4.2 – Histogramme représentant le nombre de données dans chaque groupe formé par des trajets proches, c'est-à-dire dont les sources sismiques sont contenues dans un cercle de rayon 2° et enregistrés à la même station.

Pour chaque groupe, on définit la donnée $\ln(Q_{\text{gr}}^{-1})$ et l'erreur $\sigma_{d_{\text{gr}}}$. On utilise ensuite ces nouvelles données et leurs erreurs en entrée de la routine de régionalisation. Le traitement subi par les données afin d'obtenir une carte est schématisé sur la figure 4.3. Les données issues de l'inversion de forme d'ondes sont d'abord regroupées, puis inversées. Dans cette section, la régionalisation s'effectue avec une longueur de corrélation de $L_{\text{corr}} = 4^\circ$, et une erreur sur le modèle de $\sigma_m = 20\%$ du modèle *a priori*.

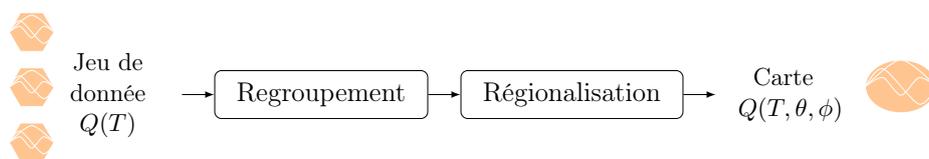


FIGURE 4.3 – Schéma du traitement effectué sur les données afin de tester l'effet du regroupement.

4.2.1 Données et erreurs

Plusieurs méthodes ont été testées. Dans un premier temps, on a sélectionné dans chaque groupe un seul trajet, sensé être le plus représentatif du groupe. Cependant, ne sélectionner qu'une seule donnée par groupe revient à ne pas utiliser une grande quantité de l'information extraite lors de l'inversion de forme d'ondes. Afin de conserver le plus d'information possible,

nous avons opté pour une approche où la nouvelle donnée qui représente le groupe est calculée à partir de toutes les données contenues dans ce groupe.

A chaque période, nous calculons la valeur moyenne des n trajets j contenus dans le groupe. On définit le facteur de qualité moyen Q_{gr} de chaque groupe par :

$$\ln(Q_{\text{gr}}^{-1}) = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \ln(Q_j^{-1}) \quad (4.26)$$

L'erreur sur les données $\sigma_{d_{\text{gr}}}$ est la même pour tous les groupes. On la définit à partir de l'écart-type sur l'ensemble des données. Si N est le nombre total de données sommées sur l'ensemble des groupes, on a :

$$\sigma_{d_{\text{gr}}} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \ln^2(Q_j^{-1}) - \left(\overline{\ln(Q^{-1})}\right)^2} \quad (4.27)$$

où $\overline{\ln(Q^{-1})}$ est la moyenne sur les données utilisées, définie par :

$$\overline{\ln(Q^{-1})} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \ln(Q_j^{-1}) \quad (4.28)$$

4.2.2 Rejet des trajets aberrants

Le regroupement des trajets nous permet d'obtenir une information supplémentaire sur la qualité des données inversées. En effet, les trajets proches sont sensés échantillonner la même structure, et les courbes d'atténuation $Q(T)$ des trajets d'un même groupe sont sensées être proches les unes des autres. Quand ces courbes d'atténuation sont différentes dans un même groupe, cela peut indiquer la présence de trajets contenant des erreurs. Notre objectif ici est donc de détecter automatiquement la présence de trajets aberrants dans un groupe afin de ne pas les prendre en compte dans le calcul final.

On ne peut distinguer un trajet aberrant que lorsqu'il y a au moins trois trajets dans le groupe. Pour chaque groupe composé d'au moins trois trajets, on calcule la moyenne $\overline{\ln Q(T_k)}$ et l'écart-type $\sigma_g(T_k)$ du groupe à chaque période k du mode fondamental et des cinq premiers harmoniques. Puis, on calcule la moyenne des variances sur l'ensemble des périodes :

$$\sigma_{\text{max}}^2 = \frac{1}{N_p} \sum_{i=1}^{N_p} \sigma_g^2(T_k) \quad (4.29)$$

où N_p est le nombre de périodes du mode fondamental et des cinq premiers harmoniques. σ_{max}^2 nous donne donc une valeur unique qui représente de l'écart-type pour le groupe. Si σ_{max}^2 est inférieur à une valeur fixée empiriquement à 3×10^{-2} , on considère que les trajets sont suffisamment proches les uns des autres pour qu'aucun trajet ne soit éliminé. Sinon, on calcule la distance entre chaque courbe d'atténuation et la courbe moyenne :

$$R_i^2 = \frac{1}{N_p} \sum_{k=1}^{N_p} \left(\ln(Q_i(T_k)) - \overline{\ln(Q(T_k))} \right)^2 \quad (4.30)$$

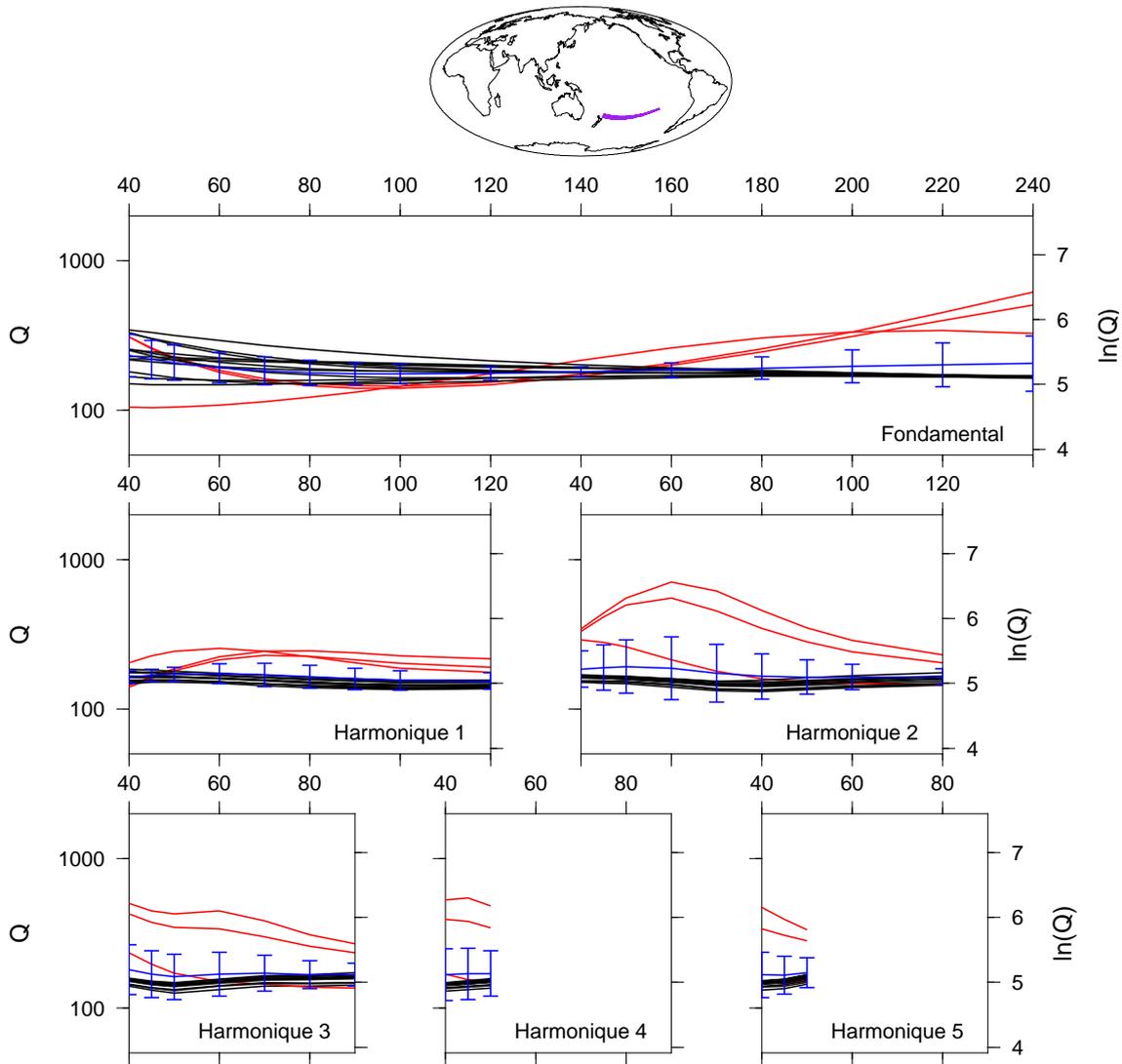


FIGURE 4.4 – Exemple d’un groupe contenant 15 trajets proches. Les trajets parcourus par les ondes sont représentés sur la carte au sommet de la figure. Pour le fondamental et les cinq premiers harmoniques, on représente les courbes de $Q(T)$ pour chaque trajet sur une échelle logarithmique. Les trois trajets en rouge sont ceux qui sont rejetés lors de la recherche de trajets aberrants. En bleu est représenté la moyenne et l’écart-type du groupe à chaque période.

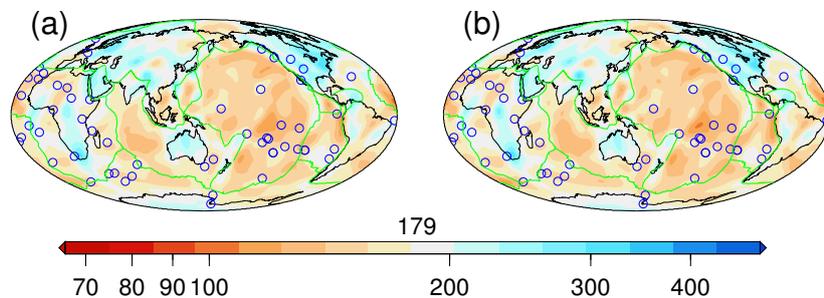


FIGURE 4.5 – Cartes à 100s de période représentant Q sur une échelle logarithmique. La valeur de Q pour chaque groupe est calculée en faisant la moyenne sur les trajets du groupe. La figure (b) est obtenue après avoir extrait les valeurs aberrantes des groupes.

Lorsque le paramètre R_i^2 du trajet i est supérieur au σ_{\max}^2 du groupe, le trajet i est considéré comme trop éloigné de la moyenne. Ce trajet aberrant est éliminé du groupe seulement si le nombre de trajets restant dans ce groupe est supérieur à 2.

La figure 4.4 représente un exemple de groupe contenant 15 trajets. Les courbes de dispersions de ces 15 trajets sont représentées pour le mode fondamental et les 5 premiers harmoniques, les trajets exclus du groupe étant indiqués en rouge.

La figure 4.5 présente les cartes obtenues après inversion lorsque les trajets sont regroupés. Sur la cartes (b), on a en plus appliqué la routine présentée ci-dessus, permettant de rejeter les trajets aberrants lors du regroupement. Les deux cartes présentent des anomalies d'atténuation similaires, et atteignent des réductions de variance proches les unes des autres ($\sim 10\%$). Ceci est vérifié sur l'ensemble des périodes que nous avons traitées, ce qui suggère que l'effet des données aberrantes reste relativement modeste.

4.2.3 Sélection sur les résidus

La régionalisation nous permet d'obtenir une information supplémentaire sur nos données. Pour chaque donnée i , on peut calculer le résidu r_i , qui est présenté dans la section 4.1.5. Le résidu donne la distance entre la donnée et le modèle. Si l'information contenue dans les données est cohérente, la variance après l'inversion diminue (équation 4.23) et la réduction de variance est grande. Cependant, nos données contiennent un bruit important, et il n'est pas possible de les ajuster toutes simultanément. Nous réalisons une première inversion et nous calculons les résidus de chaque donnée après inversion. Lorsque le résidu d'une donnée augmente, cela indique que le modèle inversé n'est pas cohérent avec cette donnée, et que celle-ci contient probablement un bruit trop important. Ces trajets sont donc écartés du jeu de données avant de réaliser une seconde inversion. Le traitement subit par les données est schématisé sur la figure 4.6. On supprime environ 50% des trajets entre la première et la seconde inversion.

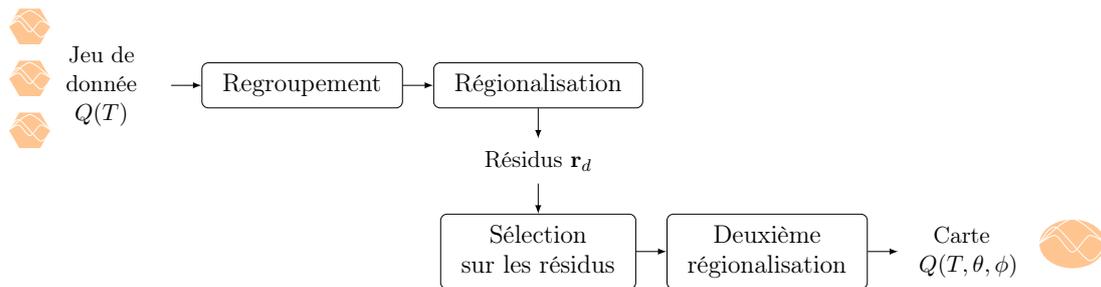


FIGURE 4.6 – Schéma du traitement effectué sur les données. On sélectionne les données sur les résidus après une première régionalisation.

La figure 4.7 représente les cartes issues des mêmes jeux de données que sur la figure 4.5 après avoir subi la sélection sur les résidus. On observe une nette amélioration de la réduction de variance, qui passe de $\sim 10\%$ à $\sim 52\%$ pour les deux cartes. On observe une ségrégation forte entre les océans fortement atténuants et les continents faiblement atténuants. A nouveau, les cartes obtenues avant et après le rejet des données aberrantes sont très proches, et les rédu-

tions de variances pratiquement identiques $\sim 52\%$. Ceci confirme l'idée que rejeter les données aberrantes n'est pas une étape indispensable. Nous avons cependant décidé de la conserver car même si les différences sont minimales, il est logique de supprimer les données qui se comportent anormalement. Nous conservons également l'inversion en deux étapes avec la sélection sur les résidus.

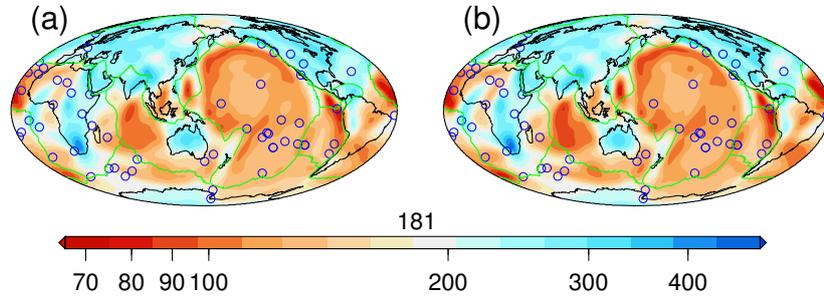


FIGURE 4.7 – Cartes à 100s de période représentant Q sur une échelle logarithmique après une sélection basée sur les résidus. La valeur de Q pour chaque groupe est calculée en faisant la moyenne sur les trajets du groupe. La figure (b) est obtenue après avoir extrait les valeurs aberrantes des groupes.

4.3 Traitement des données

4.3.1 Effet de focalisation

La prise en compte de l'effet de focalisation s'effectue avant le regroupement des données afin que celui-ci soit pris en compte lors du regroupement (figure 4.8). Dans cette section, la régionalisation s'effectue avec une longueur de corrélation de $L_{\text{corr}} = 10^\circ$, et une erreur sur le modèle de $\sigma_m = 20\%$ du modèle *a priori*.

L'effet de focalisation A_{Fi} pour le trajet i est calculé à partir de l'équation 2.6 présentée dans la section 2.2.2 du chapitre 2, à chaque période du mode fondamental et des cinq premiers harmoniques. Cette équation permet d'estimer l'effet de focalisation A_F rapidement à partir de cartes de la vitesse de phase $C(T)$ à différentes périodes dans le formalisme de Woodhouse & Wong (1986). On se place alors dans l'approximation GCRA, dans laquelle le trajet parcouru par l'onde est celui du grand-cercle entre la source et la station.

On calcule une nouvelle valeur du facteur de qualité $Q'_i(T)$ pour chaque trajet i , à chaque mode et chaque période. Pour prendre en compte l'effet de focalisation, on écrit à partir des équations 2.2 et 3.25 :

$$Q_i'^{-1}(T) = Q_{\text{wfm}i}^{-1}(T) - Q_{Fi}^{-1}(T) \quad (4.31)$$

où Q_F est défini par :

$$Q_{Fi}^{-1}(T) = -\frac{Tc_i(T)}{\pi\Delta_i} \ln(A_{Fi}(T)) \quad (4.32)$$

où $C(T)$ est la vitesse de phase à la période T et Δ_i la longueur du trajet i . Q' est alors la donnée que l'on régionalise, et qui correspond à l'atténuation dont on a retranché l'effet de la

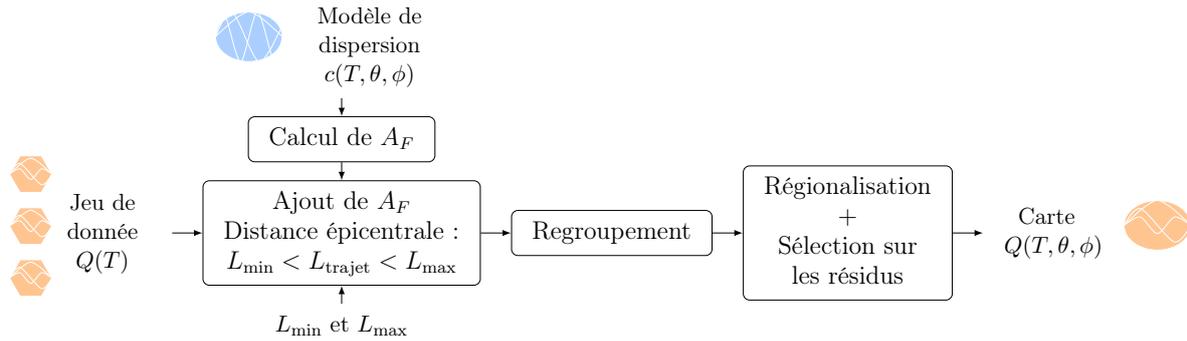


FIGURE 4.8 – Schéma du traitement effectué sur les données pour tester l’ajout de l’effet de focalisation. Les valeurs de L_{\min} et L_{\max} choisis sont de 0° et 110° .

focalisation. Par ailleurs, le calcul de A_F nécessite l’utilisation d’un modèle de vitesse. Dans un premier temps, nous avons utilisé le modèle de dispersion de Durand et al. (2015).

Dalton et al. (2014) indiquent que l’estimation de A_F via la méthode de Woodhouse & Wong (1986) fournit de bonnes estimations de A_F lorsque la longueur angulaire des trajets se situe entre 70° et 110° . Ils observent que l’effet de focalisation est sous-estimé pour les trajets de longueur inférieure à 70° , et peut être fortement sur-estimé pour les trajets de longueur supérieure à 110° (voir la figure 11(a) dans Dalton et al. (2014)). Pour vérifier l’impact des trajets de longueur inférieure à 70° , on effectue la régionalisation sur deux jeux de données presque identiques. Le premier jeu de données contient uniquement les trajets de longueur inférieure à 110° , le second contient uniquement les trajets dont la longueur est comprise entre 70° et 110° . Sur la figure 4.9 sont représentées les cartes obtenues en régionalisant ces deux jeux de données à 100 s de période, ainsi que les densités de rais correspondantes (le calcul de la densité de rais est présenté dans la section 4.1.6). Dans le deuxième cas, où les trajets de longueur inférieure à 70° ont été retirés, la couverture terrestre du jeu de donnée est plus faible dans l’hémisphère sud, notamment dans l’océan Pacifique, où les variations de l’atténuation sont moindres. Les deux cartes présentent des différences ponctuelles de courte échelle, par exemple sur le continent Eurasien. Les trajets courts ont l’avantage de mieux contraindre ces hétérogénéités à plus courtes échelle. Par ailleurs, la réduction de variance est plus élevée lorsque les trajets courts sont conservés, alors que le nombre de trajets augmente significativement (figure 4.9). Dalton et al. (2014) observent que l’erreur sur A_F est faible pour les trajets de longueur inférieure à 70° . Nous choisissons donc dans la suite de retenir ces données afin de conserver une bonne couverture de la Terre, particulièrement dans les régions océaniques.

Dans l’article présenté au chapitre 5, nous calculons l’effet de focalisation à partir du modèle de dispersion de Durand et al. (2015). L’effet de ces corrections peut être visualisé sur la figure 5.14, en annexe de l’article, sur laquelle nous présentons les cartes pour deux jeux de données contenant les mêmes trajets, l’un étant non-corrigé et l’autre corrigé de l’effet de la focalisation. Ces cartes sont obtenues après avoir appliqué une sélection supplémentaire basée sur le mécanisme au foyer, que nous introduisons dans la section 4.3.2. Les cartes corrigées de l’effet de focalisation atteignent des réductions de variances plus élevées que les cartes non-corrigées, et

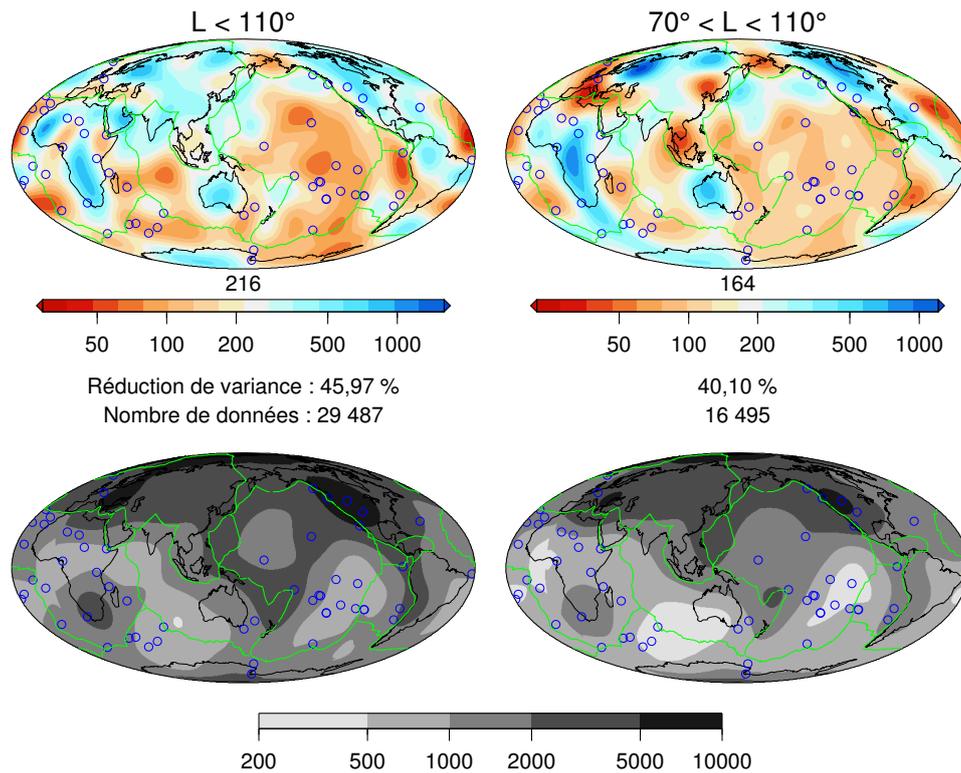


FIGURE 4.9 – Haut : Cartes de l’atténuation à 100s de période issues de la régionalisation de deux jeux de données dont les trajets sont de longueur inférieure à 110° , et de de longueur supérieure à 70° pour la carte de droite. Bas : Représentation de la densité de trajet pour les deux cartes en haut. La longueur de corrélation utilisée est de 10° .

ce d’autant plus que la période est importante, comme l’indique la table 4.1.

TABLE 4.1 – Comparaison des réductions de variance entre des cartes non-corrigées et corrigées de l’effet de focalisation.

Période (s)	Non-corrigées	Corrigées
50	47,19	43,42
100	44,75	45,97
140	33,84	44,86
200	7,14	36,42
240	15,16	32,88

On souhaite à présent vérifier l’impact du modèle de vitesse utilisé pour estimer l’effet de focalisation. Les cartes présentée sur la figure 5.14 ont été corrigées du focusing avec le modèle de vitesse de phase de Durand et al. (2015) qui présente une meilleure résolution latérale que notre modèle d’atténuation (Durand et al., 2015, inverse 534 000 courbes de dispersion avec une longueur de corrélation de 4° , alors que notre modèle d’atténuation est contraint par $\sim 30\,000$ trajets inversés avec une longueur de corrélation de 10°).

On construit un modèle de vitesse en utilisant la même densité de rais que notre modèle d’atténuation, avec une longueur de corrélation, notée L_{vitesse} que l’on va faire varier. Ce modèle est construit à partir des courbes de dispersion $C(T)$ des ondes de Rayleigh obtenues lors de

l'inversion de forme d'onde (voir le chapitre 3), et est régionalisé avec la méthode d'inversion décrite par Durand et al. (2015). Comme pour nos inversions en atténuation, l'erreur *a priori* sur les données est constante, égale à l'écart-type du jeu de données en vitesse. Les modèles obtenus grâce à cette méthode sont très proche du modèle de Durand et al. (2015) entre 50 et 200 s de période. La corrélation globale entre Durand et al. (2015) et le modèle de vitesse obtenu avec $L_{\text{vitesse}} = 4^\circ$ est en moyenne de 93,4% dans cet intervalle de période. La corrélation globale est alors calculée en harmonique sphérique jusqu'au degré 45 qui correspond à la longueur de corrélation de 4° . En pratique, calculer l'effet de focalisation avec l'un ou l'autre de ces modèles donne le même résultat sur les cartes d'atténuation.

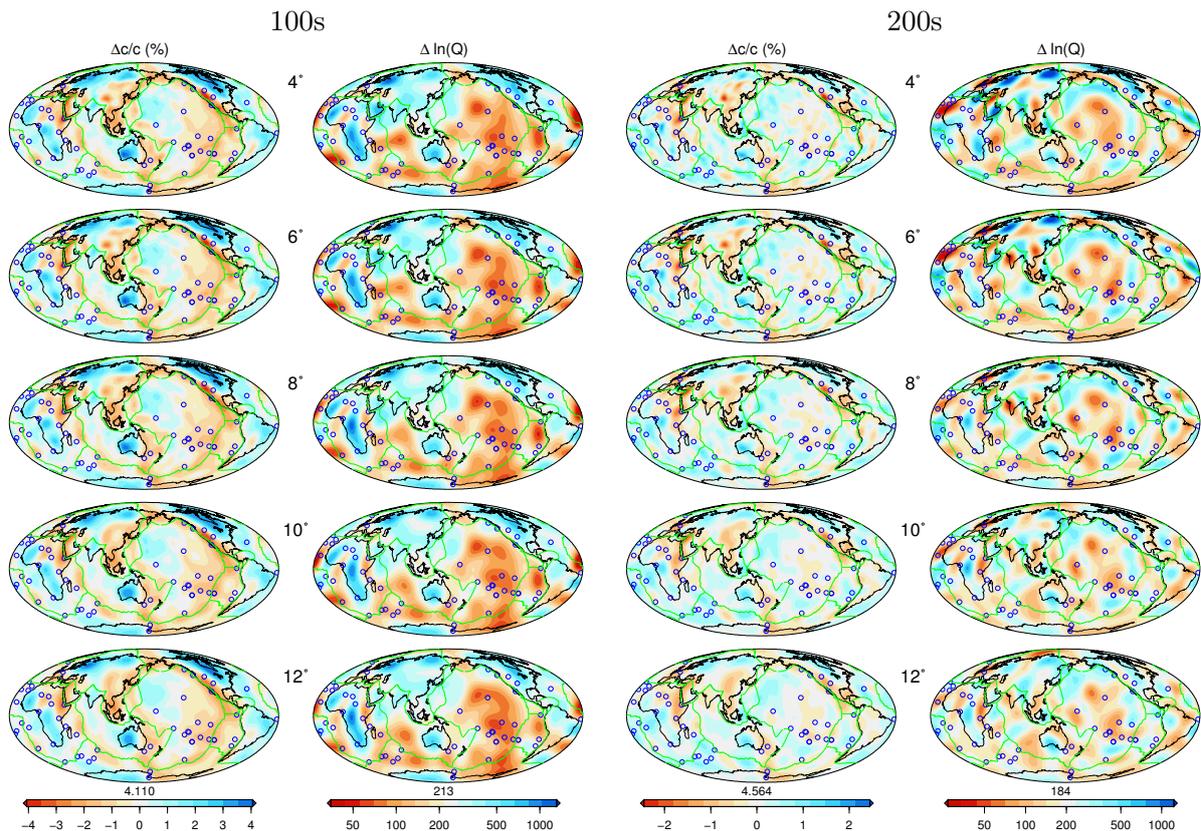


FIGURE 4.10 – Cartes de dispersion (à gauche) et d'atténuation (à droite) à 100 et 200s. La longueur de corrélation indiquée est celle du modèle de vitesse L_{vitesse} . Les cartes d'atténuations sont obtenues après avoir corrigé l'effet de la focalisation à partir des modèles de vitesse à gauche de celle-ci.

Lorsque l'on augmente L_{vitesse} , on retrouve principalement les structures à grande échelle présentes dans le modèle Durand et al. (2015). C'est pourquoi on souhaite observer l'impact de la longueur de corrélation du modèle de vitesse L_{vitesse} sur le modèle d'atténuation. La figure 4.10 présente, pour 100 et 200 s, les modèles de vitesse ayant des longueurs de corrélation L_{vitesse} de 4, 6, 8, 10 et 12° ainsi que les modèles d'atténuation retrouvés après avoir corrigé de l'effet de focalisation à partir de ces modèles de vitesse. Le modèle d'atténuation est toujours régionalisé avec une longueur de corrélation latérale fixe de $L_{\text{corr}} = 10^\circ$. La table 4.2 présente de plus les

réductions de variance obtenues lors de la régionalisation de l'atténuation.

TABLE 4.2 – Réductions de variance (%) obtenue lors de la régionalisation de l'atténuation(avec une longueur de corrélation $L_{\text{corr}} = 10^\circ$) en fonction de la longueur de corrélation L_{vitesse} du modèle de vitesse qui a servi à calculer l'effet de la focalisation.

L_{vitesse}	100s	200s
4°	45,01	36,23
6°	47,03	37,33
8°	49,26	37,60
10°	50,92	38,24
12°	51,36	35,39

On observe une augmentation de la réduction de variance lorsque la longueur de corrélation du modèle de vitesse L_{vitesse} se rapproche de la longueur de corrélation du modèle d'atténuation $L_{\text{corr}} = 10^\circ$. A 100 s, les différences entre les modèles d'atténuation ne sont pas évidentes. Cependant, sur les modèles à 200 s, on observe que l'arc de faible atténuation situé au nord de l'océan Pacifique est moins marqué lorsque L_{vitesse} augmente. Les structures de forte atténuation semblent se séparer les unes des autres pour former trois structures qui correspondent aux localisations des points chauds. On observe de plus une diminution de l'amplitude des variations lorsque la longueur de corrélation du modèle de vitesse augmente.

Intuitivement, l'utilisation d'un modèle de vitesse mieux résolu, comme le modèle de dispersion de Durand et al. (2015), devrait permettre une meilleure estimation de l'effet de focalisation. Cependant, les petites structures contenues dans les modèles de vitesse sont connues avec moins de précision que les structures larges. Le bruit contenu dans le modèle de vitesse se répercute sans doute sur l'estimation de l'effet de focalisation. Il devient alors pertinent d'utiliser un modèle de vitesse plus lisse. Cependant, cette expérience ayant été effectuée à la fin de cette thèse, l'estimation de l'effet de focalisation est par la suite basée sur le modèle de dispersion de Durand et al. (2015). La figure 4.10 montre que le choix d'un modèle de vitesse plus lisse ne change pas fondamentalement l'interprétation de nos résultats.

4.3.2 Sensibilité à la source

La source sismique est une source importante d'erreur sur l'estimation de l'atténuation le long du trajet. En effet, l'atténuation le long du trajet est estimée en comparant l'amplitude à la station avec l'amplitude à la source. Une mauvaise estimation de l'amplitude à la source a donc un effet direct sur la mesure de l'atténuation.

On cherche d'abord à écarter les trajets dont l'amplitude à la source A_S est fortement perturbée par une faible erreur dans l'orientation du diagramme de radiation (voir la figure 2.7). C'est notamment le cas lorsque l'azimut du trajet est proche de l'axe de l'un des plans nodaux. Pour cela, on définit une fonction de sensibilité à la source, calculée pour chaque période T dans l'azimut du trajet ψ :

$$S(T, \psi) = \max_{|\Delta\psi| \leq 20^\circ} \left[\frac{|A_S(T, \psi) - A_S(T, \psi + \Delta\psi)|}{A_S(T, \psi)} \right] \quad (4.33)$$

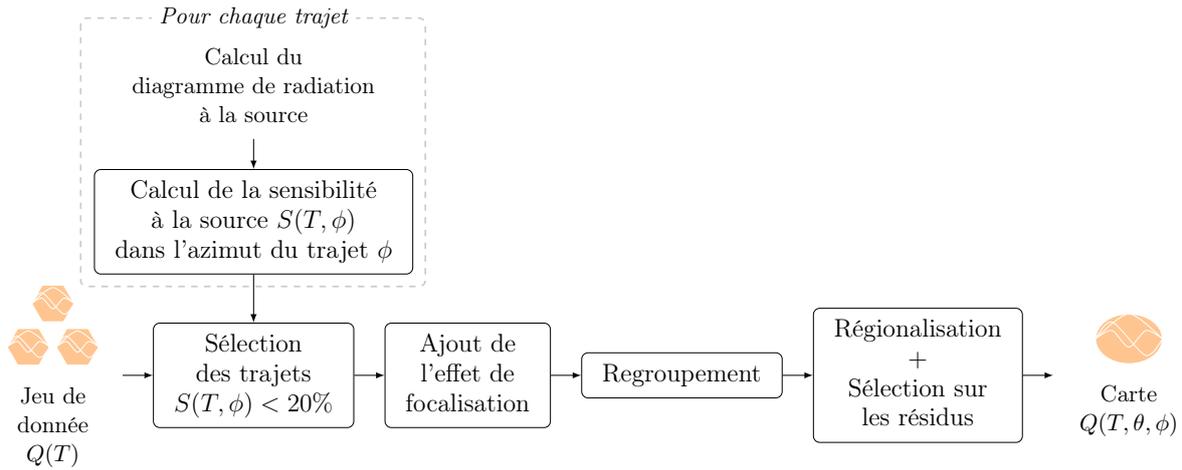


FIGURE 4.11 – Schéma du traitement effectué sur les données pour prendre en compte l'incertitude sur l'amplitude à la source.

où $A_S(T, \psi)$ est l'amplitude à la source à la période T dans l'azimut ψ . Si $S(T, \psi)$ est supérieur à 20% dans l'intervalle $|\Delta\psi| \leq 20^\circ$, alors on considère que la variation de l'excitation à la source autour de l'azimut du trajet est trop importante et on rejette la donnée correspondante. Cette sélection permet d'écarter les données dont l'azimut du trajet est proche d'un plan nodal.

Le traitement effectué sur le jeu de données est résumé sur la figure 4.11. La figure 4.12 présente l'effet de cette sélection sur des cartes d'atténuation à 50, 100 et 200 s de période. Le premier jeu de cartes est issu de la régionalisation d'un jeu de données n'ayant pas subi de sélection sur la sensibilité à la source, et le second d'un jeu de données ayant subi cette sélection.

Les deux cartes présentent des hétérogénéités assez similaires. Cependant, à 50 et 100 s de période, les anomalies dans le Pacifique sud ont une amplitude un peu plus faible après sélection à la source. La réduction de variance augmente faiblement lorsque l'on effectue la sélection sur la sensibilité à la source (elle passe de 41,59% à 43,42% à 50s de période, de 45,05% à 45,97% à 100s et de 31,19% à 36,42% à 200s). Il peut paraître surprenant que l'effet de la sensibilité à la source soit relativement modérée sur les cartes. Il faut garder en tête que le fait qu'avoir $S(T, \psi) \geq 20\%$ signifie que l'erreur est importante si l'orientation de mécanisme est mal déterminée, ce qui n'est pas forcément le cas. De plus, nous avons dans la section 3.5.2 rejeté tous les trajets ne vérifiant pas $1/2 < R_{\text{fact}} < 2$, avec $R_{\text{fact}} = A_{\text{synth}}/A_{\text{réel}}$, où A_{synth} est l'amplitude du sismogramme initial synthétique et $A_{\text{réel}}$ celle du sismogramme réel (R_{fact} est introduit dans la section 3.3.1). Ce critère a probablement contribué à écarter les trajets les plus susceptibles d'être affectés par une erreur sur la source. Nous avons choisi de conserver la sélection sur la sensibilité à la source dans la suite de cette thèse. Les résultats obtenus après cette dernière sélection sont ceux que l'on présente dans l'article du chapitre 5.

4.3.3 Moment sismique

Dans cette section, on s'intéresse à l'information apportée par l'inversion du moment sismique lors de l'inversion de forme d'ondes. En effet, si le moment sismique inversé est très

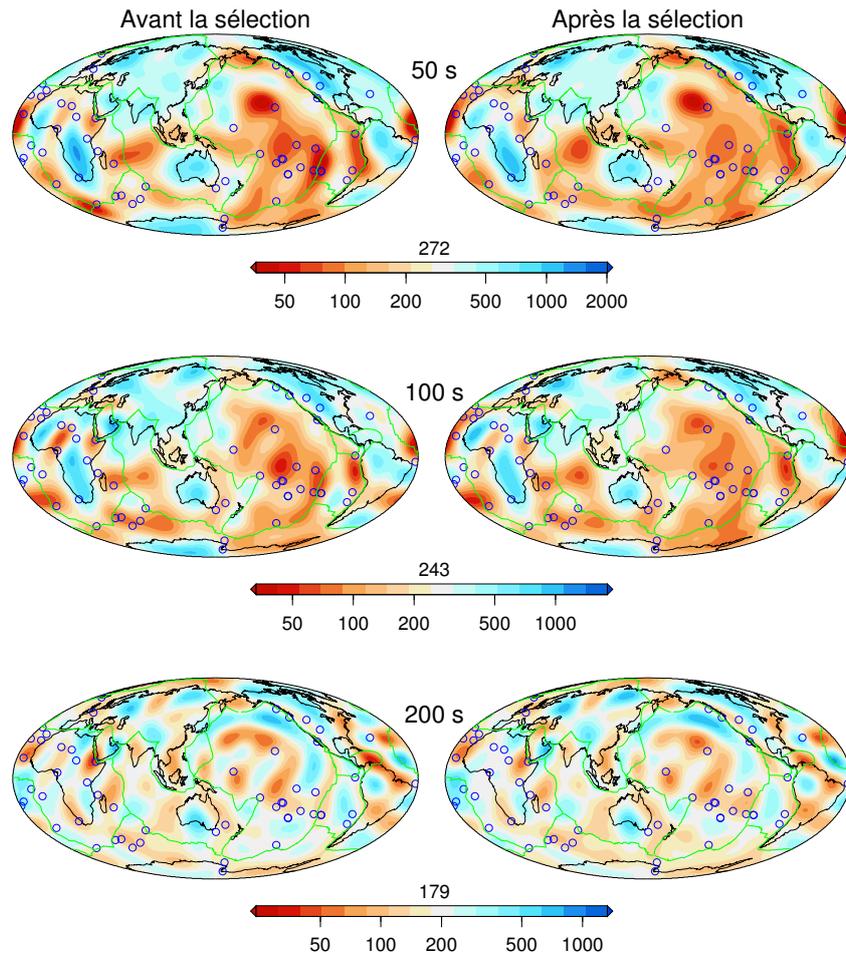


FIGURE 4.12 – Cartes de l’atténuation obtenues sans sélectionner les trajets sur la sensibilité à la source (à gauche) et en les sélectionnant (à droite).

différent du moment sismique initial, cela peut provenir d’une mauvaise estimation du moment sismique initial, d’une mauvaise connaissance de l’instrument (valeur erronée de la constante instrumentale), voir d’un couplage avec le facteur de qualité.

Soit M_i le moment sismique du séisme i donné par le catalogue CMT, et M_i^j la valeur du moment sismique obtenue lors de l’inversion de forme d’ondes pour ce séisme enregistré à la station j . On calcule pour chaque couple séisme-station (i, j) la variation du moment sismique :

$$V_i^j = \frac{M_i^j - M_i}{M_i} \quad (4.34)$$

Ainsi, plus la valeur de V_i^j est proche de zéro, plus les moments sismiques avant et après l’inversion de forme d’ondes sont proches. Si V_i^j est proche de zéro, on peut penser que l’estimation du moment sismique avant inversion est correcte.

4.3.3.1 Sélection de séismes pour lesquels M_0 est susceptible d'être mal connu

Dans un premier temps, on s'intéresse aux séismes enregistrés à plusieurs stations. On recherche les événements pour lesquels on observe une perturbation de M_0 à toutes les stations, ce qui indique une erreur dans l'estimation du moment initial. L'ensemble des trajets provenant du séisme i forme un groupe, pour lequel on calcule la variation moyenne du moment sismique :

$$\bar{V}_i = \frac{1}{n_i} \sum_{j=1}^{n_i} V_i^j \quad (4.35)$$

ou n_i est le nombre de trajets séisme-station provenant du séisme i .

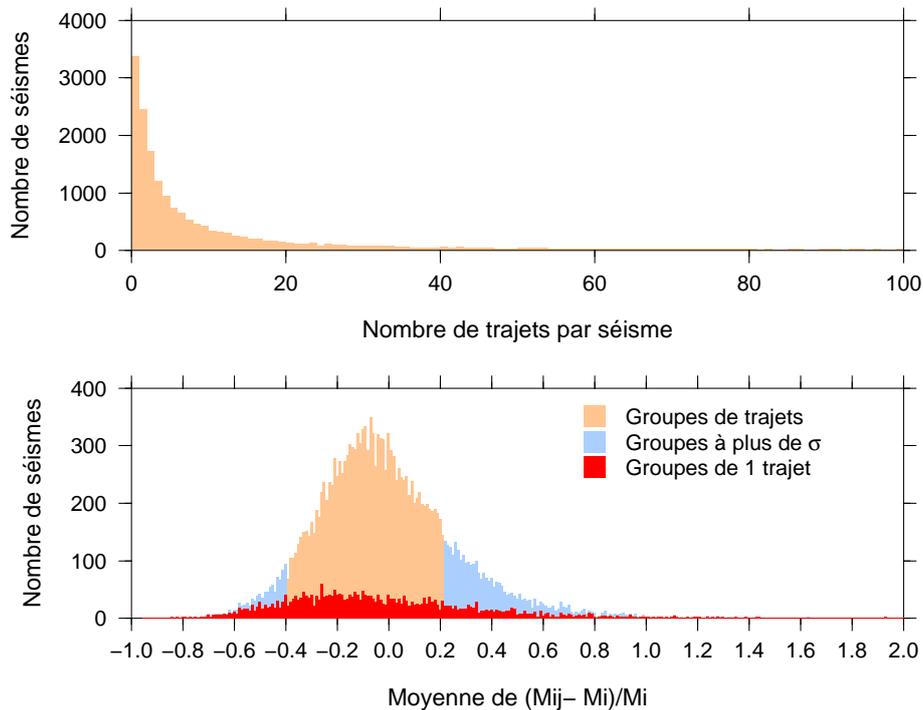


FIGURE 4.13 – Histogrammes du nombre de trajets séisme-station pour chaque séisme (haut) et de la variation moyenne du moment sismique pour chaque séisme \bar{V}_i (bas). En bleu sont représentés les groupes dont la variation est à plus d'un écart-type σ de la moyenne, et en rouge les groupes contenant un seul trajet.

Sur la figure 4.13 sont représentés l'histogramme du nombre de trajets par séismes, ainsi que l'histogramme de la variation moyenne du moment sismique pour chaque séisme. Environ 17,5% des 19 216 séismes ne sont liés qu'à un seul trajet. Les groupes de plus de un trajet se répartissent selon une distribution assez proche d'une gaussienne dont la moyenne est $-9,65\%$ et l'écart-type $30,47\%$. Cette moyenne indique que le moment sismique donné par le catalogue CMT est le plus souvent surestimé par rapport à la valeur que nous obtenons après inversion. Pour déterminer la source d'un tel biais, une analyse plus approfondie est nécessaire. Cependant, on cherche seulement ici à analyser l'impact d'une mauvaise estimation du moment sismique sur notre modélisation. Pour cela, on sélectionne les 2 816 séismes, reliés en tout à 18 216 trajets,

pour lesquels la variation moyenne du moment sismique est à plus d'un écart-type de la moyenne. On retirera les données correspondant aux trajets associés à ces séismes de notre jeu de données dans la section 4.3.3.3 pour tester leur influence sur le modèle.

4.3.3.2 Sélection de stations pour lesquelles une erreur instrumentale est possible

De la même façon, on s'intéresse aux stations enregistrant plusieurs séismes. On cherche un biais systématique à une station, qui indiquerait une erreur de la constante instrumentale. L'ensemble des trajets enregistrés à la station j forme alors un groupe, pour lequel on calcule la variation moyenne du moment sismique :

$$\bar{V}^j = \frac{1}{m_j} \sum_{i=1}^{m_j} V_i^j \quad (4.36)$$

ou m_j est le nombre de trajets séisme-station enregistrés à la station j . On considère qu'une station qui a subi une modification de ses instruments ou un réglage est différente de la station avant cette modification. Une seule station peut donc former plusieurs groupes. Cela permet d'isoler les intervalles de temps durant lesquels la station a pu être mal réglée.

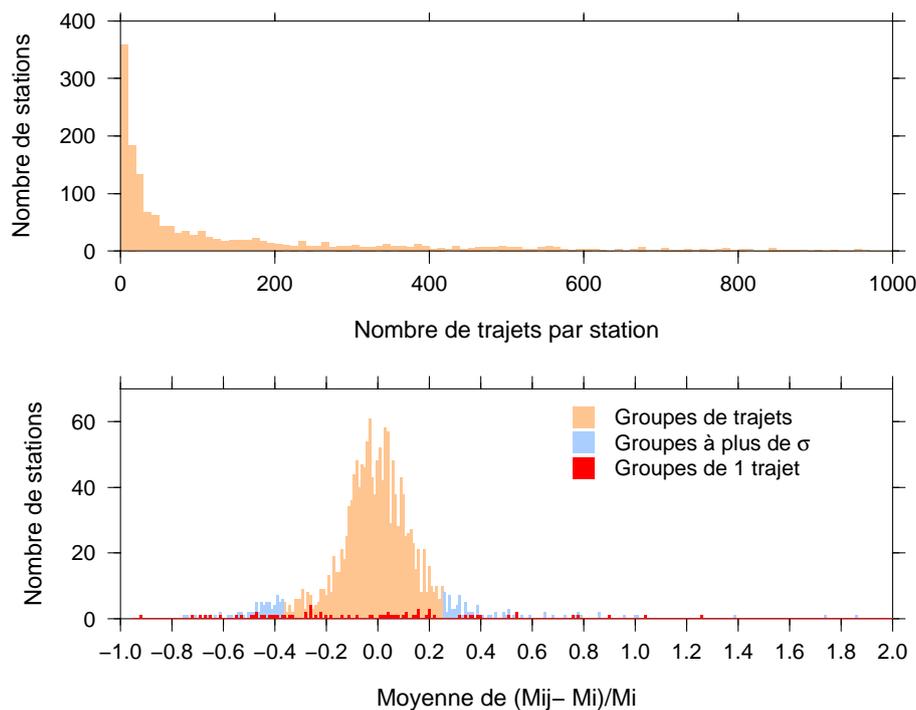


FIGURE 4.14 – Histogrammes du nombre de trajets séisme-station pour chaque station (haut) et de la variation moyenne du moment sismique pour chaque station \bar{V}_i (bas). En bleu sont représentés les groupes dont la variation est à plus d'un écart-type σ de la moyenne, et en rouge les groupes contenant un seul trajet.

Sur la figure 4.14 sont représentés l'histogramme du nombre de trajets par station et l'histogramme de la variation moyenne du moments sismique pour chaque station. On trouve 4,4% des 1 697 stations qui n'enregistrent qu'un seul trajet. Les groupes de plus de un trajet se ré-

partissent selon une distribution assez proche d'une gaussienne dont la moyenne est $-5,61\%$ et l'écart-type $30,95\%$. Parmi ces groupes on extrait parmi les groupes de plus de un trajet les stations pour lesquels la variation moyenne du moment sismique est à plus d'un écart-type σ de la moyenne. 110 stations reliées à 1 597 trajets sont ainsi sélectionnées.

4.3.3.3 Impact des séismes et stations potentiellement suspects

Ces tests ayant été effectués après que de l'article présenté au chapitre suivant soit accepté, notre objectif est simplement de vérifier que les trajets sélectionnés n'ont qu'un impact faible sur QADR17, notre modèle tomographique préféré. Dans le jeu de données final, qui nous a permis de construire QADR17 :

- 4,0% des trajets sont reliés à un des séismes dont la magnitude est potentiellement erronée, qui ont un impact sur 3,7% des groupes ;
- 0,6% des trajets sont reliés à une des stations dont le gain est potentiellement suspect, qui ont un impact sur 0,8% des groupes.

Les critères utilisés pour sélectionner les données qui ont permis de construire QADR17 suffisent donc à rejeter la très grande majorité des trajets susceptibles d'être affectés par une mauvaise connaissance de M_0 initial ou de la constante instrumentale.

Pour s'assurer que ces trajets qui persistent dans notre jeu de données n'influencent pas l'inversion, on effectue une régionalisation en les supprimant. Le résultat de cette inversion est présenté sur la figure 4.15 pour trois périodes du mode fondamental. A chaque période, les cartes ne peuvent pas être distinguées à l'oeil nu, et les régionalisations obtiennent des réductions de variance très proches les unes des autres. On en conclut que les quelques trajets restant pour lesquels une erreur instrumentale ou sur la connaissance M_0 est possible ont un impact faible sur QADR17, qui est présenté dans le chapitre suivant.

4.4 Résultat

Le traitement des données et leur sélection en vue de construire QADR17 est présenté sur la figure 4.11. Il nous permet d'obtenir pour chaque mode et chaque période une carte d'atténuation $Q(T, \theta, \phi)$, dont les cartes sont représentées sur les figures B.1 et B.2 de l'annexe B.

Dans le chapitre suivant, le modèle d'atténuation du mode fondamental des ondes de Rayleigh QADR17 est présenté sous la forme d'un article accepté par le *Geophysical Journal International*. Seules les cartes du fondamental y sont présentées puisque les cartes des modes harmoniques sont plus difficiles à interpréter. En effet, les modes harmoniques ont une sensibilité plus complexe que le mode fondamental qui couvre souvent de plus larges profondeurs (voir la figure 1.3). Par exemple, le cinquième harmonique est très sensible à la croûte mais aussi à la zone de transition, ce qui rend son interprétation plus complexe.

Certains des tests que nous avons présentés dans ce chapitre ont été effectués après l'acceptation de l'article, mais ils n'influent que faiblement sur le modèle final et n'en modifient pas

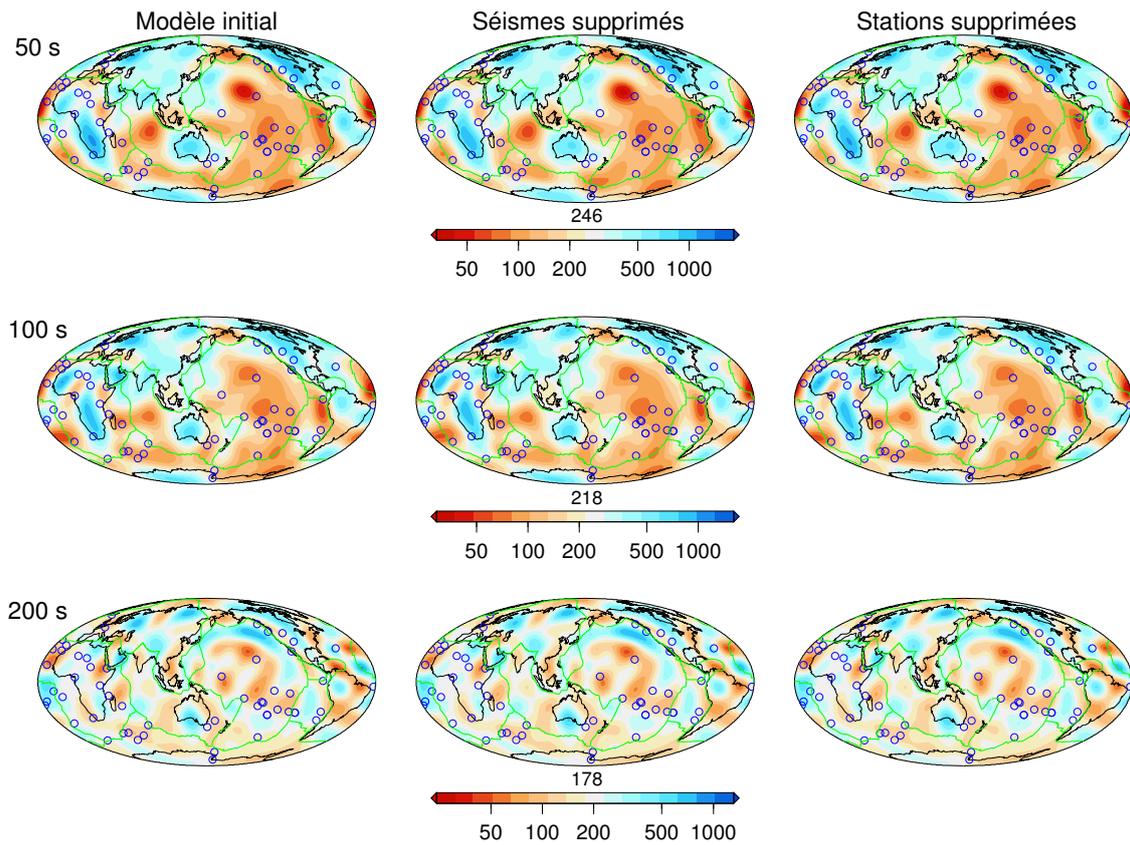


FIGURE 4.15 – Cartes de l’atténuation obtenues pour notre modèle préféré (à gauche), en supprimant les trajets correspondants aux séismes pour lesquels la variation moyenne du moment sismique est à plus d’un écart-type σ de la moyenne (au centre), et en supprimant les trajets qui répondent au même critère sur les stations.

l’interprétation. L’article contient de plus les résultats des tests synthétiques, les comparaisons avec d’autres modèles d’atténuation ainsi qu’avec les modèles de vitesse.

Modèle d'atténuation des ondes de Rayleigh



Seismic Evidence for Broad Attenuation Anomalies in the Asthenosphere beneath the Pacific ocean.

Adenis, A., E. Debayle, and Y. Ricard (2017), Seismic evidence for broad attenuation anomalies in the asthenosphere beneath the pacific ocean, *Geophys. J. Int.*, 209(3), 1677–1698. doi:10.1029/2000GL011389.

Abstract We present QADR17, a global model of Rayleigh-wave attenuation based on a massive surface wave dataset (372 629 frequency dependent attenuation curves in the period range 50–260 s). We correct for focusing-defocusing effects and geometrical spreading, and perform a stringent selection to only keep robust observations. Then, data with close epicentres recorded at the same station are clustered, as they sample the same Earth's structure. After this pre-selection, our dataset consists of about 35 000 curves that constrain the Rayleigh-wave intrinsic attenuation in the upper mantle. The logarithms of the attenuation along the individual rays are then inverted to obtain global maps of the logarithm of the local attenuation. After a first inversion, outliers are rejected and a second inversion yields a variance reduction of about 45%. Our attenuation maps present strong agreement with surface tectonics at periods lower than 200 s, with low attenuation under continents and high attenuation under oceans. Over oceans, attenuation decreases with

increasing crustal ages, but at periods sensitive to the uppermost 150 km, mid-ocean ridges are not characterized by a very localized anomaly, in contrast to what is commonly observed for seismic velocity models. Attenuation is rather well correlated with hotspots, especially in the Pacific ocean, where a strong attenuating anomaly is observed in the long wavelength component of our signal at periods sampling the oceanic asthenosphere. We suggest that this anomaly results from the horizontal spreading of several thermal plumes within the asthenosphere. Strong velocity reductions associated with high attenuation anomalies of moderate amplitudes beneath the East Pacific Rise, the Red Sea and the eastern part of Asia may require additional mechanisms, such as partial melting.

Keyword: Seismic tomography; Seismic attenuation; Surface waves and free oscillations; Pacific Ocean; Composition of the mantle.

5.1 Introduction

Most global tomographic studies of the upper mantle focus on the 3-D distribution of seismic velocities. These studies are generally based on surface waves, which provide global coverage of the upper mantle and have a strong sensitivity to the shear wave (S -wave) velocity. Over the last decade, there have been important improvements in mapping 3-D shear-velocity heterogeneities of the upper mantle (e.g. Ritsema et al., 2011; Debayle et al., 2016). Recent global S -wave tomographic models are obtained from the inversion of massive data sets and show robust patterns, especially in the top of the upper mantle where they agree for horizontal wavelengths smaller than 1000 km (Meschede & Romanowicz, 2015; Debayle et al., 2016). However, the Earth's mantle does not behave as a perfectly elastic body and it is in principle possible to extract information on its anelastic properties from the decay of the amplitude of seismic waves.

Such attenuation studies are difficult, because the wave amplitude is influenced by a number of mechanisms. It is affected by uncertainties in the source excitation (Um & Dahlen, 1992) including the scalar seismic moment M_0 , by the geometrical spreading of the wave front, by propagation effects such as focusing and defocusing (Lay & Kanamori, 1985; Woodhouse & Wong, 1986), by short wavelength scattering (e.g. Ricard et al., 2014), by local site response and by the calibration of the measuring devices (Dalton et al., 2014). Amplitude is also affected by various intrinsic anelastic mechanisms converting elastic energy into heat, mechanisms such as interaction of the waves with phase changes (Durand et al., 2012), with crystal dislocations or with partial melting among other mechanisms (see Jackson (2007) for a review). Attenuation studies aim to correct the measured amplitudes from all the elastic effects, in order to obtain the intrinsic attenuation. Because of the difficulties of measurements and of the numerous mechanisms that need to be accounted for, less work has been done on attenuation than on velocity, and the agreement between recent global S -wave attenuation models is limited to very long wavelengths, greater than ~ 5000 km (Dalton et al., 2008; Selby & Woodhouse, 2002; Gung & Romanowicz, 2004).

Attenuation and velocity have different sensitivities to the physical properties of the Earth such as temperature, composition, and the presence of partial melt or water content. Improving our knowledge of attenuation would bring information complementary to velocity about Earth's interior. Furthermore, seismic velocities are affected by dispersion effects caused by attenuation, and a precise knowledge of the attenuation would improve the resolution of the velocity structure of the Earth (Romanowicz, 1990; Karato, 1993).

Most surface-wave attenuation studies are based on Rayleigh-wave amplitudes. As shown in Fig. 5.1, the fundamental mode of Rayleigh wave for periods up to 250 s provides sensitivity to the whole upper mantle. This sensitivity can be improved by including overtones in the modeling (Gung & Romanowicz, 2004). In previous surface-wave studies, the attenuation is generally found to be coherent with large-scale surface tectonics down to about 200–250 km depth, with low attenuation beneath continents and high attenuation under oceans. Some studies (Ma et al., 2016; Dalton et al., 2008; Dalton & Ekström, 2006; Billien et al., 2000) suggest a good correlation with the velocity models. Ma et al. (2016), Dalton et al. (2008) and Warren & Shearer (2002) find a strong dependence on sea-floor age whereas Gung & Romanowicz (2004) and Romanowicz (1995) observe high-attenuation anomalies under the southern Pacific and Africa, correlated with the hotspot distribution. Below 200–250 km, a change in the pattern is observed: high-attenuation regions are found under the southeastern Pacific and beneath eastern Africa and low-attenuation regions seem to be associated with subduction zones.

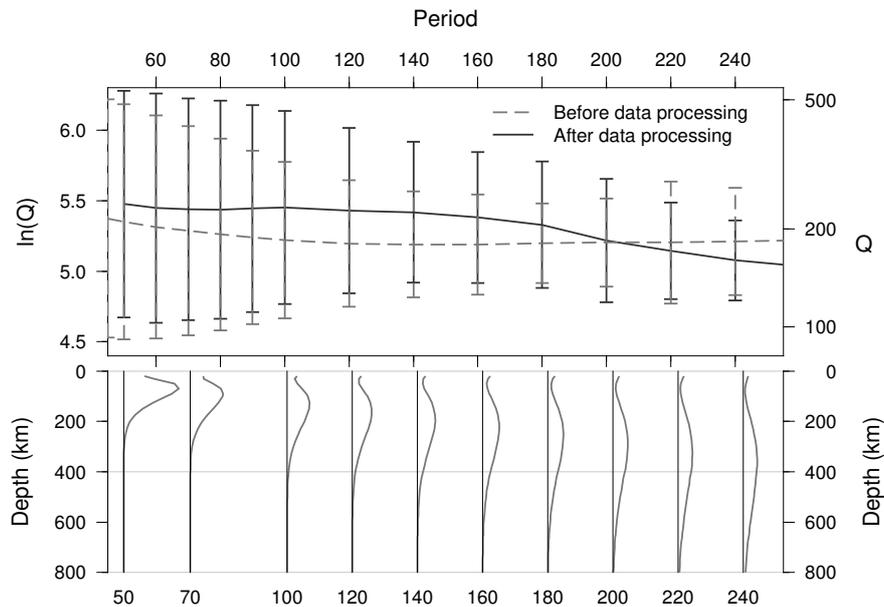


Figure 5.1 – Up: average $\ln(Q)$ curves of the entire dataset, with the root-mean-square deviation represented as error bar. Dashed curve corresponds to the average of the 372 629 $\ln(Q_i)$ measurements before pre-processing while the continuous line is the average of the selected measurements used for the construction of the final model (between 25 971 and 33 180 paths). Bottom: radial sensitivity kernel of $\ln(Q)$ with respect to shear attenuation for Rayleigh-wave fundamental model.

In this study we map upper-mantle Rayleigh-wave attenuation at global scale using a dataset

of 372 629 attenuation curves measured by Debayle & Ricard (2012). This dataset, which has never been used in an attenuation study, provides global coverage with a large redundancy. We have made a major effort to reject measurements that are likely to be affected by mechanisms that are not accounted for in our modeling. We also correct measurements for focusing-defocusing and exploit the large redundancy of our dataset to minimize errors. Our final Rayleigh-wave attenuation model presents a strong correlation with surface tectonics, (high-attenuating oceans and low-attenuating continents), and a decrease of attenuation with the age of the ocean floor. We show that mid-ocean ridges are less prominent than in velocity models and that attenuating regions are located around hotspot in oceanic regions. A high-attenuation anomaly is found in the middle of the Pacific in the period range 50–100 s, this anomaly is not observed in velocity models. We suggest that attenuation and velocity models are compatible with a thermal anomaly in the central Pacific resulting from several plumes, and with the presence of partial melt beneath the East Pacific Rise, the Red Sea and the eastern part of Asia.

5.2 Data and method

The attenuation model is built using a two-step procedure. The first step provides a set of path-average attenuation curves and is summarized in section 5.2.1. An important pre-processing is made in order to remove attenuating effects other than the intrinsic attenuation from our measurements. This pre-processing is described in section 5.2.2. The last step, presented in section 5.2.3, involves the regionalization of the attenuation curves by a modified version of the continuous regionalization approach used previously for velocities (Montagner, 1986; Ricard et al., 1996; Debayle & Sambridge, 2004).

5.2.1 Data

Our dataset consists of 372 629 attenuation curves for the fundamental mode of Rayleigh waves measured by Debayle & Ricard (2012) from the automation of a waveform inversion approach initially developed by Cara & Lévêque (1987). We summarize here their approach for extracting an attenuation curve from a Rayleigh-wave seismogram and refer to sections 2, 3 and 4.1 of Debayle & Ricard (2012) for a detailed description. This waveform inversion is applied to every single seismogram.

First, a synthetic seismogram is calculated for the epicentre-station path corresponding to the recorded waveform. This synthetic is computed in a 1-D model which includes a path-averaged crust structure estimated from 3SMAC (Nataf & Ricard, 1996) and a radially anisotropic mantle, close to PREM (Dziewonski & Anderson, 1981). Debayle & Ricard (2012) noted that the attenuating layer located between 80 km and 200 km depths in PREM is not adapted to continental paths for which the attenuating layer is less pronounced or located deeper. For this reason, they replace as a starting model, the quality factor $Q_\mu(z)$ of PREM in the whole upper mantle by the uniform value of 200. Fig. 2 of Debayle & Ricard (2012) displays their starting model. Phase velocities are corrected from physical dispersion using Kanamori & Anderson

(1977) assuming a reference period of 100 s.

Second, the difference between the synthetic seismogram and the actual waveform is inverted for a set of fundamental and higher modes dispersion $c(T)$ and attenuation curves $Q(T)$, where T is the period. In order to account for period-independent amplitude differences between the synthetic and recorded waveforms, Debayle & Ricard (2012) also invert for the scalar seismic moment M_0 .

We first describe our processing of this dataset, prior to build attenuation maps and then discuss in details their geodynamical implications. We focus on the fundamental mode which is easier to interpret and leave the higher modes and the inversion with depth to a further study.

5.2.2 Pre-processing

The amplitude of a fundamental mode Rayleigh wave measured at a seismic station can be expressed as:

$$A = A_S \cdot A_I \cdot A_G \cdot A_{\text{Foc}} \cdot A_{\text{Diff}} \cdot A_{\text{Int}} \quad (5.1)$$

where A_S is due to excitation at the source, A_I is due to the instrumental response, A_G is the geometrical spreading factor, A_{Foc} is produced by the focusing-defocusing of seismic waves due to 3-D heterogeneities, A_{Diff} is the effect of scattering and diffraction on amplitudes and A_{Int} describes the amplitude decay due to the intrinsic attenuation of the Earth. These amplitude terms are generally functions of the period of the wave in addition to various other quantities (epicentre-station distance, source radiation pattern, quality of the seismometer...). As we are interested in the effect of the intrinsic attenuation A_{Int} , we need to make sure that our measurements are not biased by a poor knowledge of A_S , A_I and A_{Diff} (A_G is well known), and that we properly account for the important propagation effect A_{Foc} . This requires some pre-processing before the tomographic inversion.

The computations of the source, the instrument and the geometric effects, A_S , A_I and A_G are included in the synthetic calculation of the automated waveform inversion (see eq. 1 of Debayle & Ricard (2012)). Possible errors in A_I are also accounted for in the waveform inversion. First, Debayle & Ricard (2012) rejected waveforms for which the amplitude of the synthetic before inversion differs by a factor greater than 10 from the amplitude of the actual data. In this study, we use a more drastic criterion and we keep only data for which the amplitudes of the synthetic and actual waveforms differ by a factor less than 2. This reduces the 372,629 paths of Debayle & Ricard (2012) to 359,627 paths (Table 5.1). Second, Debayle & Ricard (2012) invert for the scalar seismic moment M_0 , parameterized by $\log_{10}(M_0)$ and use a large *a priori* standard deviation ($\sigma_{\log_{10}(M_0)} = 0.5$). If required by the data, this absorbs in the inverted M_0 any difference between the synthetic and the observation which is frequency independent.

A_{Diff} represents the effects of scattering and diffraction which are difficult to estimate. Ricard et al. (2014) indicate that, for a realistic power-law distribution of heterogeneities, scattering attenuation should be frequency independent. At long period (≥ 50 s), fundamental Rayleigh waveforms are in general simple and various studies suggest that the scattering effects are negligible (Ferreira & Woodhouse, 2007; Dalton et al., 2014; Meschede & Romanowicz, 2015). For

Table 5.1 – Number of data at each step of the selection process, from the pre-processing step up to the construction of the final model.

Processing step	Number of data
Initial dataset from Debayle & Ricard (2012)	372 629
Ratio between synthetic and real seismogram ≤ 2	359 627
Focusing effect - Path length $\leq 110^\circ$	332 354
Source sensitivity $\leq 20\%$	186 024 – 194 113
Clustering step	65 277 – 66 605
Residual based selection	25 971 – 33 180

these reasons, we consider that $A_{\text{Diff}} \sim 1$, but our final attenuation maps may include a small contribution from the local density of scatters.

Our modeling approach (described in section 5.2.3) uses the great-circle ray approximation (GCRA) which considers that surface waves propagate along the source-station great-circle and that they are only sensitive to the structure along a zero-width ray. This theory has proved to be of great efficiency in mapping velocities (e.g. Ritsema et al., 2011; Debayle et al., 2016) and it has recently been shown that GCRA accurately predicts phases of long period Rayleigh waves in the period range 50–160 s for distances shorter than 110° (Parisi & Ferreira, 2016). However, GCRA does not account for focusing-defocusing effects which are known to affect the amplitude of surface waves (Lay & Kanamori, 1985). We improve our amplitude estimate using GCRA by computing A_{Foc} along each ray using the formalism of Woodhouse & Wong (1986) and the phase velocity maps of Durand et al. (2015). According to Woodhouse & Wong (1986):

$$\ln(A_{\text{Foc}}) = \frac{1}{2 \sin(\Delta)} \int_0^\Delta \sin(\Delta - \phi) \left[\sin \phi \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} - \cos \phi \frac{\partial}{\partial \phi} \right] \frac{\delta c}{c} d\phi \quad (5.2)$$

where Δ is the epicentre-station distance, ϕ is the along-path coordinate away from the epicentre, θ is the path-perpendicular coordinate, $\delta c/c$ is the relative perturbation in phase velocity at a given period. A_{Foc} depends primarily on the second derivative of the relative perturbation in phase velocity perpendicular to the path. The phase velocity maps have been obtained from the regionalization of Debayle & Ricard (2012)'s dataset extended with measurements at longer periods (100–350 s). The Woodhouse & Wong (1986)'s method gives a fair approximation of focusing effects for path lengths between 70° and 110° . For paths shorter than 70° , focusing is slightly underestimated, while it can be strongly overestimated above 110° (see Fig. 11(a) in Dalton et al. 2014). As the errors remain small for paths shorter than 70° (Dalton et al., 2014), we retain these data in order to preserve an optimal coverage, especially in oceanic regions. This allows us to keep 332,354 paths for next step (Table 5.1). We checked that removing the paths shorter than 70° does not affect the conclusions of this study. Examples of attenuation maps obtained with and without focusing correction for our final dataset are displayed in Fig. 5.14. Fig. 5.15 illustrates the effect of our focusing corrections beneath the East Pacific Rise and North America. These figures show a good agreement with similar estimates made by previous authors (compare with e.g., Dalton & Ekström, 2006, Fig. 11 and 12).

The source excitation A_S is computed following Cara (1979) using the global Centroid-Moment Tensors (CMT) solution (Dziewonski et al., 1981; Ekström et al., 2012). To improve accuracy, we use a specific 1-D model for the source by extracting density, seismic velocities and attenuation from 3SMAC (Nataf & Ricard, 1996) beneath the epicentre. It is well known that deviation in take-off azimuth of the ray at the source can produce an amplitude anomaly of the same order than produced by focusing-defocusing (Um & Dahlen, 1992). We therefore eliminated all paths close to a nodal plane of the source radiation pattern (we remove all paths for which the computed amplitudes vary by more than 1% for a take-off azimuth variation of 1°). Fig. 5.16 shows that removing these paths has a moderate effect on the inverted model. It is likely that the requirement of an amplitude factor < 2 between synthetic and actual waveforms has already allowed us to reject most data close to a nodal plane in the source radiation pattern. However, this second criteria guarantees that all paths for which a small error in the take-off azimuth or in the nodal plane orientation produces a large amplitude error are rejected. This selection is applied for every frequency, and the number of remaining data after this selection varies between 186,024 at 260 s of period and 194,113 at 90 s of period (Table 5.1).

5.2.3 Tomographic inversion

Assuming that the pre-processing described in section 5.2.2 has allowed us to reject all paths for which A_S and A_I are likely to suffer from significant errors, that we know A_G , A_I and A_S , that we correctly account for A_{Foc} and can reasonably neglect A_{Diff} , we can extract the quality factor $Q_{\text{Int}}(T)$ for each ray i , hereafter called Q_i , related to A_{Int} by

$$\ln[A_{\text{Int}}(T, \Delta)] = -\frac{\pi\Delta}{Tc(T)Q_{\text{Int}}(T)} \quad (5.3)$$

Note that we use the phase velocity in the definition of the quality factor in agreement with what Aki & Richards (2002) called *spatial* quality factor. Another definition, using the group velocity is possible (the *temporal* quality factor of Aki & Richards (2002)). As the quality factor varies laterally by one to two orders of magnitude while the phase and group velocities only differ by a few 10%, the difference in the definitions is not crucial.

We then combine the Q_i measurements in a tomographic inversion using a continuous regionalization scheme (Montagner, 1986; Ricard et al., 1996; Debayle & Sambridge, 2004): we invert the path-average $\ln(Q_i)$ for the local quality factor $\ln(Q(\mathbf{r}))$ at position \mathbf{r} . The use of logarithms brings our dataset closer to a Gaussian distribution, whose average and root-mean-square deviation are presented for each period in Fig. 5.1. It also guaranties to avoid negative values for the attenuation in the inverted model.

For a source-receiver path i , the forward problem can be written at a given period T :

$$\ln(Q_i^{-1}) = \ln\left(\frac{1}{\Delta_i} \int_i \exp[\ln(Q^{-1}(s))] ds\right) \quad (5.4)$$

where Δ_i is the epicentre-receiver distance, Q_i is the path-average quality factor for path i , s is the abscissa along the path and $Q(s)$ is the local quality factor at abscissa s (i.e. at position

$\mathbf{r}(s)$). This problem can be considered as a non-linear relationship $d = g(m)$ between a data vector d that contains $\ln(Q_i^{-1})$ along each path i and a parameter vector m that contains $\ln(Q^{-1}(\mathbf{r}))$. The inversion is performed using the iterative least-square solution for continuous non-linear inverse problem proposed by Tarantola & Valette (1982). The developments of the equations are detailed in Appendix 5.6.1.

In order to obtain a smooth model, we assume a Gaussian *a priori* covariance function for the model:

$$\mathbf{C}_{m_0}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \sigma_m^2 \exp\left(-\frac{\Delta^2(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{2L_{\text{corr}}^2}\right) \quad (5.5)$$

where \mathbf{r} and \mathbf{r}' are the coordinates of two geographical points separated by an angular distance $\Delta(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, the angular correlation length L_{corr} controls the lateral degree of smoothing of the final model, and the *a priori* error σ_m the allowed variation of amplitude at every point of the map. At each period T , the initial model m_0 is the average of the observed $\ln(Q_i)$ and the *a priori* error on the model σ_m is set to 20% of m_0 .

After several tests, we choose a correlation length $L_{\text{corr}} = 10^\circ$. This choice is conservative and we favor a smooth model. We tried other correlation lengths (see Fig. 5.18) that show that the variance reduction does not significantly improve for shorter correlation lengths. Our choice is also justified by the fact that focusing effects are corrected with phase velocity maps built using $L_{\text{corr}} = 3.6^\circ$ (Durand et al., 2015). As the focusing correction depends on the derivatives of the phase velocity anomaly, we expect that corrections performed with such phase velocity maps are valid for smoother Q models. A synthetic experiment (see section 3.2) suggests that with a 10° correlation length, we resolve the first 12 spherical harmonic degrees very accurately and from degrees 12 to ~ 16 with a damped amplitude.

The *a priori* covariance on the data \mathbf{C}_{d_0} is diagonal, and its diagonal terms are $\sigma_{d_i}^2$ where σ_{d_i} is the *a priori* data error that controls the contribution of path i in the final model. We chose σ_{d_i} constant, and equal to the root-mean-square deviation of the dataset at each period. To avoid redundant data, we cluster paths corresponding to events with close epicentres recorded at a same station, assuming the waves propagate through the same attenuation structure. We use a cluster radius of 2° , small compared the horizontal degree of smoothing used in the inversion. We reject outliers in each cluster (see Appendix 5.6.2) and compute an average $\ln(Q_i)$ per cluster at each period T . Fig. 5.17 compares maps with (right column) and without (left column) clustering at 70, 140 and 200 s. Results are very close for all degrees, with correlation above the 95% significance level. This confirms that grouping nearby paths has no effect on the long wavelength pattern discussed in this study. Without grouping, each inversion requires more than one week of computation per period compared to one day with grouping. We therefore cluster nearby paths, which gives us more flexibility to test the model. After the clustering step, the number of paths reduces to values ranging from 65,227 to 66,605, depending on the period (Table 5.1).

A first inversion is performed using equations 5.15, 5.16 and 5.17 of the appendix. The residual between a data i and the model at iteration k is defined as $r_{i,k} = |d_i - g_i(\hat{m}_k)|$ and the

variance reduction for the n observations as:

$$V_R^k = 1 - \frac{\sum_{i=1}^n r_{i,k}^2}{\sum_{i=1}^n r_{i,0}^2} \quad (5.6)$$

where $r_{i,0}$ and $r_{i,k}$ are initial ($k=0$) and final ($k=$ last iteration) residuals for each data i . In all the inversion that we have performed, we observe very little evolution of the model after the first iteration. For this reason, all inversions presented in this paper are stopped after the first iteration.

After the first inversion, the variance reduction reaches hardly 10% suggesting that significant noise remains in our dataset. We compare the residual r_i before and after inversion for every path i . Data for which r_i increases are better explained by our starting 1-D model than the inverted model. These data are rejected; they are likely associated with cases where the ray path inversion did not resolve the attenuation that was therefore maintained close to the *a priori* uniform guess. Typically, 50% of the path clusters are rejected and the number of selected data after the first inversion ranges between 25,971 and 33,180 depending on period (Table 5.1).

The second and final inversion is then conducted with the remaining dataset and using the same *a priori* information as in the first inversion. The second inversion significantly improves the variance reduction from 10% up to 48%. Fig. 5.2 displays the maps at 100 and 200 s periods obtained after the first and second inversions and after an inversion of the rejected data. The maps after the first and second inversions display very similar patterns, although contrasts are greater after the second inversion, due to the removing of inconsistent data. The inversion of the rejected data yields maps with a weaker amplitude close to the *a priori* model, that do not display a pattern coherent with large scale tectonics. The average $\ln(Q)$ of our final dataset and its standard deviation are presented for each period in Fig. 5.1. The large standard deviations reflect the broad range of attenuation variations observed in the upper mantle.

Ray density maps corresponding to the final dataset are presented at different periods on Fig. 5.3. We compute the ray density $D(\mathbf{r})$ at each geographical point \mathbf{r} using :

$$D(\mathbf{r}) = \sum_i \exp\left(-\frac{\Delta^2(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i)}{2L_{\text{corr}}^2}\right) \quad (5.7)$$

where \mathbf{r}_i is the point of path i which is the closest to \mathbf{r} , and L_{corr} is set to 10 degrees as in equation 5.5. Therefore, at each geographical point \mathbf{r} , the contribution of rays is weighted by a Gaussian having the same width as that controlling the horizontal smoothing in our model. $D(\mathbf{r})$ can therefore be seen as a measure of the number of rays in a surface of radius L_{corr} . Fig. 5.3 shows that density maps are typical of global tomography, with the highest coverage beneath the continents of the northern hemisphere. However, even in oceanic regions of the southern hemisphere where coverage is the poorest, there are hundreds of paths within a distance L_{corr} at each geographical points $D(\mathbf{r})$, which confirms that our dataset provides global coverage with large redundancy.

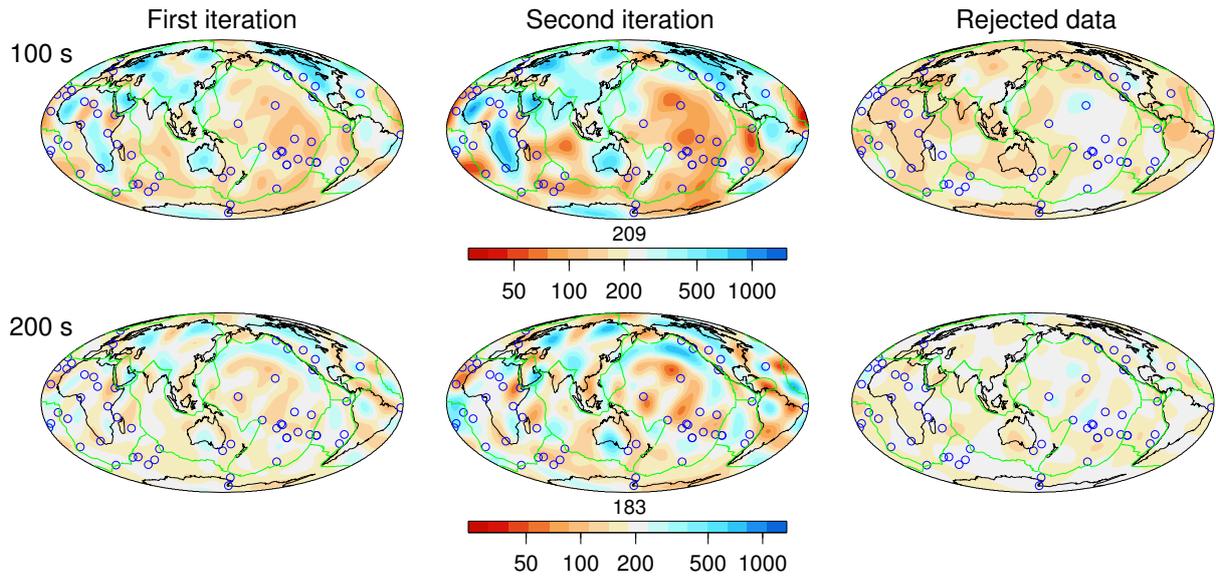


Figure 5.2 – Attenuation maps at 100 s (top) and 200 s (bottom) periods obtained after the first inversion (left column); after rejecting data for which the misfit increases (final inversion, middle column); from the inversion of the rejected data (right column). The global correlation between the first and final inversion is above 0.91. The dataset used to obtain maps (a) contains both (b) and (c) datasets. Maps built with the rejected data (right column) do not display a pattern coherent with large scale tectonics. Hotspot locations, according to Müller et al. (1993), are indicated with blue circles. Plate contours are in green.

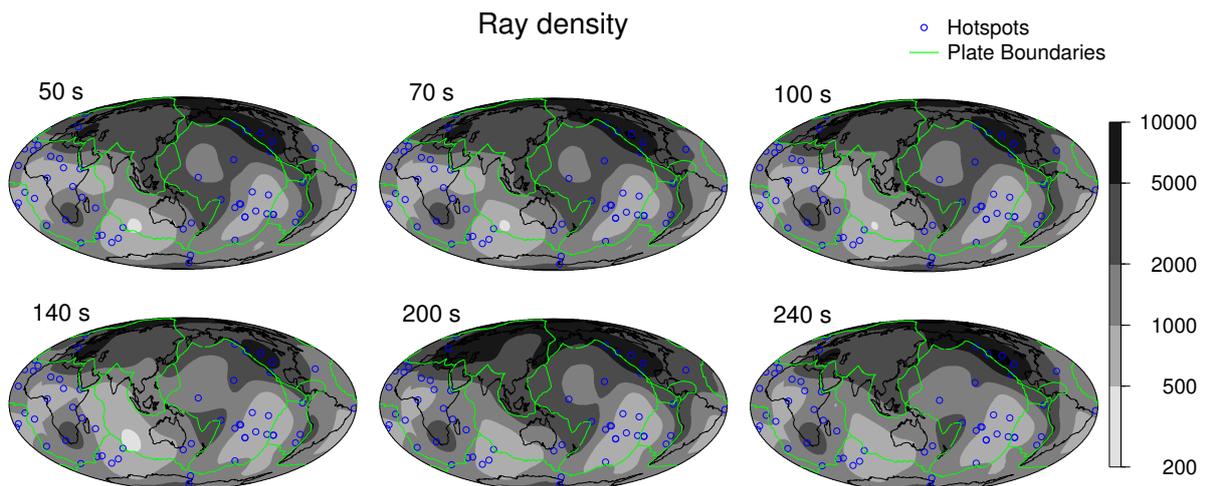


Figure 5.3 – Ray density maps (\approx number of rays within a distance of 10°) obtained for our final dataset at 50, 70, 100, 140, 200 and 240 s period.

5.3 Results

5.3.1 QADR17 model

Fig. 5.4 presents our Rayleigh-wave attenuation model QADR17 at different periods between 50 and 240 s. High Q values (low attenuation) are in blue, low Q values (high attenuation) in red. The sensitivity kernels are shown in Fig. 5.1. In the period range 50–240 s, our dataset provides sensitivity to the upper mantle, with maxima varying between ~ 70 km at 50 s and ~ 350 km at 240 s.

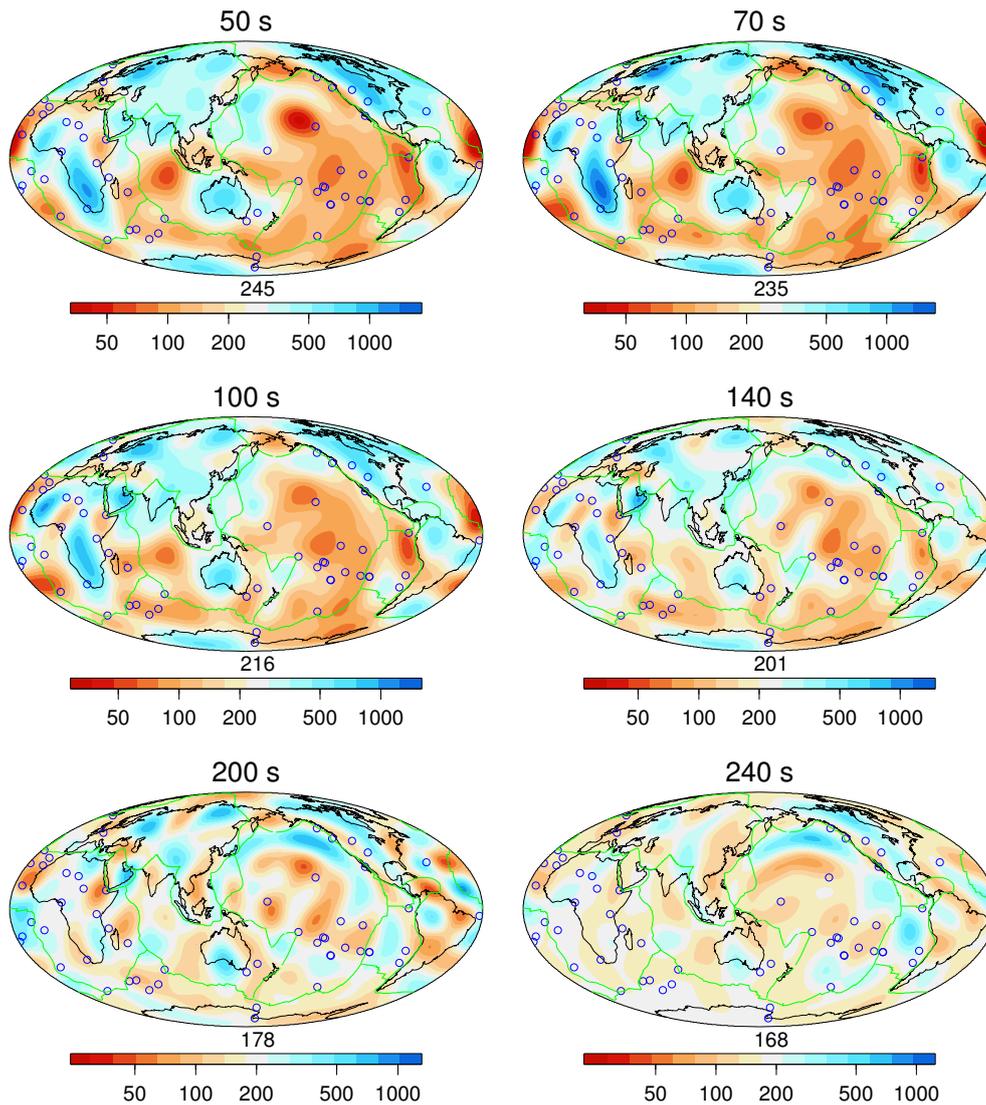


Figure 5.4 – Our model QADR17 of lateral variations in Rayleigh-wave attenuation at different periods. We plot values of Q with a logarithmic scale with the geometrical average of Q above the colour scale.

QADR17 shows a strong correlation with surface tectonics at periods lower than 140 s, mostly sensitive to the uppermost 200 km. The dominant signal is the difference between continents and oceans, associated with anomalously low and high attenuation, respectively. Beneath

continents, weak attenuation is found under old continental roots, such as the African, North American, Amazonian, Siberian and Australian cratons, the Russian platform and Antarctica. A stronger attenuation is observed under Phanerozoic lithosphere and in active tectonic areas such as western North America, the Afar province, the Bénoué rift and the Andes. Mid-ocean ridges are associated with higher than average attenuation but interestingly, their signature does not dominate the attenuation pattern of oceanic regions. This contrasts with velocity models where the ridge signature is very strong at short periods (see supplementary Fig. 5.19). The location of hotspots is in general well correlated with attenuating regions and some of them are associated with a very strong signal. This is particularly clear for the Hawaii, Marquesas, Society and Galapagos hotspots in the Pacific, Meteor, Tristan da Cunha-Gough and Cap Verde hotspots in the Atlantic, and Reunion, Kerguelen and Marion hotspots in the southern Indian ocean. A strong attenuation is observed between periods of 50 and 140 s in the Wharton basin, which is bounded to the west and south by the Ninetyeast and Broken Ridges. At periods greater than 140 s, both the amplitude of attenuation variations and the correlation with surface tectonics decrease. However, broad attenuating regions remain beneath most Pacific, north Africa, south India and Atlantic ocean hotspots up to 240 s.

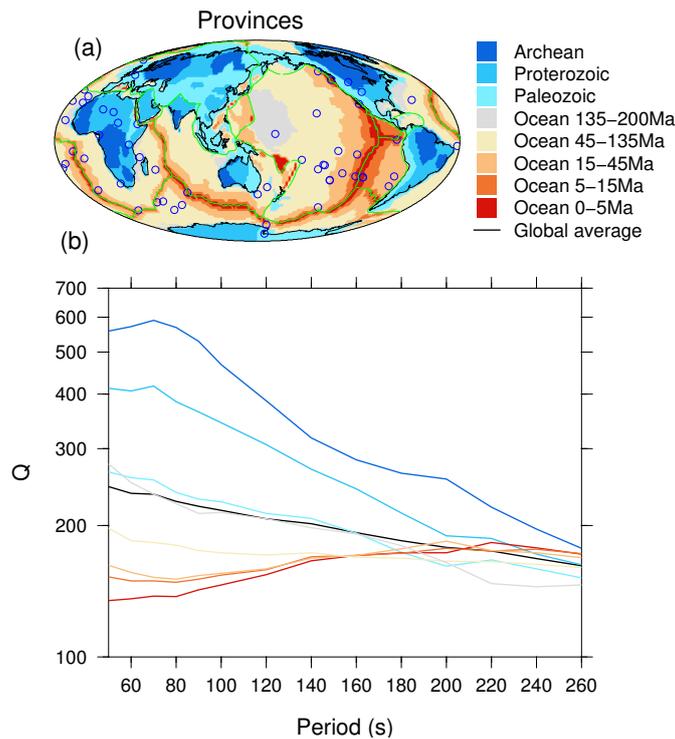


Figure 5.5 – (a) Map of the tectonic provinces according to their age. (b) Average Q of our model QADR17 on every tectonic provinces as a function of the period.

We display in Fig. 5.5 the Q values as a function of period, averaged for various tectonic provinces extracted from the *a priori* model 3SMAC (Nataf & Ricard, 1996). To first order, Q varies with lithospheric age (young oceans have higher attenuation than old continents). The amplitude of variations peaks at 70 s periods, corresponding to depths of 100–150 km and then

decreases with the period. Under continents, Q varies from about 250 beneath Paleozoic regions up to about 600 under Archean regions at 70 s. Under oceans, Q increases from an average value of ~ 130 under 0-5 Ma-old lithosphere to ~ 250 under 135–150 Ma lithosphere at 70 s period. Fig. 5.5 and Fig. 5.20 suggest that Q increases with sea-floor age at periods lower than 100 s, although it does not strike the eye from Fig. 5.4. In the following subsection, we perform a synthetic experiment in order to test the robustness of our observations.

5.3.2 Synthetic experiment

We perform a synthetic experiment to explore the limits of path coverage and damping, where the input model is the pattern of attenuation extracted from the 3SMAC *a priori* model of Nataf & Ricard (1996). 3SMAC provides $Q_\mu(z)$ maps, that we converted in $Q(T)$ using the sensitivity kernels. After this conversion $Q(T)$ varies from 25 beneath mid-ocean ridges up to 225 beneath cratons. A number of studies argue for higher $Q(T)$ values beneath cratons. Rayleigh-wave attenuation models of Dalton & Ekström (2006) and Ma et al. (2016) found that the Rayleigh-wave quality factor can reach values of $\sim 2\ 300$ at 50 s of period beneath cratons. Our own model has variations between ~ 30 and $\sim 1,800$ at 50 s of period. We rescaled the attenuation variations of 3SMAC by a constant factor in order to fit the extreme $Q(T)$ values of QADR17. From the input model, a synthetic dataset is calculated, using the actual ray density. This dataset is then inverted using the same inversion parameters as in our real inversion ($L_{\text{corr}} = 10^\circ$, σ_{di} is the root-mean-square deviation of the dataset and $\sigma_m = 20\%$ of m_0).

Fig. 5.6 shows the input model (left column) and the output of the inversion (right column). The general pattern of the input model is well retrieved although variations are smoothed out and amplitudes are damped. It is for example difficult to distinguish on the inverted maps at 100 and 140 s the difference between Archean and Proterozoic lithospheres. The attenuation signature of mid-ocean ridges is recovered at every period. Note that in 3SMAC, mantle plumes are characterized by a high-attenuation anomaly located in narrow $2^\circ \times 2^\circ$ conduits and that our inversion is unable to recover these narrow anomalies. This implies that the high-attenuation anomalies observed in the vicinity of some hotspots (Fig. 5.4) are produced by much broader structures, probably due to the spreading of plumes at the bottom of the oceanic lithosphere. For completeness, we show in Fig. 5.7 the correlation between the input model and the inverted model as well as their spectral ratio (output over input). The spectral amplitude of the input model is very well recovered up to degree 12, while the lateral variations are damped by the inversion process at higher degrees. The correlation between output and input model is very high, especially at low spherical harmonic degrees. Fig. 5.7 demonstrates that the long wavelength component of the input model is very well recovered, especially at spherical harmonic degrees ≤ 6 .

Fig. 5.8 shows the average $Q(T)$ values for the tectonic provinces of Fig. 5.5(a). Fig. 5.8 confirms that the inversion retrieves the pattern of age variation present in 3SMAC, although amplitudes are reduced by the inversion process. This damping is present at all periods and

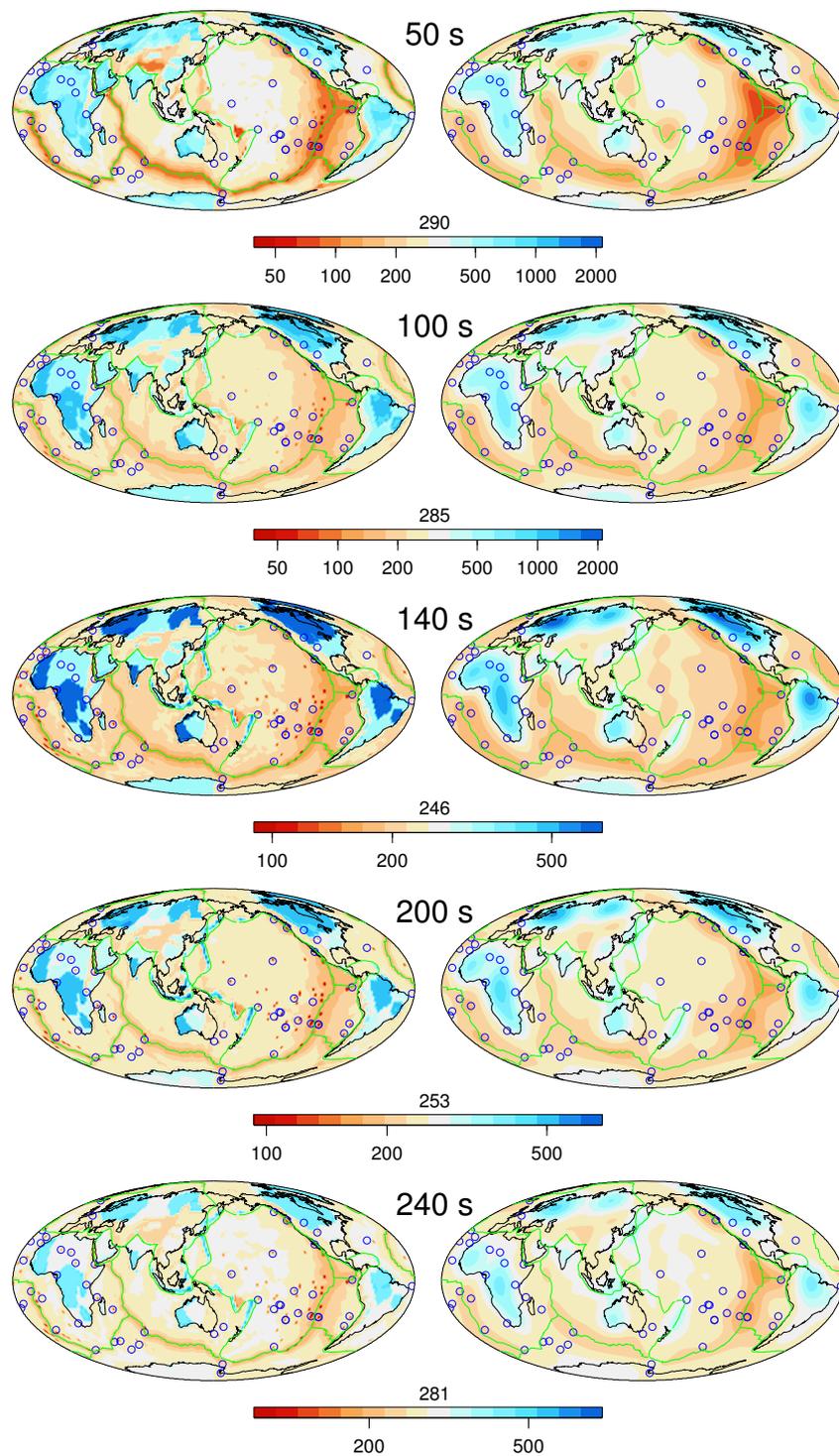


Figure 5.6 – Synthetic test: left column is the input model 3SMAC (rescaled to match the observed amplitudes) from Nataf & Ricard (1996) and right column the retrieved model. The average values of Q are reported above the logarithmic scales. Although some smoothing and damping are observed, note the high correlation between the input model and the inverted model.

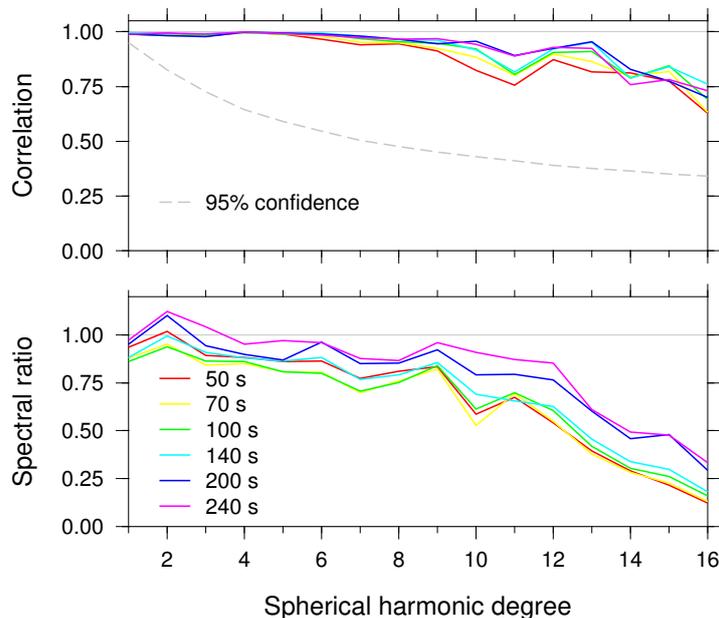


Figure 5.7 – Top : correlation between the input and output synthetic models in Fig. 5.6; bottom : their spectral ratio (output/input). On the top figure the dashed line indicates the 95% significance level (i.e., there is 95% of chance that the correlation is not due to chance).

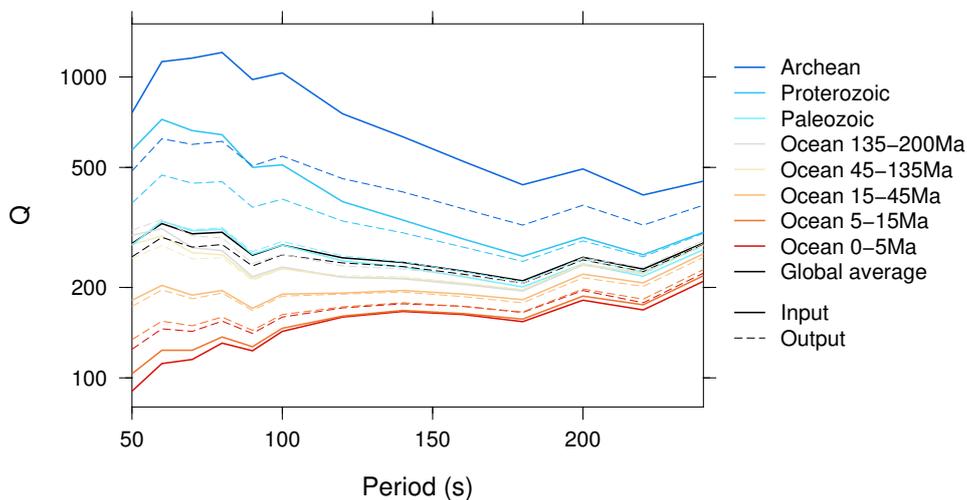


Figure 5.8 – Average Q for every tectonic provinces, according to our resolution test, as a function of period. Continuous curves represent average values for the input model, dashed curves show the output values after the synthetic experiment.

is slightly stronger at shorter periods. We observe a slight decrease of the global average after inversion (black dashed line in Fig. 5.8). This small bias can be attributed to uneven sampling and suggests that QADR17 slightly underestimates the global average of Q .

Our synthetic test shows that our data coverage and inversion process allow to recover the large scale Rayleigh-wave attenuation pattern, with only a moderate damping of the lateral variations. The mid-ocean ridge signature dominates the oceanic attenuation signal in 3SMAC and this pattern is well recovered. This comforts us with the idea that, although present in our model, the mid-ocean ridge signature is not the dominant signal in oceanic regions, contrary to what is suggested by 3SMAC.

5.4 Discussion

5.4.1 Comparison with other models

We first compare our attenuation maps with those published by Ma et al. (2016) (hereafter referred to as QMA16) and Dalton & Ekström (2006) (hereafter referred to as DEA06a). It is worth noting that these models are very similar, which may be due to a fairly similar approach for extracting the signal of attenuation from the amplitude data. The good correlation of these two models for $Q(T)$ is quite different from what happens with the attenuation models for $Q(z)$ (e.g. Dalton et al., 2008; Selby & Woodhouse, 2002; Gung & Romanowicz, 2004), which are very different. Fig. 5.9 shows that all maps share the ocean-continent differences, with low attenuation beneath most cratons and a higher attenuation in younger regions. There are more contrasts in QADR17, especially in oceanic regions that display strong attenuation variations. The signature of mid-ocean ridges is in general weak at 50 s period in QMA16 and DEA06a, except for the East Pacific Rise. It is stronger beneath the Indian and Atlantic ocean in QADR17. At 100 s and 140 s a stronger signature of mid-ocean ridges is observed in QMA16 and DEA06a, especially in the Pacific ocean. In addition to the stronger contrasts, a significant difference between QADR17 and other models is the presence of stronger attenuating regions in old oceanic basins, some of them correlated with the presence of hotspots.

In Fig. 5.10, we display the correlation between QADR17 and the two other models. The correlation is fair up to degree 12 at 50 and 100 s, but low at 140 s between degree 3 and 6. The difference between models is partly due to the presence of broad attenuation anomalies in the central Pacific. We believe from our synthetic tests (Fig. 5.7) that these broad anomalies are well resolved in our model.

We attribute the stronger contrasts of our model with respect to the two other models displayed in Fig. 5.9 to our choice to invert for $\ln(Q)$ rather than for Q or Q^{-1} . This brings the data close to a Gaussian distribution and only data with Gaussian distributions are appropriate for a least-square algorithm. $\ln(Q)$ is also better suited to recover the large variations of attenuation and avoids negative values of Q . As an example, we consider that Q can vary between 70 and 600 from an average value of $Q_0 = 200$, which is chosen as the starting model of the inversion. An inversion of Q that would allow perturbations of 65% in Q_0 (i.e. $Q = Q_0(1 \pm 0.65) = 200 \pm 130$)

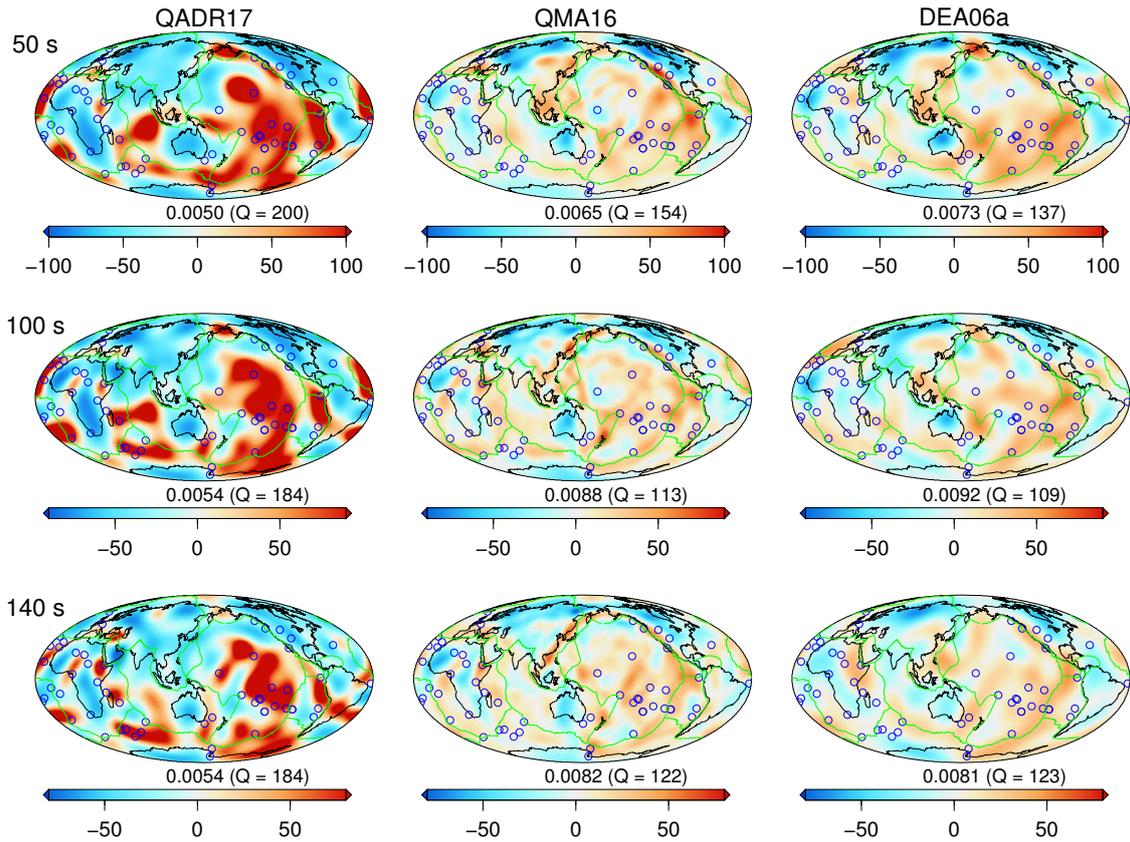


Figure 5.9 – Comparison of QADR17 (left column) with two sets of attenuation maps: QMA16 (middle column, Ma et al., 2016) and DEA06a (right column, Dalton & Ekström, 2006). At each period we display the perturbation in $\delta Q^{-1}/Q^{-1}$ in percent according to a reference Q^{-1} value which is indicated on each map. The three rows correspond to observations at periods of 50 s, 100 s and 150 s, respectively.

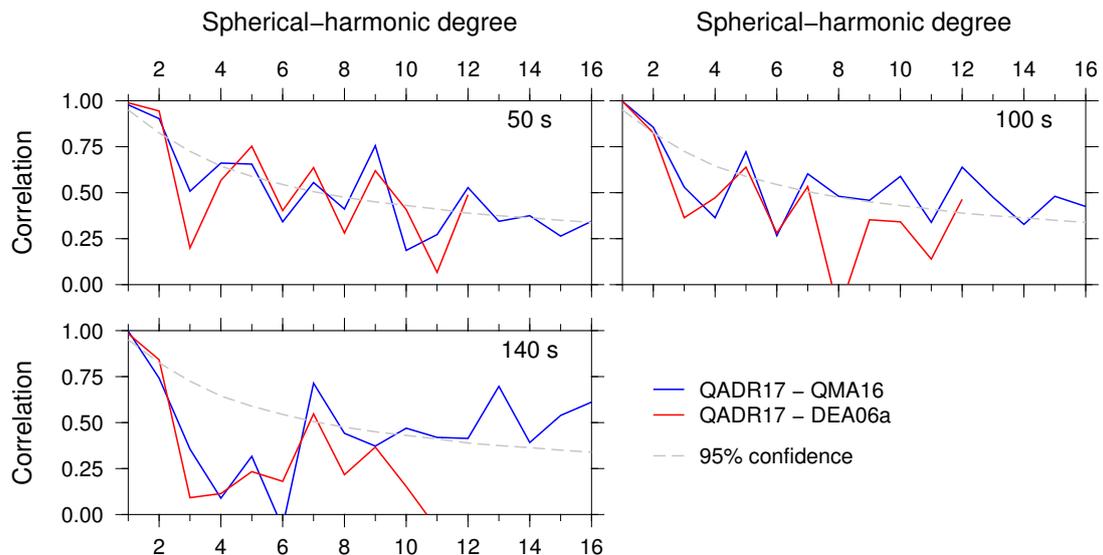


Figure 5.10 – Correlations as a function of spherical harmonic degree between QADR17, QMA16 (Ma et al., 2016) and DEA06a (Dalton & Ekström, 2006). DEA06a is only given up to degree 12.

might recover the low Q values but not the large quality factor. An inversion allowing perturbations in Q_0 of ± 400 could easily lead to spurious negative attenuations (the same difficulties obviously occur for an inversion on terms of Q^{-1}). On the contrary, no such problems occur when using $\ln(Q)$, and changing the starting model by only 20% is sufficient to retrieve the full range of variation (i.e. $\ln(Q) = \ln(Q_0)(1 \pm 0.2)$ with $Q_0 = 200$ allows Q to be in between ~ 70 and ~ 600). We have also been very careful in our selection process to remove data with likely source or station errors. In addition, our synthetic tests (Fig. 5.7) show that long wavelengths are very well retrieved. We are therefore confident in the long wavelength pattern of our model.

5.4.2 Correlation with the velocity

We compare our attenuation maps with phase velocity maps built using the same dataset. This comparison can bring insights on temperature and composition as attenuation and velocities have different sensitivities to temperature, water content and other parameters such as melt fraction, major elements chemistry or grain size (e.g. Shito et al., 2006).

We use the dispersion curves of the fundamental Rayleigh waveforms which have been selected for QADR17, and build a dispersion model using the same ray coverage and the same correlation length ($L_{\text{corr}} = 10^\circ$). As for QADR17, we use a constant *a priori* error for the data, equal to the root-mean-square deviation of the dataset. A description of the inversion method can be found in Durand et al. (2015). The obtained dispersion maps are shown at periods between 50 and 240 s in supplementary Fig. 5.19.

To compare Rayleigh-wave attenuation and dispersion, we expand our attenuation and dispersion maps in spherical-harmonics. We note a global correlation (for all degrees and orders together) between seismic velocity and attenuation for all periods. The global correlation coefficients are above 0.34 for all periods between 50 and 200 s. This suggests a common origin to both attenuation and velocity perturbations. For the period of 100 s, Fig. 5.11 depicts the spherical harmonic coefficients of the attenuation $\tilde{Q} = \delta \ln(Q) / \ln(Q)$ as a function of those of the phase velocity $\tilde{c} = \delta c / c$. The correlation between these two quantities is $C = 0.52$ and their variances $\sigma_{\tilde{Q}}^2 = 1.21 \times 10^{-2}$ and $\sigma_{\tilde{c}}^2 = 1.27 \times 10^{-4}$. The proportionality factor between these two quantities should be in between $C\sigma_{\tilde{Q}}/\sigma_{\tilde{c}} = 5.11$ (least-square estimate assuming that the velocities are perfectly known) and $\sigma_{\tilde{Q}}/(\sigma_{\tilde{c}}C) = 18.56$ (least-square estimate assuming that the attenuations are perfectly known). As we do not properly estimate the uncertainties of the two tomographic models to perform a sophisticated statistical adjustment (Deming, 1964), we can roughly consider that the proportionality factor between the two quantities is the geometric average of the two previous estimates:

$$\frac{d \ln(Q) / \ln(Q)}{dc/c} = \frac{\sigma_{\tilde{Q}}}{\sigma_{\tilde{c}}} \approx 9.74 \quad (5.8)$$

This ratio is similar to what can be estimated assuming that both velocity and attenuation are functions of temperature (Nataf & Ricard, 1996). In the same way that scaling factors between P and S velocities or between density and S velocity are often imposed in 3-D tomographic

models (e.g., Ishii & Tromp, 2001; Durand et al., 2016), this ratio between quality factor and velocities could also be imposed. The inversion of the attenuation with depth will likely provide a more precise indication of the attenuation-velocity relations.

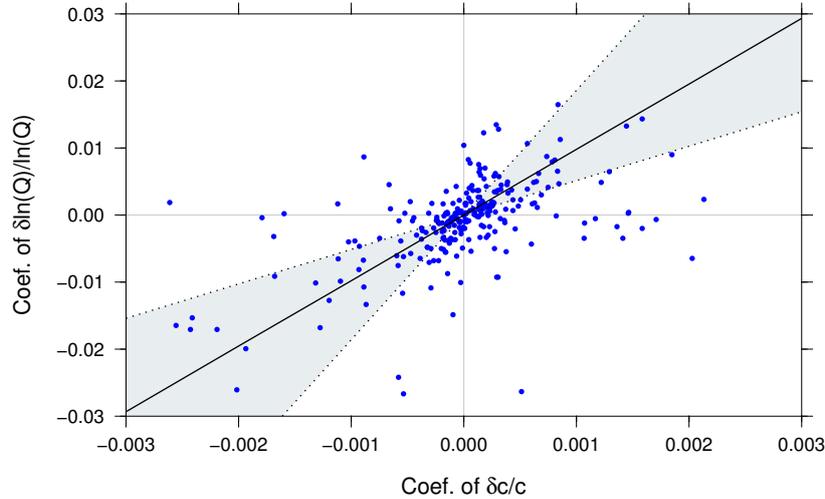


Figure 5.11 – Coefficients of $\delta \ln(Q)/\ln(Q)$ as a function of those of $\delta c/c$, measured at a period of 100s. The regression suggests a slope of 9.74 between these two quantities (solid line). The dotted lines have slopes of 5.11 and 18.56. The correlation between the variables is 0.52.

We can then compute at each period the correlation between QADR17 and the corresponding phase velocity map as a function of spherical-harmonic degree (see Fig. 5.12). Correlations are above the 95% confidence level (i.e., there is 95% probability that these correlations are not due to chance) for degrees ≥ 4 at periods smaller than 100 s and ≥ 6 at longer periods. To first order, this means that velocity and attenuation are consistent for wavelengths smaller than 10,000 and 6,600 km, respectively. However, the models are not correlated between degrees 2 and 4 or 6 depending on the period. This indicates a strong disagreement between velocity and attenuation at very long wavelengths.

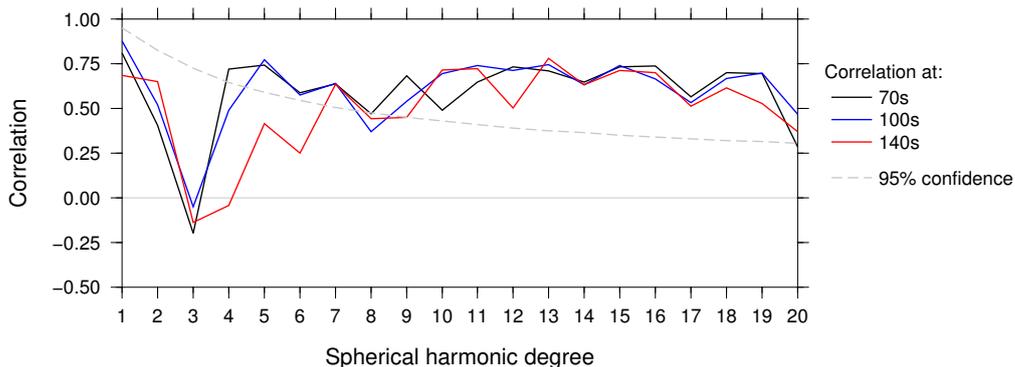


Figure 5.12 – Correlation for every spherical-harmonic degree between our model QADR17 and a dispersion model build with the same ray density.

To identify the regions responsible for this disagreement, we present in Fig. 5.13 the attenuation and dispersion maps at 100 s. Panels (a) and (b) display unfiltered maps, panels (c) and

(d) only include degrees 1, 2 and 3 and panels (e) and (f) are for degrees ≥ 4 . At first sight, the unfiltered attenuation and dispersion maps show similar patterns with high velocity and low attenuation under continents, and low velocity and high attenuation under oceans. There are however significant differences. Beneath continents, some Phanerozoic regions (eastern Asia, western north-America and the northeast of Africa) have a broader signature in velocity than in attenuation. In oceanic regions, a clear low-velocity anomaly follows the mid-ocean ridges and the velocity increases with sea-floor age. This is for example very clear in the Pacific ocean (Fig. 5.13b). This evolution with age is less clear in the attenuation map and the attenuation in the central part of the Pacific, in the southern Indian ocean or in the Wharton basin is as strong as under ridges (Fig. 5.13a). The filtered maps (panels (c) and (d)) highlight these discrepancies. Fig. 5.13(c) reveals a strong attenuating anomaly in the middle of the Pacific ocean which encompasses most Pacific hotspots, whereas the strongest low-velocity anomaly is centred beneath the Pacific ridge. There is a difference in the sign of the perturbation (high Q and low velocity) under a broad region extending from the northern part of Africa to eastern Asia, Indonesia and the Philippines. This region covers entirely the southern part of Asia. The differences observed under the Pacific ocean and from Africa to eastern Asia explain the poor correlations observed for degrees ≤ 3 in Fig. 5.12. Fig. 5.13(e) and (f) shows similar velocity and attenuation patterns for spherical harmonic degrees ≥ 4 , in agreement with correlations obtained in Fig. 5.12.

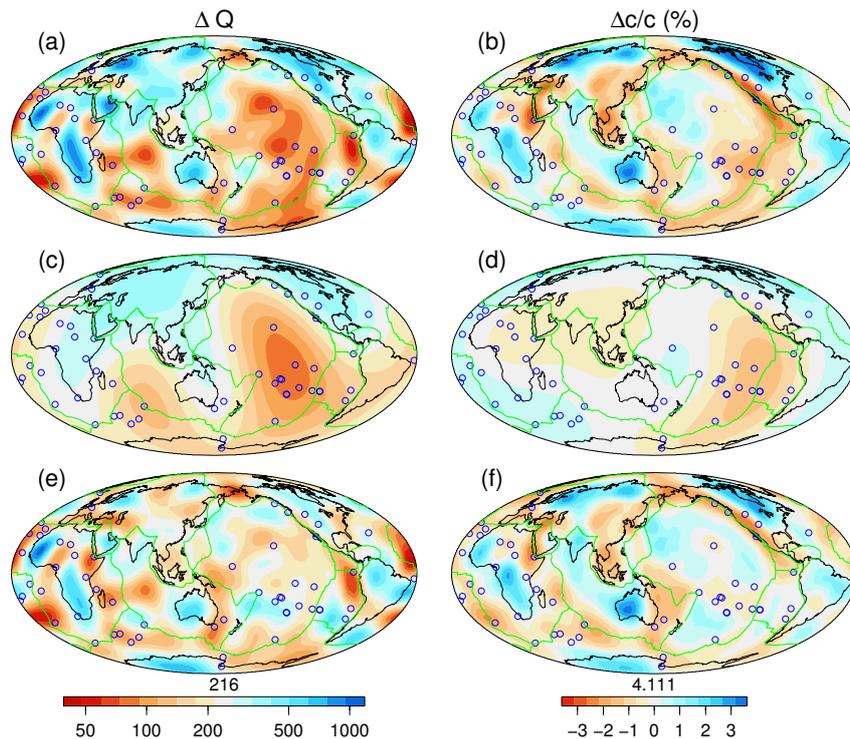


Figure 5.13 – Maps of lateral variations of Q (left) and of phase velocity (right) at a period of 100 s. We plot raw maps in panels (a) and (b), we filter out spherical harmonic degrees larger than 3 in panels (c) and (d) and we filter out spherical harmonic degrees lower than 4 in panels (e) and (f). Averaged attenuation and velocity (in km s^{-1}) are indicated above the scales.

The differences at very long wavelengths (degrees ≤ 3) are observed at all periods although

the strength of the anomalies is maximum at 50 and 100 s (see supplementary Fig. 5.21). From the sensitivity kernels (Fig. 5.1) the physical processes responsible for these differences probably originate in the depth range 70–200 km, which corresponds to the oceanic asthenosphere and the base of the continental lithosphere. We are confident that these differences are not biased by ray density, because the very long wavelengths of our models are well constrained by our dataset, and because the Rayleigh-wave attenuation and dispersion maps are built using the same ray coverage. In the following section, we discuss some possible origins of these differences.

5.4.3 Interpretation

Our filtered attenuation map (Fig. 5.13c) suggests that the Pacific high-attenuation anomaly has a very broad component within the oceanic asthenosphere. It could be rooted deeper, as we still observe the high attenuation anomaly at 200 s north of Fiji-Tonga subduction (Fig. 5.21). This is in good agreement with the attenuation maps of Romanowicz & Gung (2002) at 300 km, where they interpret a region of high attenuation in the central Pacific extending from south of the equator to Hawaii, as the deflection under the lithosphere of a thermal plume.

Thermal plumes are expected to produce anomalies at least 1000 km in diameter, when they spread horizontally in the low-viscosity asthenosphere (Davies & Richards, 1992). A number of broad plumes have recently been detected in global *S*-wave tomography beneath some major hotspots in the Pacific ocean (French & Romanowicz, 2015). The very broad attenuation signature observed in the Pacific ocean (Fig. 5.13 c) could therefore be produced by several plume anomalies in the asthenosphere (in Fig. 5.13a and 5.13e, most Pacific hotspots are located in attenuating regions). In addition, recent shear-velocity models show a strong low-velocity layer associated with the oceanic asthenosphere (e.g. Debayle & Ricard, 2012) and this layer is particularly pronounced in the Pacific ocean (e.g. Ritzwoller et al., 2004; Maggi et al., 2006a). At periods smaller than 200 s, we observe on the dispersion maps that seismic velocities gently increase with sea-floor age in the Pacific ocean (Fig. 5.19). However, at periods greater than 70 s (Fig. 5.19), the Pacific hotspots are generally located in low-velocity regions.

As attenuation and velocity are at first order related to temperature (see eq. 5.8), it is likely that temperature contributes to the positive correlation between attenuation and velocity maps for degrees higher than 6 (Figs 5.12 and 5.13e and f). Temperature could for example explain a number of hotspot anomalies (Afar, Reunion, Marion, Kerguelen, Tristan da Cunha, Cape Verde, etc.) which are associated with high attenuation and low velocities.

In addition to temperature, seismic velocities and attenuation are sensitive to water content, melt fraction, major element chemistry and grain size. Experimental studies show that water is present in the mantle as hydrogen incorporated in anhydrous mineral (Karato, 2003). In upper mantle minerals, an increase in water content produces an increase in attenuation and a decrease in velocity (Karato, 1995, 2003). Water may therefore also contribute to explaining the strong attenuation observed in the central Pacific.

The interpretation of the Pacific attenuation anomaly as resulting from several thermal plumes is appealing, because it would also explain the strong radial anisotropy which has been

observed in the Pacific ocean by Ekström & Dziewonski (1998) with a lateral extension similar to what we observe in Fig. 5.13(c). Radial anisotropy means that S -waves polarized in the horizontal direction (SH -waves) and in the vertical direction (SV -waves) propagate with different velocities. Ekström & Dziewonski (1998) find that SH -waves are faster than SV -waves in the Pacific ocean, an observation which is commonly interpreted as due to the horizontal alignment of anisotropic crystals in an horizontal shear-flow (Montagner, 1994). A confinement of the horizontal shearing might be due to the addition of low viscosity material brought by the hotspots. This would explain both the strong radial anisotropy and the azimuthal anisotropy, remarkably well aligned with plate motion beneath the fast-moving Pacific plate (Debayle & Ricard, 2013).

If the upwelling of hot and wet material is a plausible explanation for the central Pacific attenuation anomaly, the seismic signatures of most ocean ridges remain surprising. This is particularly true for the East-Pacific Rise which is associated with very low velocities but not with a major high-attenuation signal. Our findings are however in agreement with the MELT experiment which reports in the same area, much less attenuation than what is predicted by thermal models (Yang et al., 2007). The presence of melt under ridges may therefore play an important role, but this would imply that melt affects the seismic velocity more than the attenuation which is not what is observed experimentally (Faul & Jackson, 2015). However, the hypothesis that melt affects the seismic velocities more than the attenuation has been advocated on the base of seismic observations (Forsyth et al., 1998) and mechanical models (Hammond & Humphreys, 2000a,b).

Note finally that partial-melt is also a plausible explanation for other regions where low velocities are associated with high Q . This is for example observed beneath the Red Sea and in East Asia (Figs 5.21 a, b), where low-velocity zones in the upper mantle can be explained by melting of wet plumes at the base of lithosphere (Richard & Iwamori, 2010).

5.5 Conclusion

We have presented QADR17, a set of global attenuation maps obtained in the period range 50–240 s from the analysis of 372 629 fundamental Rayleigh-wave attenuation curves published by Debayle & Ricard (2012). We invert for the logarithm of Q , a parametrization which brings our dataset closer to a Gaussian distribution, avoids negative values and allows for the known large range of variations of the quality factor. This parametrization may explain part of the differences observed between QADR17 and some other recent published models.

To first order, we find that Q varies with lithospheric age (young oceans have higher attenuation than old continents). Contrary to what is commonly observed for velocity models, the mid-ocean ridge signature does not dominate the attenuation pattern of oceanic regions. Attenuating regions are rather well correlated with hotspots and some of them are associated with a very strong attenuation signal which persists at periods greater than 140 s.

We compare QADR17 maps with a set of phase velocity maps built using the same approach and the same Rayleigh-wave dataset and find no correlation at degrees 3, corresponding to wavelengths of $\sim 13,000$ km. The long wavelength component of our maps reveal a broad

attenuating anomaly located in the middle of the Pacific ocean and which encompasses most Pacific hotspots, whereas the strongest low velocity anomaly is centred beneath the Pacific ridge. High Q and low velocities are found under a broad region extending from the northern part of Africa to eastern Asia, Indonesia and the Philippines.

Sensitivity kernels suggest that the physical processes responsible for these differences originate in the depth range 70–200 km, which corresponds to the oceanic asthenosphere and the base of the continental lithosphere. The most likely explanation for the broad attenuating anomaly located in the middle of the Pacific ocean is the existence of several thermal plume anomalies that would pond in the asthenosphere. This interpretation provides an explanation for the broad radial anisotropy anomaly which has been observed in the Pacific ocean (Ekström & Dziewonski, 1998) and is consistent with a previous study by Romanowicz & Gung (2002). The strong low velocity signature of the East Pacific Rise is difficult to reconcile with the sole effects of temperature. The presence of partial melt has been invoked to explain a strong velocity reduction associated with a moderate attenuation anomaly (Yang et al., 2007) beneath a small portion of the East Pacific Rise. Our observations of a strong reduction in phase velocities combined with a relatively weak attenuation suggest that partial melting occurs at larger scale along the entire East Pacific Rise, and possibly in other regions beneath the Red Sea and the eastern part of Asia.

Acknowledgments

This work was supported by the French ANR SEISGLOB ANR-11-BLANC-SIMI5-6-016-01. We thank the IRIS and RESIF data centres for providing broadband data. We thank Jean-Jacques Lévêque and Luis Rivera for helpful discussions. Gaby Laske and two anonymous reviewers for thorough and constructive reviews that helped to improve an earlier version of the manuscript.

5.6 Appendix

5.6.1 Non-linear inversion

The problem to solve is to find the local attenuation $Q(\mathbf{r})$ when the integrated attenuation Q_i^{-1} is known for a number of ray paths i . With the great circle approximation, the integrated attenuation is:

$$Q_i^{-1} = \int_i Q^{-1}(s) \frac{ds}{\Delta_i} \quad (5.9)$$

where s is the abscissa along the ray of length Δ_i and $Q^{-1}(s)$ is a shortcut for $Q^{-1}(\mathbf{r}(s))$, the line integral is along the path i .

To work with a data distribution closer to a Gaussian, we use logarithms and define the data d_i and the parameters $\hat{m}(\mathbf{r})$ as:

$$d_i = \ln Q_i^{-1} \text{ and } \hat{m}(\mathbf{r}) = \ln \hat{Q}^{-1}(\mathbf{r}) \quad (5.10)$$

Here, \hat{m} is the model retrieved from our dataset, which is not necessarily identical to the *real* attenuation of the Earth. The problem is to find \hat{m} such that the vector d , containing the observations d_i , is obtained from the model \hat{m} . Practically, solving the problem consists in resolving $d = g(\hat{m})$, which minimizes the distance between the observation d_i and the prediction d_i^p containing the predicted data along the ray i computed from the model $\hat{Q}(\mathbf{r})$:

$$d_i^p = \ln\left((Q_i^p)^{-1}\right) = \ln\left[\int_i \hat{Q}^{-1}(s) \frac{ds}{\Delta_i}\right] = \ln\left[\int_i \exp(\hat{m}(s)) \frac{ds}{\Delta_i}\right] = g_i(\hat{m}) \quad (5.11)$$

Following Tarantola & Valette (1982) we impose a smoothing, regularizing condition and we minimize:

$$S = \sum_i \left[\frac{d_i^p - d_i}{\sigma_i} \right]^2 + \iint [\hat{m}(\mathbf{r}) - m_0(\mathbf{r})] \cdot C_{m_0}^{-1}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot [\hat{m}(\mathbf{r}') - m_0(\mathbf{r}')] \, d\omega \, d\omega' \quad (5.12)$$

that is, we want the prediction d_i^p to fit the data d_i within an uncertainty σ_i , while the model $\hat{m}(\mathbf{r})$ remains close to a reference model $m_0(\mathbf{r})$ (here a uniform model of quality factor Q_0) through a weighting covariance function of the form

$$C_{m_0}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \sigma_m^2 \exp\left(-\frac{\Delta(\mathbf{r}, \mathbf{r}')^2}{2L_{\text{corr}}^2}\right) \quad (5.13)$$

In (5.12) $d\omega$ and $d\omega'$ are two surface elements (solid angles) around the positions \mathbf{r} and \mathbf{r}' separated by the angular distance $\Delta(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, the two integrals are over the whole sphere. In term of attenuations, the quantity to minimize (5.12) can also be written as

$$S = \sum_i \left[\frac{\ln(Q_i/Q_i^p)}{\sigma_i} \right]^2 + \iint \ln(Q_0/\hat{Q}(\mathbf{r})) \cdot C_{m_0}^{-1}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \ln(Q_0/\hat{Q}(\mathbf{r}')) \, d\omega \, d\omega' \quad (5.14)$$

Following Tarantola & Valette (1982), the solution of this inverse problem is:

$$\hat{m} = m_0 + \mathbf{C}_{m_0} \cdot \mathbf{G}^T \cdot \mathbf{S}^{-1} D \quad (5.15)$$

with

$$\mathbf{S} = \mathbf{C}_{d_0} + \mathbf{G} \cdot \mathbf{C}_{m_0} \cdot \mathbf{G}^T \quad (5.16)$$

and

$$D = d - g(\hat{m}) + \mathbf{G} \cdot (\hat{m} - m_0) \quad (5.17)$$

where T denotes the transpose, m_0 is the *a priori* model, and the matrix \mathbf{G} (formally $\partial g/\partial \hat{m}$) contains the partial derivatives of the predictions with respect to the model.

The implementation of an apparently discrete formalism (5.15)-(5.17) is somewhat tricky for continuous functions. For our problem the \mathbf{G} matrix is in fact the operator with lines:

$$\mathbf{G}_i = \int_i \frac{Q_i^p}{\hat{Q}(s)} \bullet \frac{ds}{\Delta_i} \quad (5.18)$$

(the \bullet remains that applied to a model $m(\mathbf{r})$, with means multiplied by $m(s)$, it leads to i values). Eqs (5.17) and (5.16) can therefore be written as

$$D_i = -\ln \left[\int_i \frac{Q_i}{\hat{Q}(s)} \frac{ds}{\Delta_i} \right] + \int_i \frac{Q_i^p}{\hat{Q}(s)} \ln \left[\frac{Q_0}{\hat{Q}(s)} \right] \frac{ds}{\Delta_i} \quad (5.19)$$

$$S_{ij} = \sigma_i^2 \delta_{ij} + \sigma_m^2 \int_i \int_j \frac{Q_i Q_j}{\hat{Q}(s) \hat{Q}(s')} \exp \left(-\frac{\Delta(\mathbf{r}(s), \mathbf{r}'(s'))^2}{2L_{\text{corr}}^2} \right) \frac{ds}{\Delta_i} \frac{ds'}{\Delta_j} \quad (5.20)$$

Finally $\mathbf{C}_{m_0} \cdot \mathbf{G}^T$ is a smoothing operator, which applies to a vector X with dimension the number of rays (i.e. $X = \mathbf{S}^{-1}D$), to generate a continuous function on the sphere, that is,

$$\mathbf{C}_{m_0} \cdot \mathbf{G}^T \cdot X = \sigma^2 \sum_i X_i \int_i \frac{Q_i^p}{\hat{Q}(s')} \exp \left(-\frac{\Delta(\mathbf{r}, \mathbf{r}'(s'))^2}{2L_{\text{corr}}^2} \right) \frac{ds'}{\Delta_i} \quad (5.21)$$

This operator gives the estimate for the attenuation at position \mathbf{r} . Classically, this inversion is proceeded iteratively where an estimate \hat{m} (i.e. a model $Q(\mathbf{r})$), is used to compute the operators of the right side of (5.15) which provides an improved estimate \hat{m} (left side of (5.15)).

5.6.2 Rejecting outliers in every cluster

This data selection is included in the clustering step performed before the regionalization. We cluster paths corresponding to epicentres close together recorded at a single station, assuming waves propagate in the same attenuation structure. If an attenuation curve differs too much from other curves in the cluster, we suspect that this observation is problematic. The aim of this data selection is to identify these outliers and to exclude them from each cluster.

First, we compute at each period T_k the average quality factor for the cluster $\overline{\ln Q(T_k)}$ and its variance $\sigma_g(T_k)$. Second, we average $\sigma_g(T_k)$ over the periods T_k :

$$\sigma^2 = \frac{1}{p} \sum_{k=1}^p \sigma_g^2(T_k) \quad (5.22)$$

where p is the number of periods. Third, we compute a distance between each attenuation curve i of the cluster and the average attenuation curve :

$$R_i^2 = \frac{1}{p} \sum_{k=1}^p (\ln(Q_i(T_k)) - \overline{\ln(Q(T_k))})^2 \quad (5.23)$$

If R_i^2 is higher than σ^2 , we consider the attenuation curve i as an outlier. The curve i is discarded if the remaining number of paths in the cluster is larger than 2.

5.6.3 Complementary figures

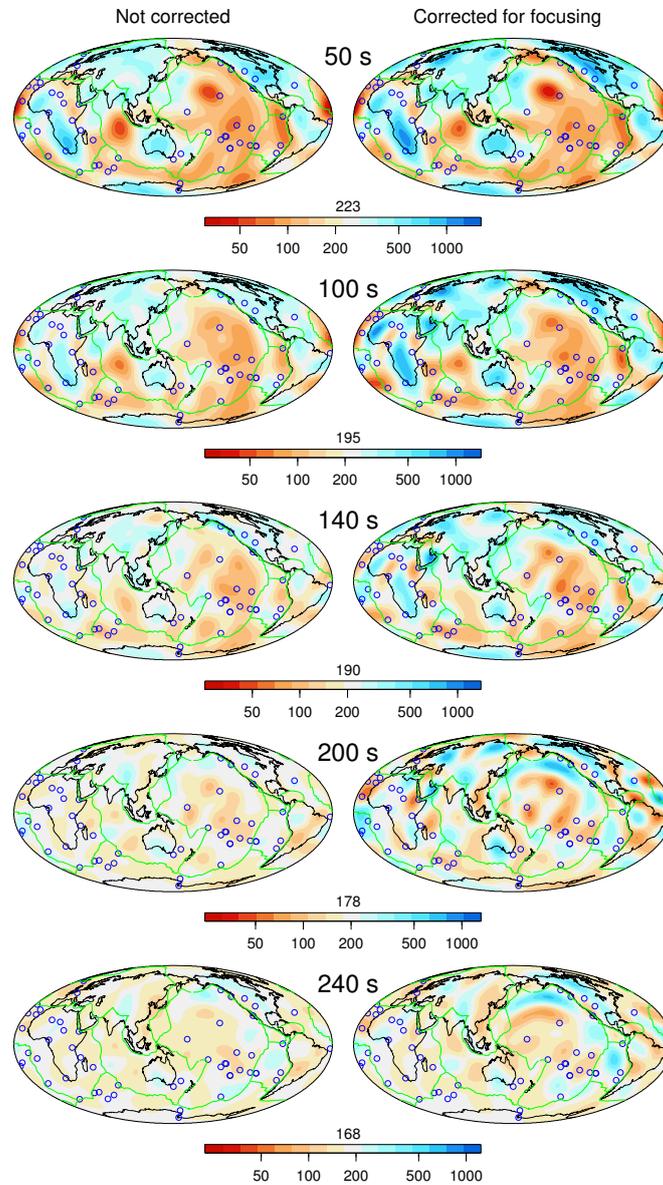


Figure 5.14 – Maps of lateral variations of Q . Left column : maps are corrected for all effects except focusing (see eq. 1); right column : maps also include the focussing correction. Although the focusing corrections are visible on the maps, these corrections remain moderate. Hotspot locations are in blue (Müller et al., 1993), plates in green.

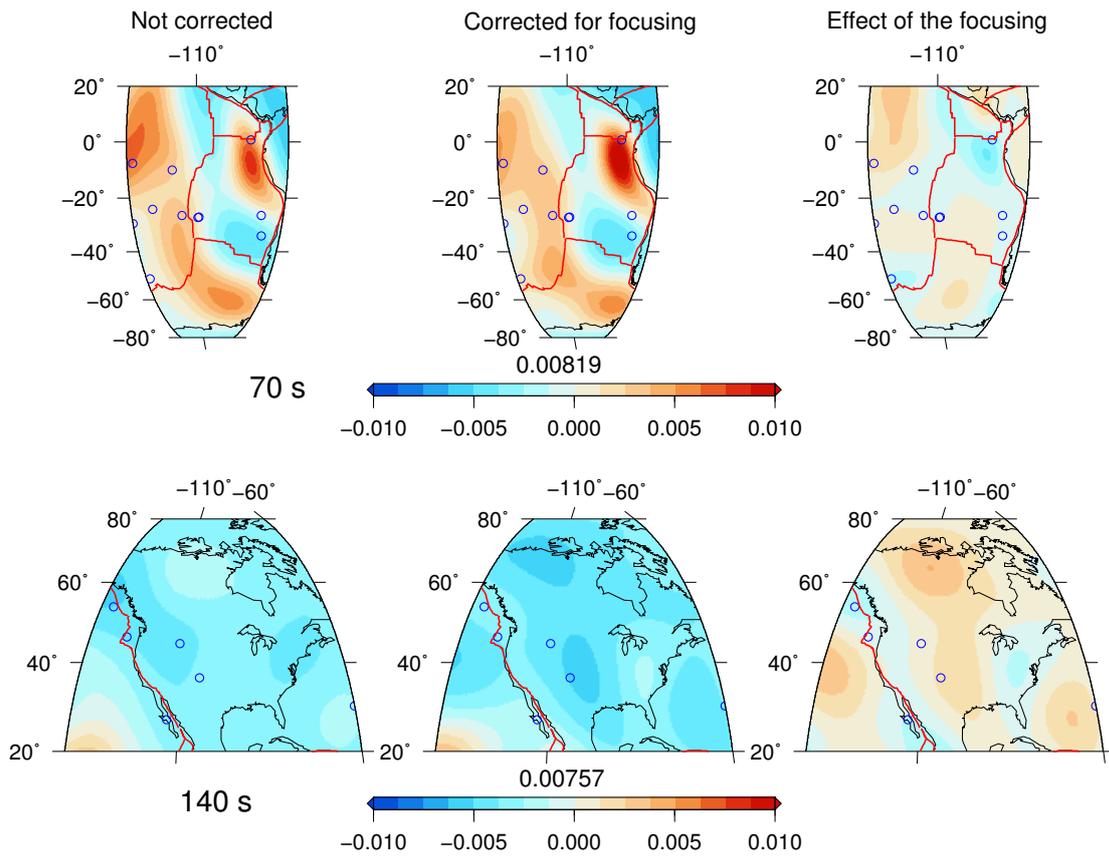


Figure 5.15 – Maps of attenuation for 70 s Rayleigh waves beneath the East Pacific Rise (top row) and for 140 s Rayleigh waves beneath North America (bottom row). The colour scale shows the perturbation in attenuation δQ^{-1} according to the reference indicated above the colour scale (similar plots can be found in Dalton & Ekström (2006)). In each row, the left column displays maps without the focusing correction; middle column, with the focussing correction; right column displays the effect of focusing (i.e., left column minus middle column).

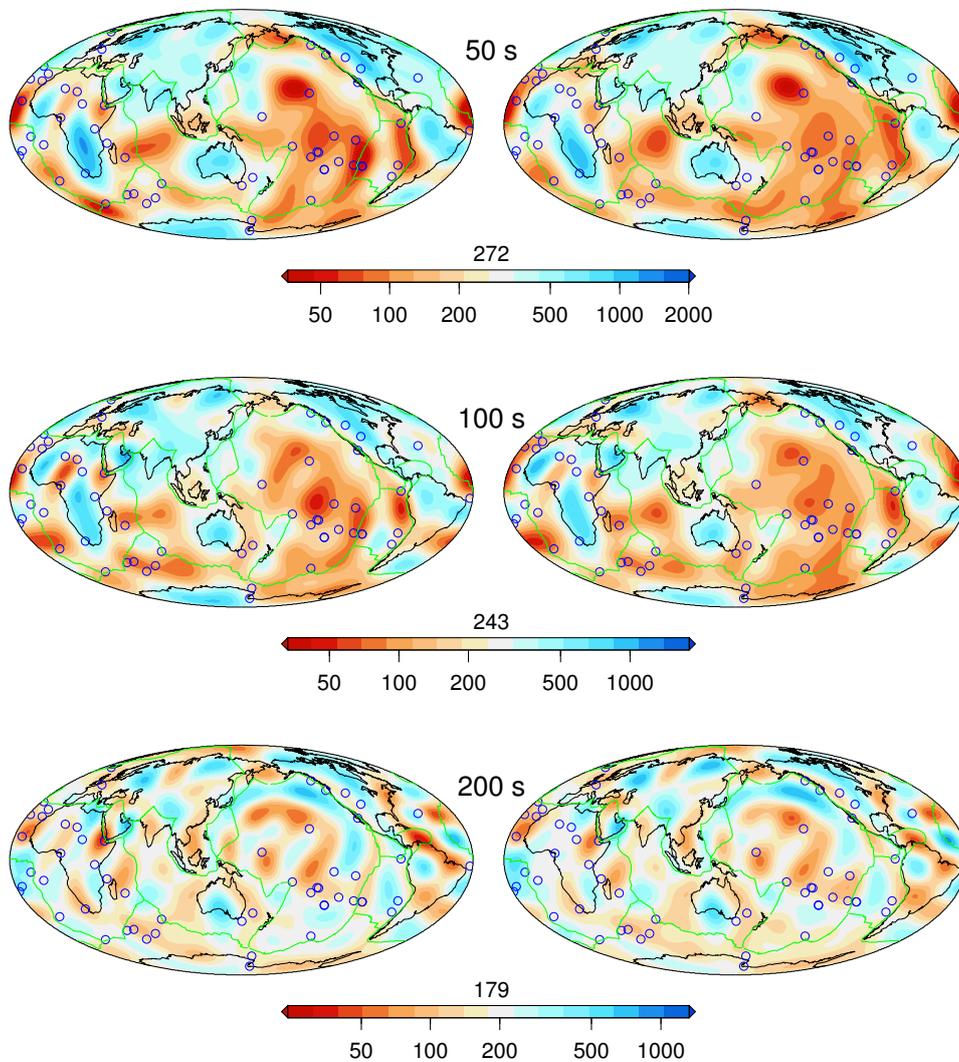


Figure 5.16 – QADR17 (right column) is compared with the result of an inversion (left column) in which we keep paths for which the computed amplitudes vary rapidly with azimuths (i.e. by more than 1% for a take-off azimuth variation of 1°). There are only minor differences between the two inversions, suggesting that most data with large CMT errors have been rejected by the requirement of an amplitude factor < 2 between synthetic and actual waveforms.

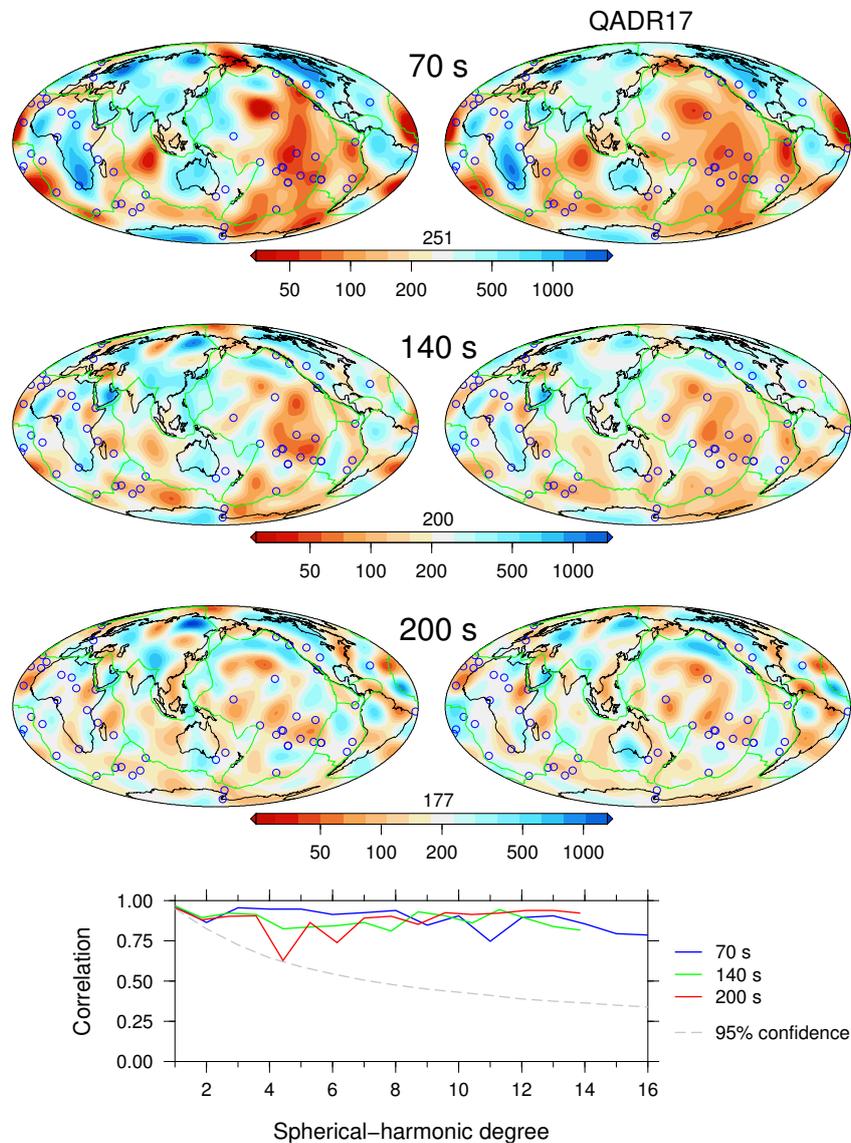


Figure 5.17 – Top: maps of lateral variations of Q at 70, 140 and 200 s. Left panel displays the maps obtained without clustering the paths and the right panel displays QADR17, where nearby paths are clustered. Bottom: correlation between the maps above, at 70, 140 and 200 s period. The dashed lines indicate the 95% significance levels.

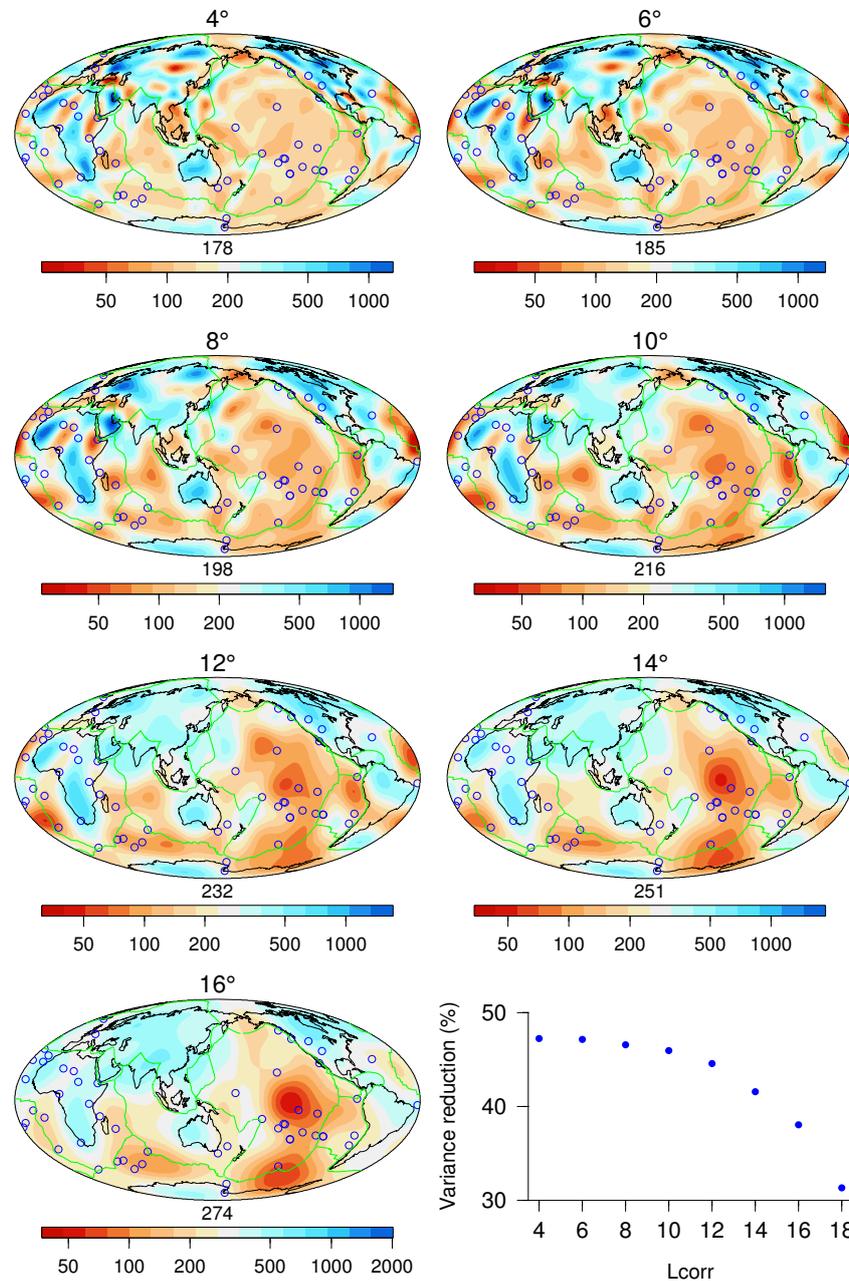


Figure 5.18 – Lateral variations in Rayleigh-wave attenuation at a period of 100 s obtained using different correlation lengths L_{corr} . Other *a priori* informations are identical to our preferred model QADR17. We plot values of Q with a logarithmic scale.

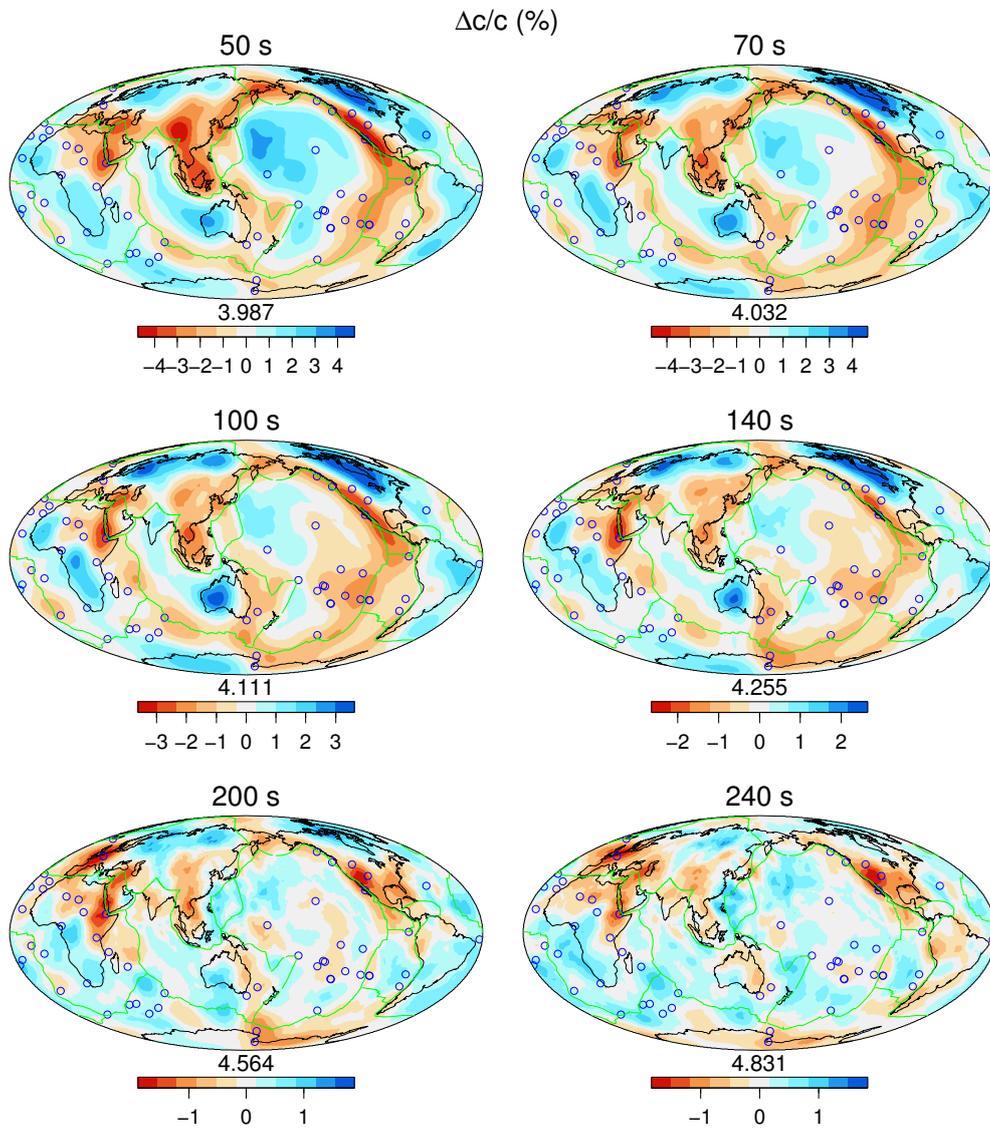


Figure 5.19 – Lateral variations of Rayleigh phase velocities at different periods. Perturbation in % are shown according to a reference value (in km s^{-1}) which is indicated under each map.

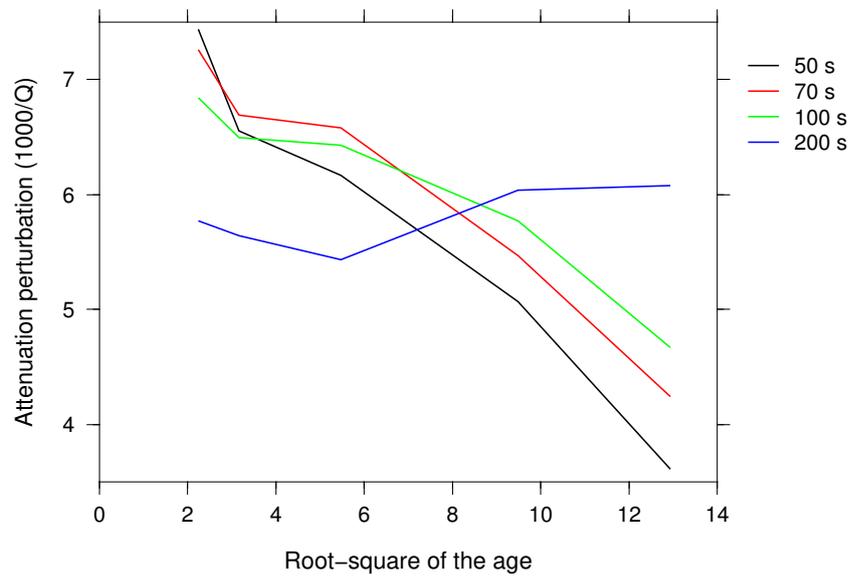


Figure 5.20 – Same as Fig. 5.5 except that we plot attenuation in ocean basins as a function of the square root of sea floor age. Up to 100 s periods, the attenuation decreases rather linearly with the root square of age.

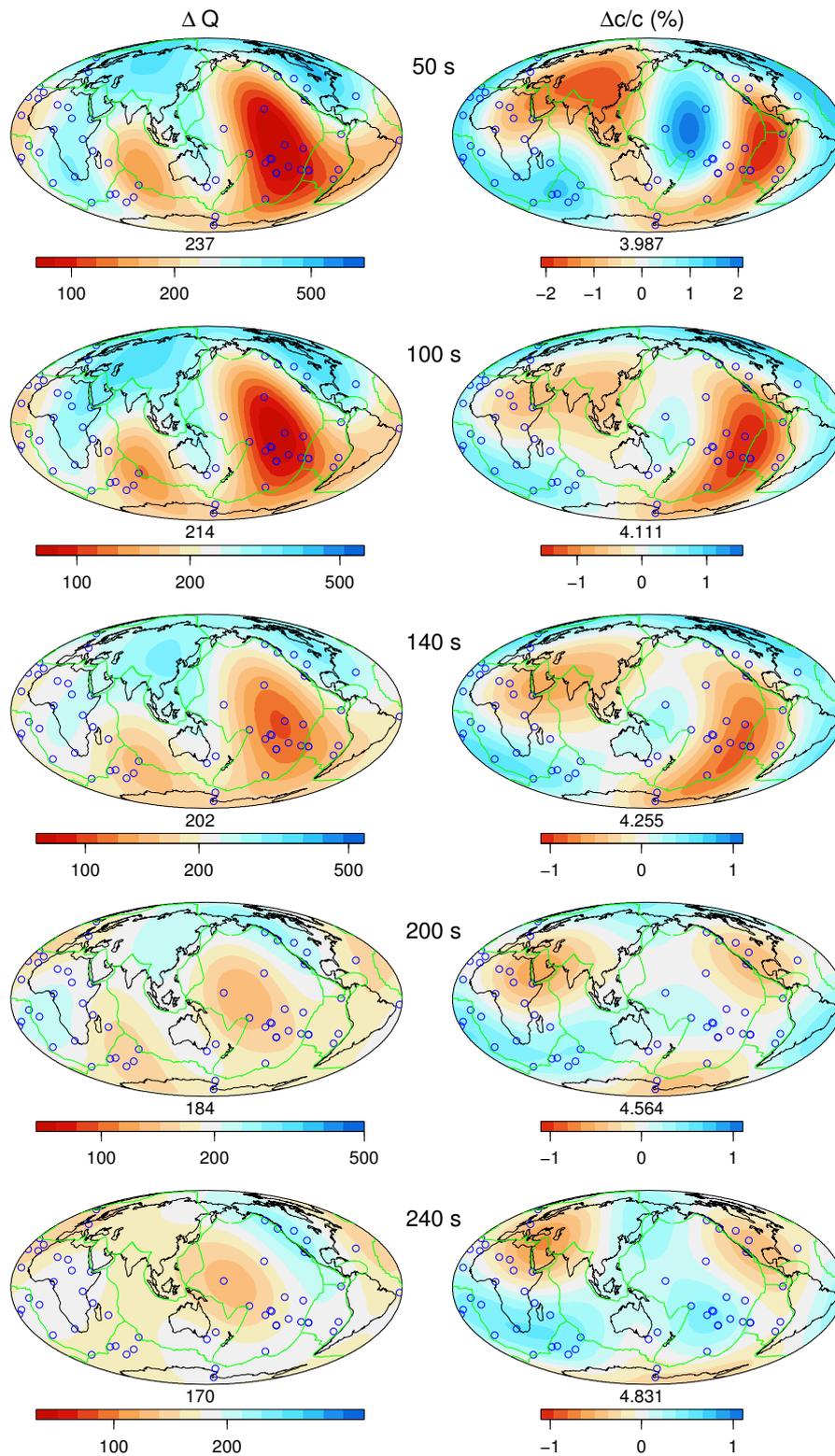


Figure 5.21 – Maps of lateral variations of Q (left) and phase velocities (right) plotted after filtering out spherical harmonic degrees ≥ 4 . At each period we plot Q with a logarithmic scale and velocity perturbation in percent from the globally average phase velocity.

Inversion en profondeur



Dans les deux chapitres précédents, nous avons présenté la régionalisation de l'atténuation des ondes de Rayleigh, ainsi que les cartes d'atténuation obtenues pour chaque période et chaque mode. Ces cartes sont à présent inversées en profondeur afin d'obtenir un modèle 3D de l'atténuation des ondes S dans le manteau terrestre. Pour cela, les mesures en chaque point géographique (θ, ϕ) sont traitées séparément. Pour chaque point géographique, nous effectuons une inversion en profondeur, pour laquelle les données sont les mesures d'atténuations $Q(k, T)$ en fonction mode k et de la période T , et le modèle estimé est un profil 1D d'atténuation $Q_S(z)$ en fonction de la profondeur z . En regroupant les profils 1D, on obtient le modèle 3D de l'atténuation du manteau supérieur $Q_S(\theta, \phi, z)$.

Ce chapitre contient, dans la section 6.5, un article publié dans *Geophysical Research Letter*. Les sections 6.1 à 6.4 de ce chapitre ont pour objectif de compléter cet article. Dans ces sections, nous faisons donc référence à plusieurs figures de l'article.

6.1 Méthode d'inversion

La méthode d'inversion itérative utilisée dans ce chapitre est à nouveau celle développée par Tarantola & Valette (1982), présentée au chapitre 3 (équation 3.8). Nous allons tout d'abord présenter, dans le formalisme de cette méthode, les données que nous utilisons, le modèle inversé,

et la relation entre les données et le modèle, puis la façon dont la qualité du modèle est estimé.

6.1.1 Données

Les données contenues dans le vecteur \mathbf{d} représentent les courbes d'atténuation, pour le mode fondamental et les cinq premiers harmoniques, qui sont extraites du modèle QADR17 pour chaque point géographique $\mathbf{r} = (\theta, \phi)$. On peut alors écrire en chaque point géographique \mathbf{r} , pour la période i :

$$d_i = \ln(Q_i^{-1}) \quad (6.1)$$

L'indice i parcourant successivement chaque période T de chaque mode k ($Q_i = Q(k, T)$). Les figures B.1 et B.2 de l'annexe B présentent les cartes d'atténuation $Q(k, T)$ à partir desquelles sont extraites les données.

Les éléments de la matrice de covariance *a priori* sur les données \mathbf{C}_{d_0} sont définis par :

$$(C_{d_0})_{ij} = \sigma_{d_i} \sigma_{d_j} \delta_j^i \quad (6.2)$$

où σ_{d_i} est l'erreur pour la donnée i , et δ_j^i est le symbole de Kronecker. L'erreur σ_{d_i} est calculée à partir de la carte d'atténuation des ondes de Rayleigh pour chaque mode k et période T . Elle est égale à l'écart-type des $\ln(Q_i)$ sur l'ensemble des points géographiques de la carte. La figure 6.1 représente la valeur moyenne et l'écart-type des cartes de $\ln(Q)$ pour chaque période et chaque mode. Cette figure est proche de la figure 3.4 du chapitre 3, qui représente la valeur moyenne et l'écart-type des jeux de données avant la régionalisation.

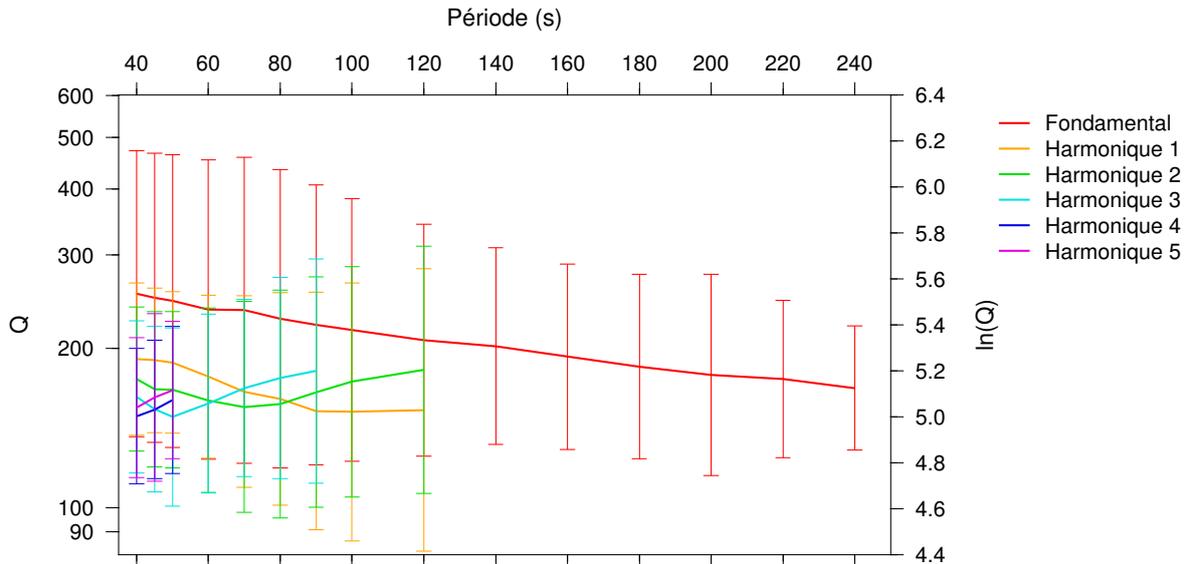


FIGURE 6.1 – Moyenne et écart-type des cartes de $\ln(Q)$ en fonction de la période pour le fondamental et les cinq premiers harmoniques.

6.1.2 Modèle

Le modèle \mathbf{m} contient l'atténuation $Q_S(z)$ au point géographique \mathbf{r} et à la profondeur z . Pour chaque profondeur z_j considérée, l'élément j du vecteur \mathbf{m} est donné par :

$$m_j = \ln(Q_S^{-1}(z_j)) \quad (6.3)$$

On effectue une inversion pour chaque point géographique. L'atténuation est inversée à partir du Moho jusqu'à 1 900 km de profondeur. La sensibilité en profondeur des ondes de Rayleigh est présentée sur la figure 1.3 du chapitre 1, ainsi que dans l'appendix de l'article (section 6.6) sur la figure 6.17. On peut voir que les quatre premiers harmoniques des ondes de Rayleigh sont peu sensibles aux profondeurs supérieures à 900 km.

Les éléments de la matrice de covariance *a priori* sur le modèle \mathbf{C}_{m_0} sont définis par :

$$C_{m_0}(z_i, z_j) = \sigma_{m_i} \sigma_{m_j} \exp\left(\frac{-(z_i - z_j)^2}{2L_{\text{corr}}^2}\right) \quad (6.4)$$

où σ_{m_i} est l'erreur *a priori* sur le modèle à la profondeur z_i , et L_{corr} est la longueur de corrélation verticale, choisie égale à 50 km. L'erreur *a priori* sur le modèle est calculée à partir des données issues de l'inversion de forme d'ondes, présentées dans la section 3.5.2. Pour chaque trajet, l'inversion de forme d'ondes nous donne les courbes moyennes de l'atténuation des ondes de Rayleigh, mais aussi les modèles moyens 1D du facteur de qualité $Q_S(z)$. Pour chaque profondeur, l'écart-type des $\ln(Q_S(z))$ du jeu de données entier est utilisé comme erreur *a priori* sur le modèle. Cela permet d'obtenir des variations du modèle final compatibles avec celles observées dans le jeu de données initial.

6.1.3 Noyaux de sensibilité et inversion en profondeur

Dans le formalisme de Tarantola & Valette (1982), la matrice \mathbf{G} contient les noyaux de sensibilité, qui permettent de relier les données aux paramètres décrivant le modèle, sous la forme :

$$G_{ij} = \frac{\partial \ln Q_i^{-1}}{\partial \ln Q_S^{-1}(z_j)} \quad (6.5)$$

calculés au point géographique \mathbf{r} .

Le calcul des noyaux de sensibilité est basé sur le formalisme de Takeuchi & Saito (1972), présenté dans la section 3.2.1. L'équation 3.15 donne l'expression des dérivées partielles $\partial \alpha_i / \partial Q_S^{-1}(z_j)$, calculées dans un modèle radial, modèle contenant la structure en vitesse et en atténuation pour les coordonnées géographiques considérées. On peut alors déterminer les éléments de la matrice \mathbf{G} :

$$G_{ij} = \frac{\partial \ln Q_i^{-1}}{\partial \ln Q_S^{-1}(z_j)} \quad (6.6)$$

$$= -\frac{1}{\alpha_i^0 Q_S^0(z_j)} \frac{\partial \hat{\alpha}_n}{\partial Q_S^{-1}} \quad (6.7)$$

où \mathbf{Q}_S^0 est le vecteur qui contient le modèle radial du facteur de qualité utilisé pour calculer les dérivées partielles, et α^0 contient les données synthétiques calculées dans ce modèle.

L'équation 6.7 donne l'expression des éléments de la matrice \mathbf{G} lors de la première itération. Après chaque itération, on obtient un nouveau modèle radial du facteur de qualité qui peut nous permettre de recalculer les dérivées partielles. Malheureusement, recalculer ces dérivées partielles à chaque itération est un travail long et fastidieux, c'est la raison pour laquelle nous conservons pour chaque itération les valeurs des dérivées partielles $\partial\alpha_i/\partial Q_S^{-1}(z_j)$, tout en mettant à jour le modèle radial du facteur de qualité. A l'itération k , les éléments de la matrice \mathbf{G}^k sont alors :

$$G_{ij}^k = -\frac{1}{\alpha_i^{k-1} Q_S^{k-1}(z_j)} \frac{\partial \hat{\alpha}_n}{\partial Q_S^{-1}} \quad (6.8)$$

où $Q_S^{k-1}(z_j)$ est notre modèle à l'itération $k-1$ et α_i^{k-1} contient la donnée synthétique calculée dans le modèle $Q_S^{k-1}(z_j)$ à partir des dérivées partielles $\partial\alpha_i/\partial Q_S^{-1}(z_j)$.

Le calcul des noyaux de sensibilité à partir de l'équation 3.15 s'effectue à partir d'un modèle radial de Terre contenant la structure en vitesse et en atténuation. Ce modèle radial peut avoir un impact important sur la modélisation, principalement à cause de l'influence de la croûte qui est fixée dans notre modélisation. De plus, le modèle radial choisi, utilisé pour calculer les noyaux de sensibilité, est aussi utilisé comme modèle *a priori* lors de l'inversion en profondeur. Le choix de ce modèle radial est discuté dans la section 6.2.

A la suite de plusieurs itérations, on obtient sous chaque coordonnée géographique un modèle d'atténuation radial. La juxtaposition des modèles $Q_S(z)$ obtenus pour chaque point géographique permet de construire le modèle final d'atténuation 3D des ondes S. On souhaite alors estimer de la qualité de ce modèle final.

6.1.4 Estimation *a posteriori*

Pour estimer la qualité des modélisations, l'erreur *a posteriori* sur le modèle $\sigma_{m_{\text{final}}}$ est calculée à partir de la matrice de covariance *a posteriori* \mathbf{C}_m (équation 3.21). La diagonale de \mathbf{C}_m contient alors les carrés de l'erreur *a posteriori* sur $\ln(Q_S(z))$ à chaque profondeur z . Cette information étant disponible pour chaque point géographique, on estime alors cette erreur pour chaque point du modèle 3D. On calcule le rapport $R_{\text{final}} = \sigma_{m_{\text{final}}}/\sigma_{m_0}$, où σ_{m_0} est l'erreur *a priori* sur le modèle. Plus ce rapport est proche de 1, plus l'erreur *a posteriori* est proche de l'erreur *a priori*, et plus la résolution du modèle est faible.

On peut de plus estimer l'ajustement de chaque donnée i en chaque point géographique grâce aux résidus $r_i = d_i - \hat{d}_i^k$. Plus r_i est petit, plus la donnée calculée est en accord avec l'observation. On calcule la réduction de variance à partir de l'équation 4.23. La réduction de variance indique, pour chaque point géographique, comment les données synthétiques, calculées à partir du modèle $Q_S(z)$, se sont rapprochées des données réelles lors des inversions en profondeur. L'ajustement des données est donné par le χ_{final} , calculé à partir de l'équation 4.24. Les données sont ajustées dans leur barre d'erreur lorsque $\chi_{\text{final}} < 1$.

Ces trois informations (le rapport $R_{\text{final}} = \sigma_{m_{\text{final}}}/\sigma_{m_0}$, la réduction de variance et le χ_{final})

sont utilisées dans la suite de ce chapitre pour juger la qualité des modélisation.

6.2 Influence de la croûte

Lors de l'inversion de forme d'ondes, le modèle radial utilisé est la moyenne d'un modèle de Terre le long de chaque trajet. Dans la croûte, ce modèle correspond à 3SMAC, à la fois en vitesse et en atténuation. Dans le manteau, ce modèle contient la vitesse estimée à partir du modèle PREM (Dziewonski & Anderson, 1981), en lissant la discontinuités à 220 km afin d'éviter les variations abruptes de la vitesse, ainsi qu'une atténuation constante, telle que $Q_S = 200$. Pour l'inversion en profondeur, on utilise ce même modèle sous chaque point géographique afin de calculer les noyaux de sensibilité, ainsi que comme modèle *a priori* de l'inversion en profondeur.

TABLE 6.1 – Modèles radiaux utilisés pour calculer les dérivées partielles, ainsi que comme modèle *a priori* pour l'inversion en profondeur. Pour les deux modèles, l'épaisseur de la croûte, présentée sur la figure 6.2, est celle du modèle 3SMAC (Nataf & Ricard, 1996).

	Modèle radial 1	Modèle radial 2
Croûte	V_S 3SMAC $Q_S = 600$	V_S 3SMAC Q_S 3SMAC
Manteau		V_S PREM $Q_S = 200$

Comme la structure de la croûte n'est pas inversée, le modèle de croûte utilisé peut avoir une influence importante sur le résultat. Pour évaluer cette influence, nous avons testé deux modèles de croûte. Le premier est le modèle 3SMAC pour les structures en vitesse, en densité et pour l'épaisseur des couches, avec un facteur de qualité constant $Q_S = 600$, correspondant à la valeur de Q_S dans la croûte du modèle PREM (Dziewonski & Anderson, 1981). Le second modèle contient la croûte de 3SMAC pour la vitesse et l'atténuation. Les deux modèles radiaux sont synthétisés dans la table 6.1. En complément, l'épaisseur de la croûte du modèle 3SMAC est donnée par la figure 6.2.

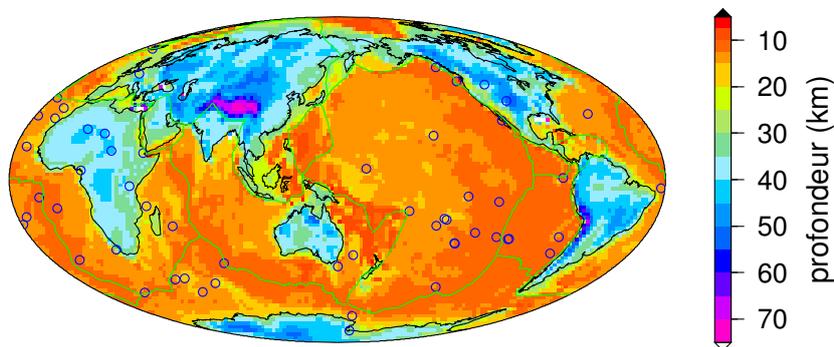


FIGURE 6.2 – Epaisseur de la croûte donnée par 3SMAC (Nataf & Ricard, 1996).

La figure 6.21 de l'article compare les résultats de deux inversions en profondeur réalisées en utilisant les modèles de croûte présentés sur la table 6.1. Sur les deux premières colonnes sont

représentés les modèles obtenus en utilisant comme modèle *a priori* le modèle radial 1 (avec $Q_S = 600$ dans la croûte) et le modèle radial 2 (avec la croûte de 3SMAC). Le rapport entre les deux premières colonnes est indiqué dans la troisième.

Les principales différences entre les deux modèles sont visibles au sommet du manteau supérieur, dans les régions continentales. Le continent Eurasien, l'Amérique du Nord, l'Antarctique, et dans une moindre mesure, le continent Africain, l'Australie et l'Amérique du Nord, sont plus fortement contrastés lorsque le modèle radial 2, contenant la croûte de 3SMAC, est utilisé. Ces contrastes disparaissent au delà de 150 km, et réapparaissent faiblement autour de 610 km de profondeur, notamment au niveau de l'Himalaya. Le signal de la croûte sous l'Himalaya est en effet présent au dessous de 610 km sur le modèle pour lequel on a utilisé la croûte de 3SMAC, à une profondeur à laquelle on ne s'attend *a priori* pas à retrouver le signal de la croûte.

Un tel signal crustal à de fortes profondeurs peut provenir d'une atténuation sur-estimée dans la croûte. En effet, si l'atténuation est trop élevée dans la croûte, le modèle estimé peut être contrebalancé par une atténuation plus faible dans le manteau. La figure 6.3 montre l'atténuation du mode fondamental des ondes de Rayleigh prédite par le modèle de croûte 3SMAC, superposée au modèle PREM en dessous du Moho, à des périodes faibles, très sensibles à la croûte. L'atténuation prédite par 3SMAC est très forte sous les continents, et en particulier sous l'Himalaya à 25 et 30 s de période. La valeur de $Q_S = 134$ dans la croûte de 3SMAC est bien inférieure à celle de PREM, et il est raisonnable de penser que la forte atténuation crustale de 3SMAC est compensée par une atténuation faible là où les dérivées partielles sont grandes. La figure 6.17 montre que les harmoniques de rang 3, 4 et 5 cumulent une forte sensibilité vers 100 km mais aussi dans l'intervalle de profondeur 400–800 km. Ceci peut expliquer pourquoi le modèle utilisant la croûte de 3SMAC (figure 6.21 colonne du milieu) prédit une faible atténuation sous l'Himalaya au delà de 610 km. Afin de minimiser les biais liés à la croûte, nous avons préféré adopter la valeur de PREM, $Q_S = 600$ dans la croûte.

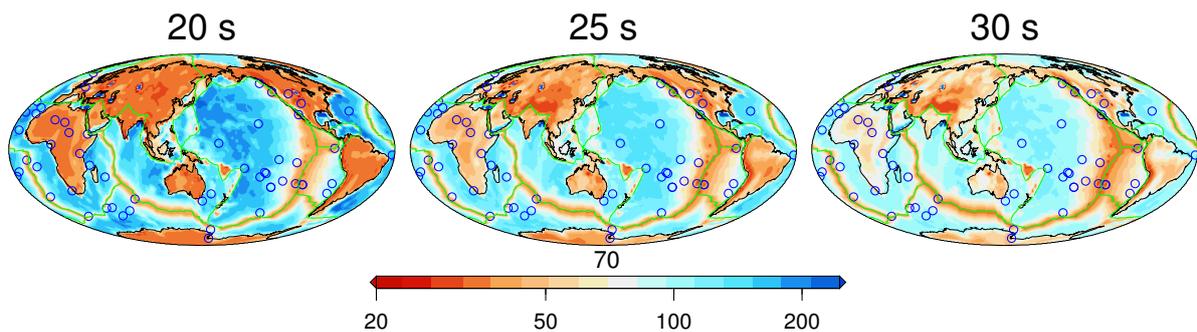


FIGURE 6.3 – Modèle d'atténuation du mode fondamental des ondes de Rayleigh $Q(T)$ de 3SMAC à 20, 25 et 30 s de période.

6.3 Itérations et modèle final

Comme indiqué dans la section 6.1, la méthode d'inversion utilisée est une méthode itérative. Sur la figure 6.4 sont représentées les cartes d'atténuation obtenues à l'issue de chacune des six

itérations successives. On observe un ajustement des cartes après les trois premières itérations, avec des variations dans les amplitudes des hétérogénéités au niveau de la Sibérie et du nord du continent Africain, ainsi qu'un ajustement de la moyenne du modèle. Après la troisième itération, on n'observe plus que des variations minimales. La convergence du modèle après la troisième itération est confirmée par la figure 6.5 qui montre la variation de la réduction de variance moyenne pour dix itérations successives. En effet, après la troisième itération, la réduction de variance est maintenue autour de 56% en moyenne sur toute la carte. Dans le reste de cette étude, on considère que l'algorithme a convergé après six itérations.

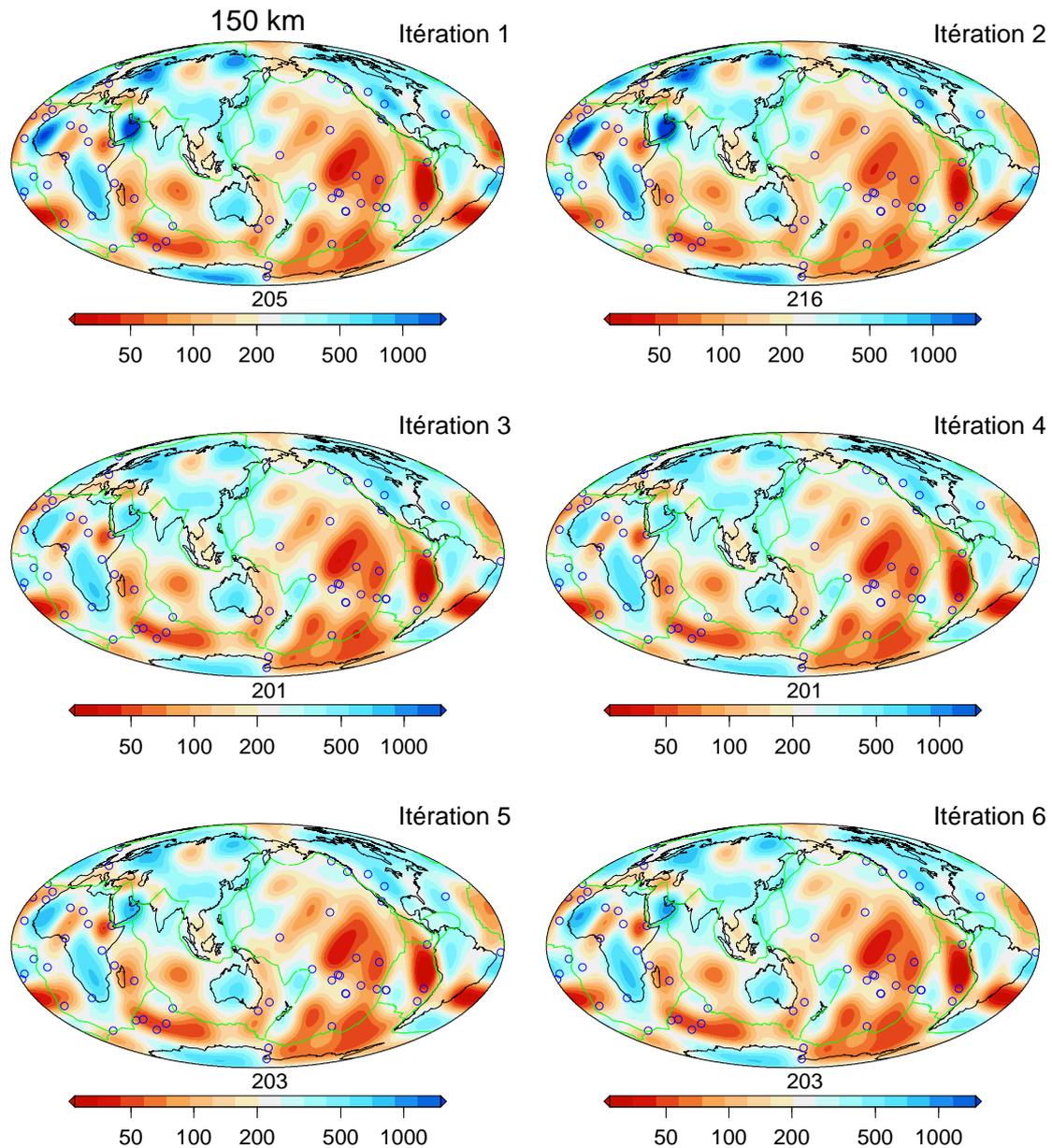


FIGURE 6.4 – Cartes d'atténuation à 150 km de profondeur obtenues à chacune des 6 itérations successives. On affiche Q sur une échelle logarithmique, la moyenne du modèle est indiquée sous chaque carte.

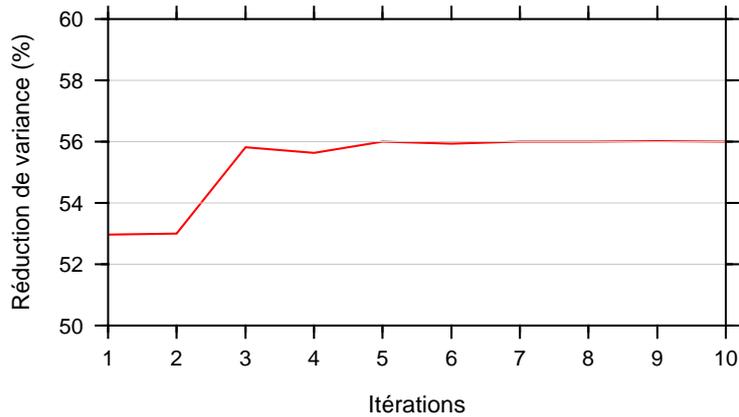


FIGURE 6.5 – Moyenne des réductions de variance sur chaque coordonnées après chaque itération.

Le modèle final d'atténuation des ondes S, QsADR17, est cartographié sur la figure 6.12 de l'article. Le modèle est aussi montré jusqu'à 900 km, profondeur à laquelle la sensibilité des ondes de surface est faible, sur la figure B.3 de l'annexe B. On peut y voir l'évolution des hétérogénéités d'atténuation jusqu'à la perte de sensibilité. La différence entre océans et continents est visible jusqu'à 200 km de profondeur, avec des continents associés à une faible atténuation et des océans associés à une forte atténuation. La signature des dorsales océanique est plus marquée que pour le modèle d'atténuation des ondes de Rayleigh QADR17, et disparaît elle aussi après 200 km de profondeur. Par ailleurs, on note que l'anomalie de forte atténuation au milieu de l'axe Pacifique présente de forts contrastes jusqu'à 610 km de profondeur.

La figure 6.6 montre les cartes du rapport R_{final} pour le modèle QsADR17. En complément, la figure B.4 de l'annexe B présente ce rapport pour chaque profondeur jusqu'à 900 km. Le rapport R_{final} est le plus bas au sommet du manteau supérieur, entre 50 et 210 km de profondeur, où il est inférieur à 0,7. Il augmente ensuite progressivement jusqu'à la limite de sensibilité des ondes de surface, où il est proche de 1. On accorde donc une plus grande confiance à la partie supérieure du modèle d'atténuation. C'est la raison pour laquelle le modèle n'est pas interprété aux profondeurs supérieures à 600 km.

La figure 6.7 présente la réduction de variance et le χ_{final} calculés pour le modèle QsADR17. En moyenne, on obtient une réduction de variance de $\sim 73\%$. On trouve cependant des régions où la réduction de variance est plus faible (de l'ordre de 20%), comme le nord-ouest de l'océan Pacifique, le centre-nord du continent africain, ou la côte ouest de l'Amérique du sud. Malgré ces régions de plus faibles réductions de variance, on note que les données sont ajustées dans leurs barre d'erreur sur l'ensemble de la carte ($\chi_{\text{final}} < 1$).

6.4 Inversion du mode fondamental et des harmoniques

Pour comparer les contributions des données issues du mode fondamental et celle issues des harmoniques, nous avons inversé séparément les données issues du mode fondamental, et celles issues des modes harmoniques. Les résultats des régionalisations du mode fondamental et des

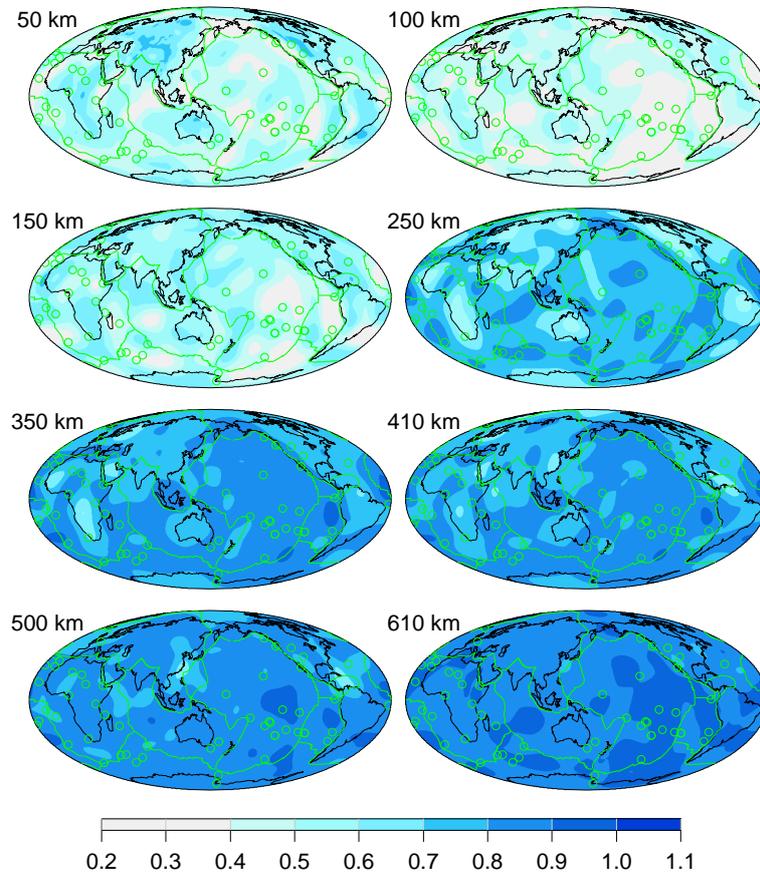


FIGURE 6.6 – Cartes du rapport $R_{\text{final}} = \sigma_{m_{\text{final}}} / \sigma_{m_0}$ pour le modèle QsADR17.

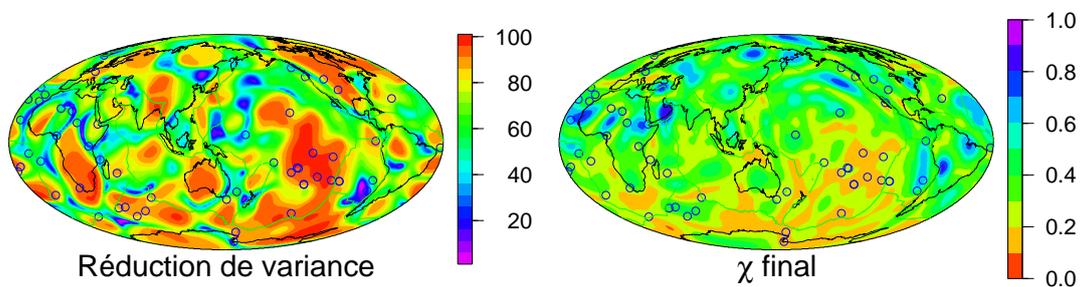


FIGURE 6.7 – Réduction de variance et χ_{final} obtenus à partir du modèle QsADR17.

modèles harmoniques correspondent aux colonnes au centre et à droite de la figure 6.8 respectivement. Le modèle QsADR17 est aussi affiché sur la colonne de gauche à titre de comparaison. Le modèle final est plus proche du modèle construit sur les modes fondamentaux dans les premiers ~ 300 km tandis que les modes harmoniques le contraignent plus étroitement à grande profondeur. Cependant nous ne notons pas de contradictions majeures entre les modèles construits avec le fondamental ou avec les harmoniques.

Sur la figure 6.9 sont affichées les corrélations entre les modèles de la figure 6.8, ainsi que leurs amplitudes spectrales en fonction de la profondeur. Les corrélations et les amplitudes spectrales sont calculées pour les harmoniques sphériques jusqu'au degré 36, ce qui correspond à une longueur de corrélation de 10° . Jusqu'à ~ 400 km de profondeur, les contributions du mode fondamental et des modes harmoniques sont proches : les corrélations entre le modèle issu du mode fondamental et QsADR17, et entre le modèle issu des modes harmoniques et QsADR17, sont supérieures à 0,6. De plus, les amplitudes spectrales des trois modèles sont similaires. En dessous de 400 km, la corrélation de QsADR17 avec le modèle issu des modes harmoniques est proche de 1, alors que la corrélation avec le modèle issu du fondamental diminue progressivement vers 0. Le modèle QsADR17 est donc principalement contrôlé par les modes harmoniques à ces profondeurs. On note de plus que l'amplitude spectrale du modèle issu du fondamental est plus faible que celles de QsADR17 et du modèle issu des modes harmoniques. Cela confirme que les modes harmoniques sont indispensables pour modéliser l'atténuation à des profondeurs supérieures à ~ 400 km. En effet, le mode fondamental est très sensible aux premiers 400 km, et les harmoniques apportent une sensibilité supplémentaire à plus grandes profondeurs, comme le montrent les noyaux de sensibilité présentés sur la figure 6.17 de l'article.

La figure 6.10 présente les réductions de variance obtenues par les inversions en profondeur qui ont permis d'obtenir les trois modèles de la figure 6.8. Le calcul de la réduction de variance est défini à la section 6.1.4. La réduction de variance est généralement meilleure quand le nombre de données diminue. Le mode fondamental ne comprend que 15 périodes, il est donc normal que les réductions de variance du modèle issu du fondamental soient plus élevées que celles de QsADR17, construit à partir de 46 périodes. Les réductions de variance de QsADR17 sont globalement plus élevées que celle du modèle issu des modes harmoniques, alors que le nombre de données est plus important. Cela suggère que, globalement, les données issues du mode fondamental et des modes harmoniques sont cohérentes, puisqu'il est possible de construire un modèle unique compatible avec les deux types de données.

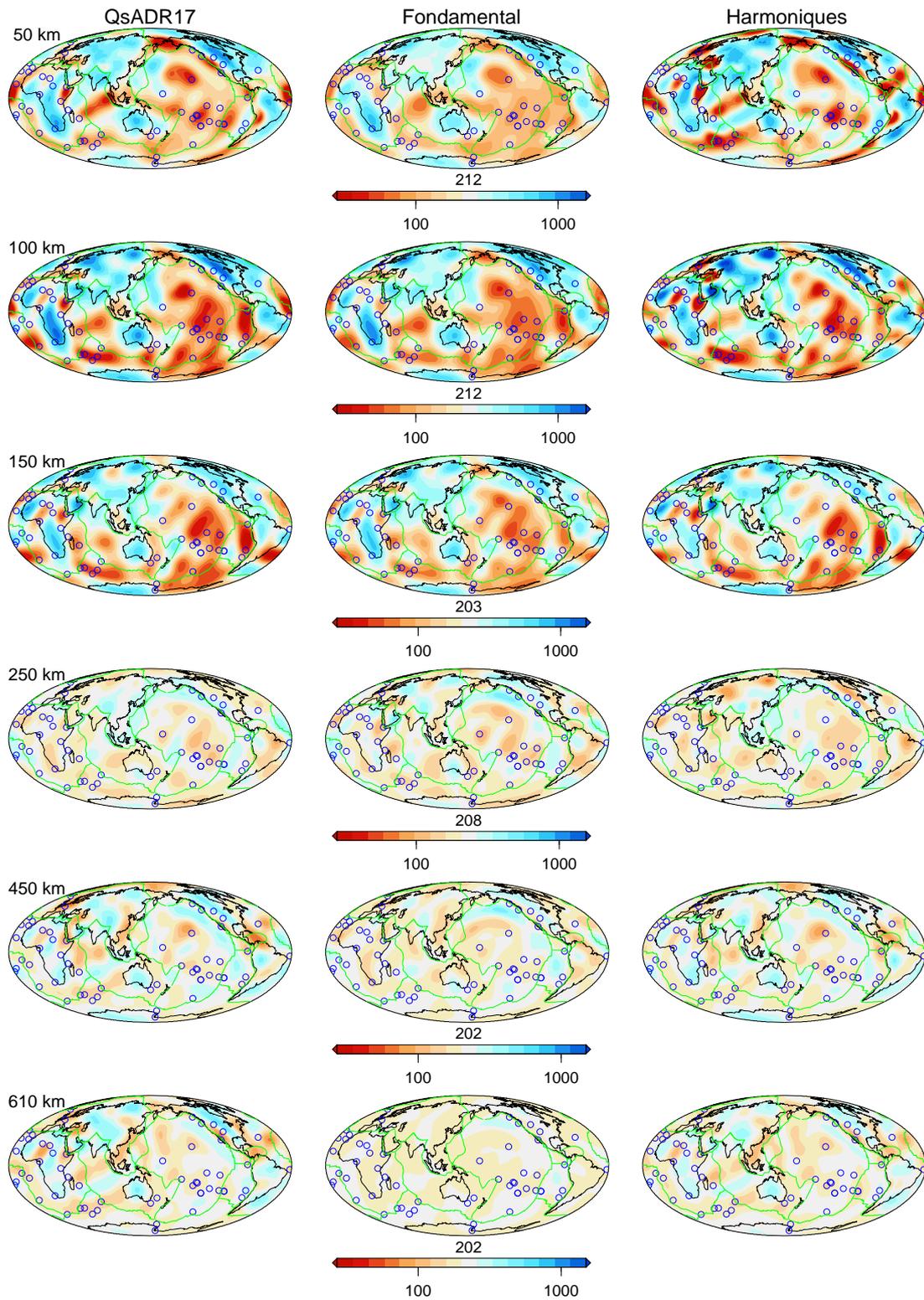


FIGURE 6.8 – Modèle d'atténuation Q_S résultant de l'inversion en profondeur. La colonne de gauche représente le modèle réalisé à partir du fondamental et des cinq premiers harmoniques, la colonne centrale à partir du fondamental seul, et la colonne de droite à partir des harmoniques seuls.

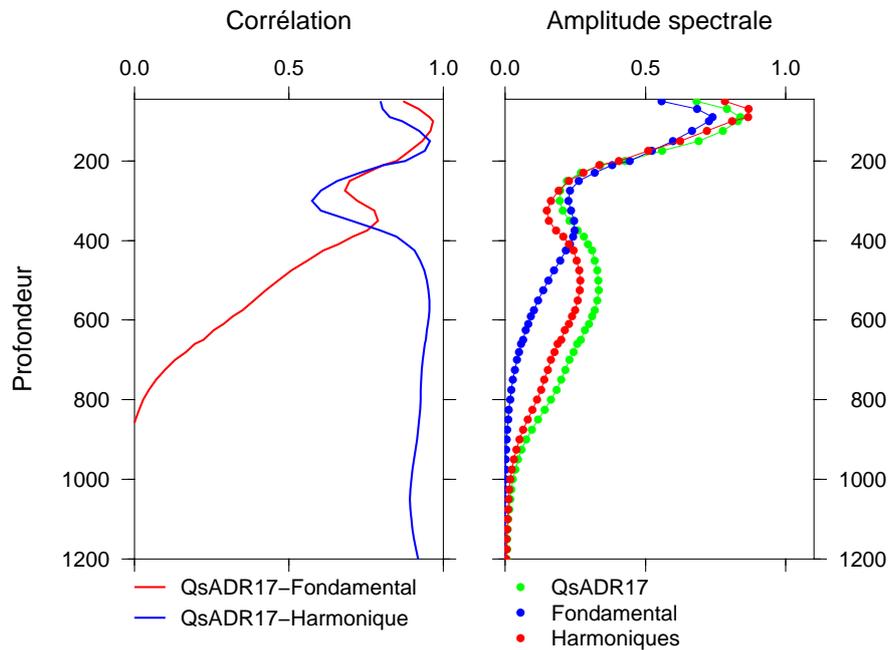


FIGURE 6.9 – Gauche : Corrélations entre les modèles de la figure 6.8, i.e. QsADR17, le modèle issu du mode fondamental seul et le modèle issu des modes harmoniques. Droite : Amplitude spectrale de ces trois modèles.

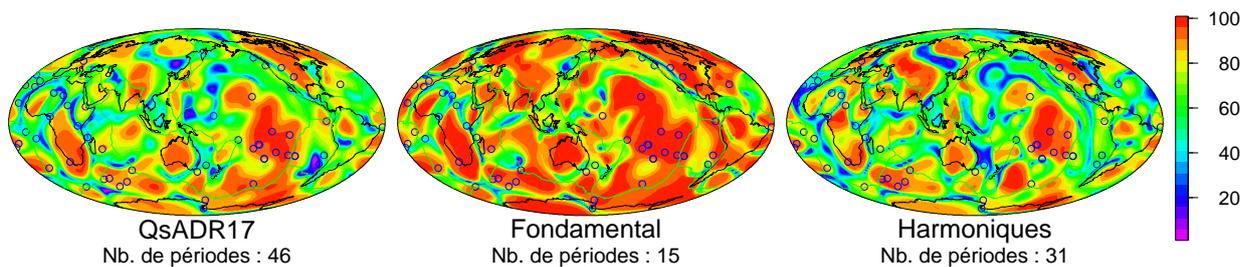


FIGURE 6.10 – Réductions de variance des inversions en profondeur obtenues en chaque coordonnée pour QsADR17 (carte de gauche), pour le modèle issu du mode fondamental (carte centrale) et pour le modèle issu des modes harmoniques (carte de droite). Le nombre de données utilisées lors de l'inversion est indiqué sous chaque carte (nombre de périodes).

6.5 Modèle d'atténuation des ondes S

Dans ce chapitre, nous avons choisi de nous concentrer dans la première partie sur la dimension technique des inversions en profondeur. Dans cette section, sous la forme d'un article publié à *Geophysical Research Letter*, nous présentons le modèle QsADR17, les tests synthétique et les interprétations du modèle QsADR17.

Attenuation tomography of the upper mantle

Adenis, A., E. Debayle, and Y. Ricard (2017), Attenuation tomography of the upper mantle, *Geophys. Res. Lett.*, 44, 7715–7724, doi :10.1002/2017GL073751.

Key points

- High attenuation regions are found under mid-ocean ridges down to 150 km and under Pacific hotspots down to the transition zone
- Broad attenuating anomalies at 150 km depth in the Pacific ocean suggest that several thermal plumes pond in the asthenosphere
- Evidences for compositional heterogeneities are found in the lithosphere at the base of cratons, and in a number of active regions

Abstract We present QsADR17, a global shear wave attenuation model of the upper mantle. Synthetic tests confirm that large-scale shear-attenuation anomalies are resolved in the whole upper mantle with limited vertical smearing (≤ 50 km). QsADR17 shows strong correlation with surface tectonics down to 200 km depth, with low attenuation beneath continents and high attenuation beneath oceans. The attenuation signal near 250 km depth is dominated by a high quality factor along subduction zones. Attenuating anomalies are found beneath mid-ocean ridges down to 150 km and under most Pacific hotspots from the lithosphere down to the transition zone. The presence of broad attenuating anomalies at 150 km depth in the Pacific ocean suggests that several thermal plumes pond in the asthenosphere. Evidence for compositional heterogeneities is found in the lithosphere at the base of cratons, and in a number of active regions.

Keyword : Seismology – Seismic attenuation – Composition and structure of the mantle – Pacific Ocean – Surface wave – Tomography.

6.5.1 Introduction

One of the goals of seismology is to map the various physical properties of the Earth such as temperature, composition, volatile content or presence of partial melt. This goal will only be reached by the cross-analysis of multiple observations that have different sensitivities to these quantities. Therefore, mapping anelasticity in addition to elastic velocity or anisotropy is critical. In addition, a better knowledge of anelasticity allows a more accurate estimate of seismic

velocities, by taking into account the physical dispersion due to attenuation (Romanowicz, 1990; Karato, 1993).

A number of recent global tomographic studies focus on the elastic structure in the upper mantle (e.g. Ritsema et al., 2004; French et al., 2013; Schaeffer & Lebedev, 2013; Debayle et al., 2016), but progress in mapping the anelastic structure has been much slower (see e.g. Romanowicz & Mitchell (2015) for a review) because extracting and inverting properly the amplitude of waveforms to obtain an attenuation model is a difficult problem. Uncertainties in the source excitation, in the local site response and in the calibration of the measuring devices, strongly influence the measurement of seismic amplitudes (Um & Dahlen, 1992; Dalton et al., 2014). Propagation effects, such as the geometrical spreading of the wavefront, the effect of focusing and defocusing (Lay & Kanamori, 1985; Woodhouse & Wong, 1986), and the short wavelength scattering (e.g. Ricard et al., 2014), affect the wave amplitude and these non-dissipative effects must be corrected for in order to access the intrinsic attenuation that carries information about the anelastic structure. Intrinsic attenuation results from mechanisms such as interaction of the waves with crystal dislocations, grain interfaces, phase changes, or partial melting (Jackson, 2007; Faul & Jackson, 2015; Durand et al., 2012).

The pattern of attenuation in global attenuation models is coherent with large-scale surface tectonics down to about 200–250 km depth. They also present a negative correlation with velocity patterns (large $1/Q$ correlates with low velocities, see e.g., Ma et al., 2016; Dalton et al., 2008; Dalton & Ekström, 2006; Billien et al., 2000). However, despite recent improvements (Dalton et al., 2017), the agreement among attenuation models remains generally low. While in some models the quality factor increases with sea-floor age similarly to the velocity (Ma et al., 2016; Dalton et al., 2008; Warren & Shearer, 2002), others suggest that large scale attenuating anomalies are rather correlated at asthenospheric depths with the hotspot distribution under the Pacific and the southern Indian ocean (Gung & Romanowicz, 2004; Romanowicz, 1995; Adenis et al., 2017). Part of these differences may be due to different modeling techniques and to the way focusing-defocusing terms are treated. While some authors reject paths that might be strongly affected by focusing effects (Romanowicz, 1995; Gung & Romanowicz, 2004), others account for focusing using great circle linearized ray theory (Billien et al., 2000; Dalton & Ekström, 2006; Dalton et al., 2008; Adenis et al., 2017) or 2D finite-frequency sensitivity kernels (Ma et al., 2016).

In this study, we present QsADR17, a new 3-D shear-wave attenuation model, based on a global dataset of attenuation measurements for Rayleigh waves in the period range 40–240 s, for the fundamental and up to the fifth overtone (Debayle & Ricard, 2012). This dataset was obtained from a waveform inversion (Cara & Lévêque, 1987) which accounts for the interference between the different modes present in a surface wave seismogram, allowing a proper extraction of fundamental and higher modes information. The bulk attenuation is assumed to be zero in these inversions. In a previous paper (Adenis et al., 2017), we introduced QADR17, a set of attenuations maps at different periods built from the fundamental mode of Rayleigh waves. QsADR17 is obtained after completing this dataset with higher-mode attenuation maps, and inverting for a 3-D model of the shear-wave quality factor Q_μ .

6.5.2 Regionalization

The initial dataset consists of 372,629 epicenter-station path-average attenuation curves measured in the period range 40–240 s for the fundamental mode and up to the fifth overtone. From these observations, fundamental-mode attenuation maps were obtained by Adenis et al. (2017). We supplement these maps with higher-mode attenuation maps based on Debayle & Ricard (2012)'s dataset. All together 46 attenuation maps at different periods and modes are considered in this study and 15 of them are depicted in Figure 6.11.

Here, we only summarize the main specificities of the regionalization which is described in details in Adenis et al. (2017) :

1. A thorough data selection is applied to reject data likely to be biased by errors in the source or in the instrumental response.
2. We use great-circle ray theory and focusing effects are accounted for along each ray using the formalism of Woodhouse & Wong (1986).
3. We discard paths longer than 110° where Woodhouse & Wong (1986)'s formalism overestimates the amplitudes (Dalton et al., 2014).
4. Unlike earlier studies, we invert for $\ln(Q)$ rather than for Q or Q^{-1} . This brings the data close to a Gaussian distribution, avoids unphysical negative values and allows for a much larger range of variations.
5. All maps are obtained using a Gaussian correlation function having a standard deviation of 10° and an *a priori* error set to 20% of the *a priori* model. This means that our maps include all spherical harmonics degree up to ≈ 16 and that, within two standard deviations, the inverted Q is likely between $Q_0^{0.4}$ and $Q_0^{-0.4}$ times the *a priori* quality factor Q_0 (Q is expected in between ≈ 1200 and ≈ 32 for $Q_0 = 200$) .

Details are given in the section 6.6.1 of the Supplementary Material to illustrate these characteristics (Cara & L ev eque, 1987; Debayle & Ricard, 2012).

6.5.3 Inversion at depth

We extract at each geographical point of latitude θ and longitude ϕ , the ensemble of the 46 $\ln(Q(T_k, n, \theta, \phi))$ measurements at period T_k and for the mode n , that are inverted to obtain a 1-D depth-dependent $\ln(Q_\mu(z, \theta, \phi))$ profile. The juxtaposition of these $Q_\mu(z, \theta, \phi)$ profiles at each geographical point leads to a 3-D model of shear attenuation. Again, we keep our parametrization in term of logarithms with all its advantages (positivity, Gaussian variances, large variations).

At each point (θ, ϕ) the problem to solve is to find the local attenuation in j layers $Q_{\mu_j}^{-1}$ when the attenuation Q_i^{-1} is known for the observation i (i , up to 46, accounts for n modes and T_k periods) :

$$Q_i^{-1} = \sum_j \mathcal{K}_{ij} Q_{\mu_j}^{-1} \quad (6.9)$$

where \mathcal{K}_{ij} are known attenuation kernels ($\mathcal{K}_{ij} = \partial Q_i^{-1} / \partial Q_{\mu_j}^{-1}$). We introduce logarithms and define the data d_i and the parameters m_j as $d_i = \ln Q_i^{-1}$ and $m_j = \ln Q_{\mu_j}^{-1}$. The direct problem

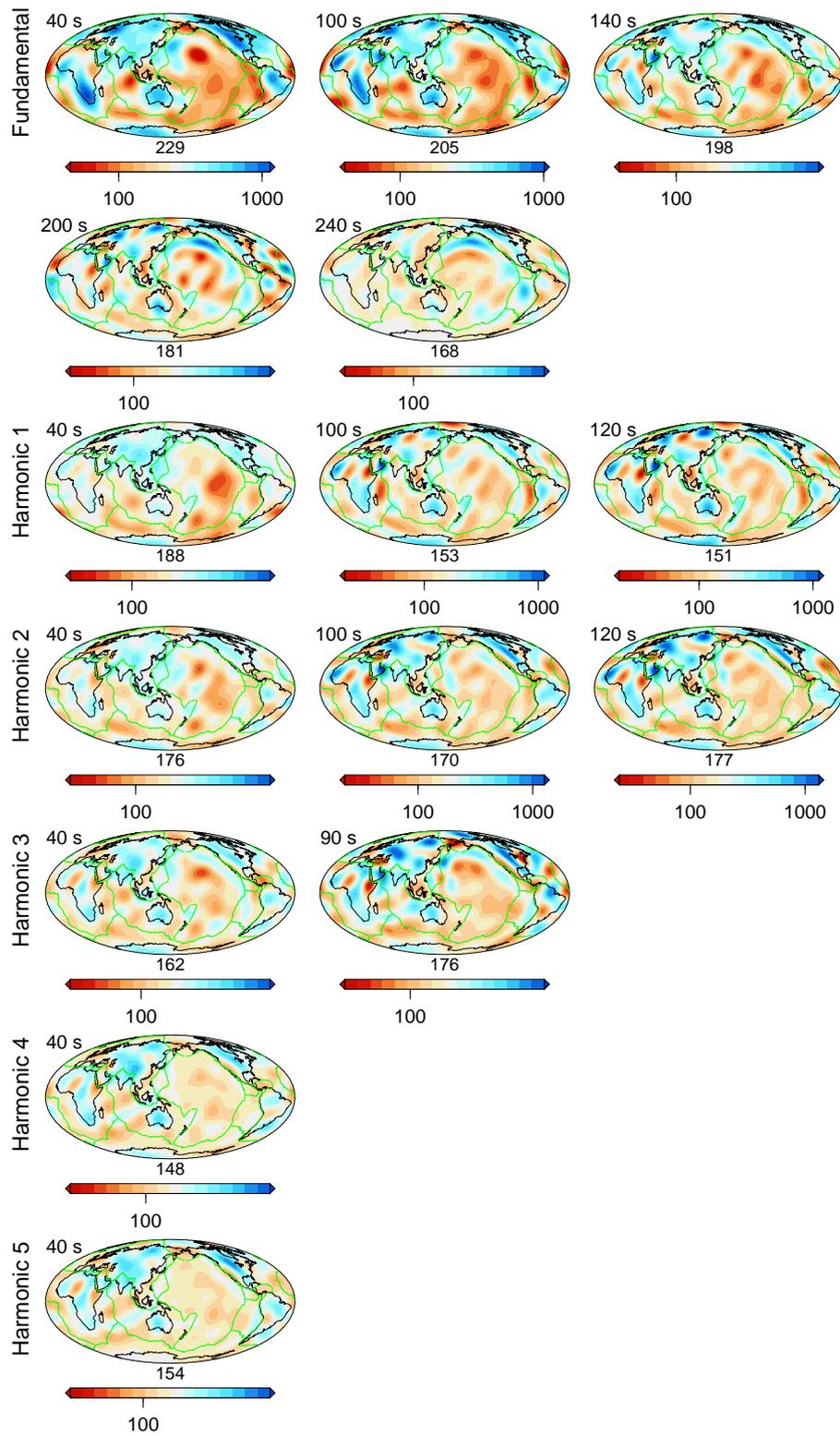


FIGURE 6.11 – Attenuation maps of Rayleigh waves, at different periods and for different modes. Q_T is plotted with a logarithmic scale. Its geometrical average is reported above the color scale. Plate contours are in green.

can be expressed as :

$$d_i = \ln(Q_i^{-1}) = \ln \left[\sum_j \mathcal{K}_{ij} Q_{\mu_j}^{-1} \right] = \ln \left[\sum_j \mathcal{K}_{ij} e^{m_j} \right] \quad (6.10)$$

This non linear problem $d_i = g_i(m_j)$ can be solved using the iterative least-square solution of Tarantola & Valette (1982) in a way very similar to what has been done during the first step of regionalization (Adenis et al., 2017). The partial derivatives, $\partial g_i / \partial m_j$ can be expressed as :

$$\mathbf{G}_{ij} = \frac{\partial \ln Q_i}{\partial \ln Q_{\mu_j}}. \quad (6.11)$$

The inversion proceeds iteratively, where a model $Q_j^{(p)}$ at iteration p is used to compute the \mathcal{K}_{ij} and G_{ij} , which allows to estimate an improved model $Q_j^{(p+1)}$. We performed six iterations in all the inversions presented in this paper. We observed very little evolution of the model after the first iteration and in all cases, our inversions had definitely converged at iteration six.

The data and model *a priori* information are handled through the definition of covariance matrices. The *a priori* data covariance matrix is diagonal and contains at each period and for each mode the variance of the corresponding attenuation map. The *a priori* model covariance matrix is non diagonal and a Gaussian correlation function couples the attenuation variations at different depths. This correlation function is defined by a standard deviation σ controlling the amplitude of the model perturbation, and by a vertical correlation length $L_{corr} = 50$ km, controlling the vertical smoothness. The standard deviation σ decreases from 1.2 at 50 km to 0.4 at 650 km depth, (i.e. within two standard deviations Q_μ can vary laterally by a factor $\exp(2.4) \approx 11$ at 50 km and $\exp(0.8) \approx 2.2$ at 650 km), in agreement with the range of variations observed by Debayle & Ricard (2012). Notice that by using logarithms both for the regionalization and for the depth dependent inversion, we allow for very large variations of the quality factor without the risk of getting negative values (see also section 6.6.1 of the Supplementary Material).

At each geographical point, the starting and *a priori* model of the inversion includes a crust with a constant $Q_\mu = 600$ and the thickness taken from 3SMAC (Nataf & Ricard, 1996) underlain by the elastic parameters and the density of PREM (Dziewonski & Anderson, 1981). Debayle & Ricard (2012) noticed that the attenuating layer located between 80 and 220 km depth in PREM is not adapted to continental paths. We use therefore a uniform 1-D quality factor $Q_\mu(z) = 200$ as a starting upper mantle model. We assume that the crust properties are those of 3SMAC and only invert for the mantle structure. Sensitivity kernels are calculated at each geographical point using the formalism of Takeuchi & Saito (1972). We show in section 6.6.2 of the Supplementary Material the kernels $\partial \ln(Q_i) / \partial Q_\mu^{-1}(z)$ calculated for PREM. The use of Rayleigh-wave overtones provides sensitivity in the whole upper mantle.

6.5.4 Results

Figure 6.12 depicts $Q_s\text{ADR}17$ at different depths in the upper mantle. Various tests are discussed in section 6.6.2 of the Supplementary Material to assess the robustness of this model (Dalton et al., 2008; Durek & Ekström, 1996; Nataf & Ricard, 1996; Dziewonski & Anderson, 1981).

In the uppermost 150 km, $Q_s\text{ADR}17$ shows a strong correlation with surface tectonics, the difference between continents and oceans being the dominant signal. In this depth range, continents are associated with low attenuation, especially beneath old continental roots, such as the African, North American, Amazonian, Siberian and Australian cratons, the Russian platform and Antarctica. Oceans are more attenuating than continents and the highest attenuations are found beneath the mid-ocean ridges at 50 and 100 km depths, but also in old oceanic basins generally in the vicinity of hotspots. The correlation with hotspots is particularly clear at 50 km depth where attenuation anomalies underlain most hotspots in the Pacific (including Hawaii, Samoa, Marquesas, Society and Galapagos), in the Indian ocean (e.g. Reunion, Kerguelen, Amsterdam and Marion) and in the Atlantic (e.g. Meteor, Tristan da Cunha-Gough and Cap Verde).

If the attenuating signature of mid-ocean ridges vanishes below 150 km depth, high-attenuation anomalies persist deeper beneath hotspots. This is particularly clear in the Pacific ocean where the attenuating anomalies associated with Hawaii and the South-Pacific hotspots persist down to the base of the upper mantle. The attenuating anomaly is clear in the whole depth range of inversion beneath Hawaii, and its maximum is shifted to the northeast of the surface location of the hotspot. A low-attenuation region beneath the Tibetan plateau extends down to transition zone depths and may be associated with the subduction of India. At 250 km depth, low attenuations surround the Pacific ocean and correlate with the location of subduction zones. Finally a strong attenuation anomaly underlain the eastern part of China from 350 to 610 km depth.

A comparison of $1/Q_\mu$ maps for $Q_s\text{ADR}17$ and from three other recent S-wave attenuation models, $Q_{\text{MU}3b}$ (Selby & Woodhouse, 2002), $Q_{\text{RFS}12}$ (Dalton et al., 2008) and $Q_{\text{RLW}8}$ (Gung & Romanowicz, 2004), is shown in Supplementary Figure 6.22. $Q_s\text{ADR}17$ displays much stronger contrasts than other models in the depth range 100–250 km. All maps share the ocean-continent difference down to 150 km depth, with low attenuation beneath most cratons and high attenuation in younger regions. The signature of mid-ocean ridges is clear in $Q_s\text{ADR}17$ and $Q_{\text{RFS}12}$. The correlations between all these $1/Q_\mu$ models computed up to degree 8 are rather low but the highest correlation is found between $Q_s\text{ADR}17$ and $Q_{\text{RFS}12}$ in the depth range 100–200 km (see Supplementary Figure 6.23b). Their spectral amplitudes are very different and the amplitude variations of $Q_s\text{ADR}17$ are about 3 times larger than in previous models (see Supplementary Figure 6.23d). In spite of these large variations, the quality factor of $Q_s\text{ADR}17$ remains positive. At depths greater than 200 km, spectral amplitudes are low and the agreements between the various models are close to zero.

In Figure 6.13a, we compute the correlation between $Q_s\text{ADR}17$ and $3D2016_03Sv$, our recent Sv-wave model of the upper mantle (Debayle et al., 2016). Both models exploit the automated approach of Debayle & Ricard (2012). While $Q_s\text{ADR}17$ benefits from 372,629 path-

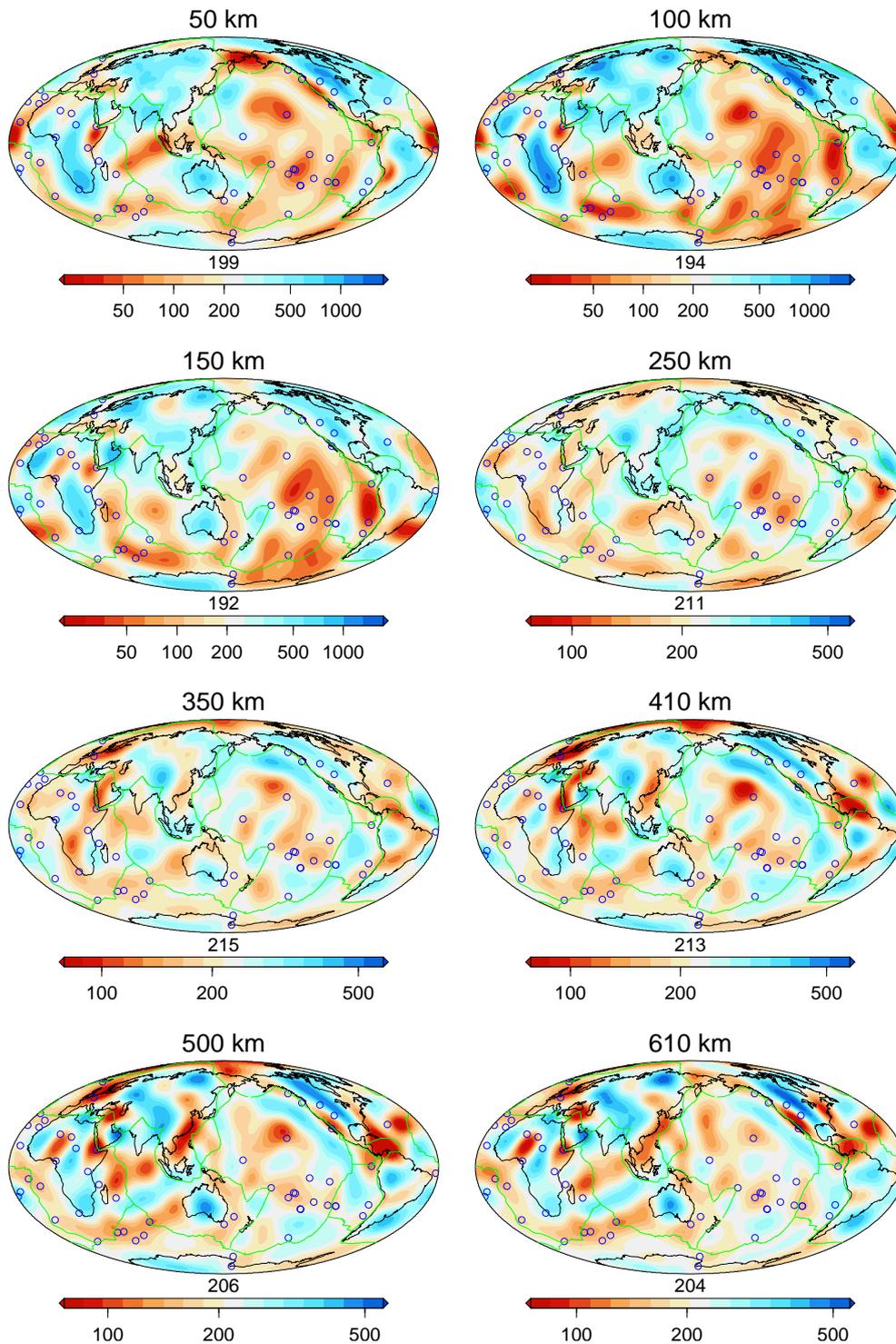


FIGURE 6.12 – S-wave attenuation maps at different depths in the upper mantle. Q_μ is plotted with a logarithmic scale. Its geometrical average is reported above the color scale. Hotspot locations, according to Müller et al. (1993), are indicated with blue circles.

average measurements, 3D2016_03Sv is based on a larger dataset of 1,391,400 Rayleigh-wave measurements. However, up to spherical harmonic ≈ 16 , both models are well constrained by their very large datasets, allowing a safe comparison. Figure 6.13a shows that at depths greater

than 90 km, correlations at all degrees are close or above the 95% confidence level (i.e., there is 95% probability that these correlations are not due to chance). However, in the depth range 50–90 km, the correlation is weak or negative for spherical-harmonic degrees < 5 . Adenis et al. (2017) made a similar observation for the correlation between Rayleigh-wave fundamental-mode attenuation and phase-velocity maps. Our inversion at depth allows us to locate the origin of the discrepancy, which is maximum in the shallowest part of our model and extends down to 90 km, probably within the lithosphere or at its base in oceanic areas.

In Figure 6.13b-i we compare the Q_μ and Sv-wave maps at 70 and 150 km depths. The filtered maps (d, e and h, i) only include degrees 1, 2 and 3 while the raw maps (b, c and f, g) include all spherical harmonic degrees. Differences between the unfiltered maps at 70 km depth occur beneath continents in Phanerozoic regions (in the region stretching eastward from Europe to Anatolia, Tibet and the eastern margin of Asia but also in western North-America and northeast of Africa) which have a broader signature in velocity than in attenuation. In Figure 6.13d a broad attenuating anomaly encompasses most Pacific hotspots, whereas the strongest low-velocity anomaly is centered beneath the Pacific ridge in Figure 6.13e. There is also a difference in the sign of the perturbation (high Q_μ and low velocity) under a broad region extending southward from eastern Asia, toward Indonesia, the Philippines and Australia and westward toward northeast Africa. These differences explain the poor correlations observed for degrees < 5 in Figure 6.13a. Figure 6.13b-e suggests that at 70 km depth, V_s increases with the age of the seafloor in the Pacific ocean, while Q_μ displays attenuating anomalies located at various ages, under the East Pacific rise and in the vicinity of most hotspots.

At 150 km depth the unfiltered Q_μ and Sv-wave maps share a long wavelength component associated with the difference between continents displaying low attenuation and high velocities and oceans displaying high attenuation and low velocities. This is very clear on the filtered maps (i.e. high Q_μ and V_s beneath the northern hemisphere continents and low Q_μ and V_s beneath the Pacific and Indian oceans) in agreement with the high correlations observed in Figure 6.13a.

Figure 6.14 shows age-dependent average cross-sections in QsADR17 and 3D2016_03Sv. Global average cross-sections are shown in the top row, while in the middle and bottom rows we split up the Earth surface into plates slower and faster than 4 cm yr^{-1} . The threshold of 4 cm yr^{-1} is chosen after Debayle & Ricard (2013), who observed that only plates moving faster than 4 cm yr^{-1} produce sufficient shearing at their base to organize the large scale flow in the asthenosphere. According to this criterion, fast plates include the Indian, Coco, Nazca, Australian, Philippine Sea and Pacific plates (Fig 6.14b).

The V_s sections (right column) confirm that Sv-velocity increases with sea-floor age and follow the trend predicted by the square-root of age-cooling model (Turcotte & Schubert, 2002). The main difference in the profiles for fast and slow plates is the fact that the Sv-velocities in the asthenosphere are lower beneath fast plates, especially for ages older than 80 Myrs. The only cratons belonging to a fast moving plate, the Australian and Indian cratons, appear to be seismically remarkably fast.

The Q_μ sections (left column) show more variability than V_s . For slow plates, the increase of Q_μ with sea-floor age is very clear in the middle row, which also shows a deepening of attenuation

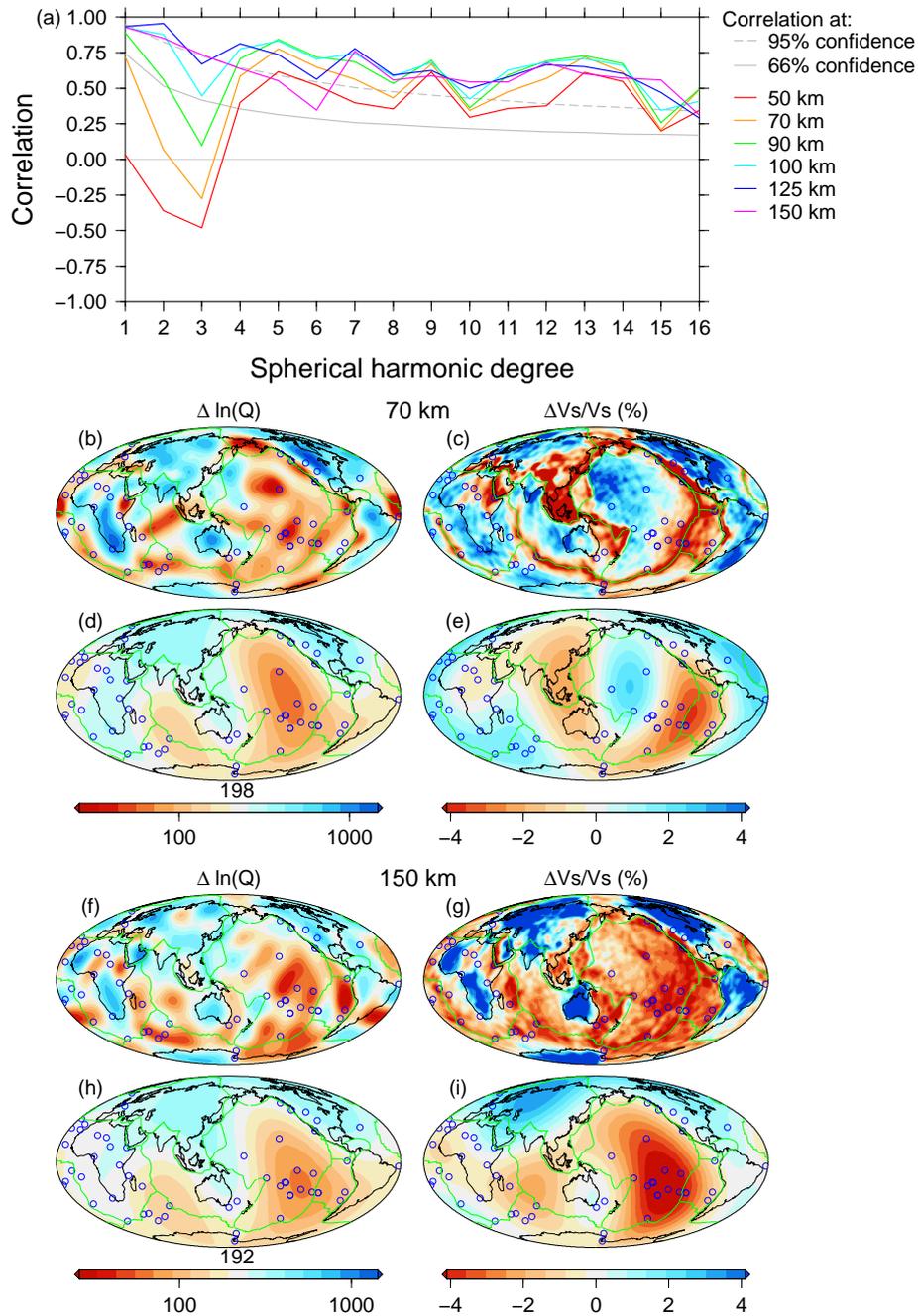


FIGURE 6.13 – (a) : degree-by-degree correlation coefficient as a function of spherical-harmonic degree between QsADR17 and the shear-wave model 3D2016_07Sv by (Debayle et al., 2016). Panels (b)-(i) display maps of variations in attenuation (left) and in shear velocity (right) at 70 and 150 km depths. We plots raw maps in panels (b), (c), (f) and (g) and we filter out spherical harmonic degrees larger than 4 in panels (d), (e), (h) and (i).

contours following roughly the square-root of age. As for V_s , a strong reduction in Q_μ is observed in the asthenosphere for ages \leq than 80 Myrs. For fast-moving plates, the attenuation is even stronger in the asthenosphere, but it extends upward through the oceanic lithosphere for sea-floor ages between 50 and 140 Myrs. This corresponds to the age range in which most Pacific

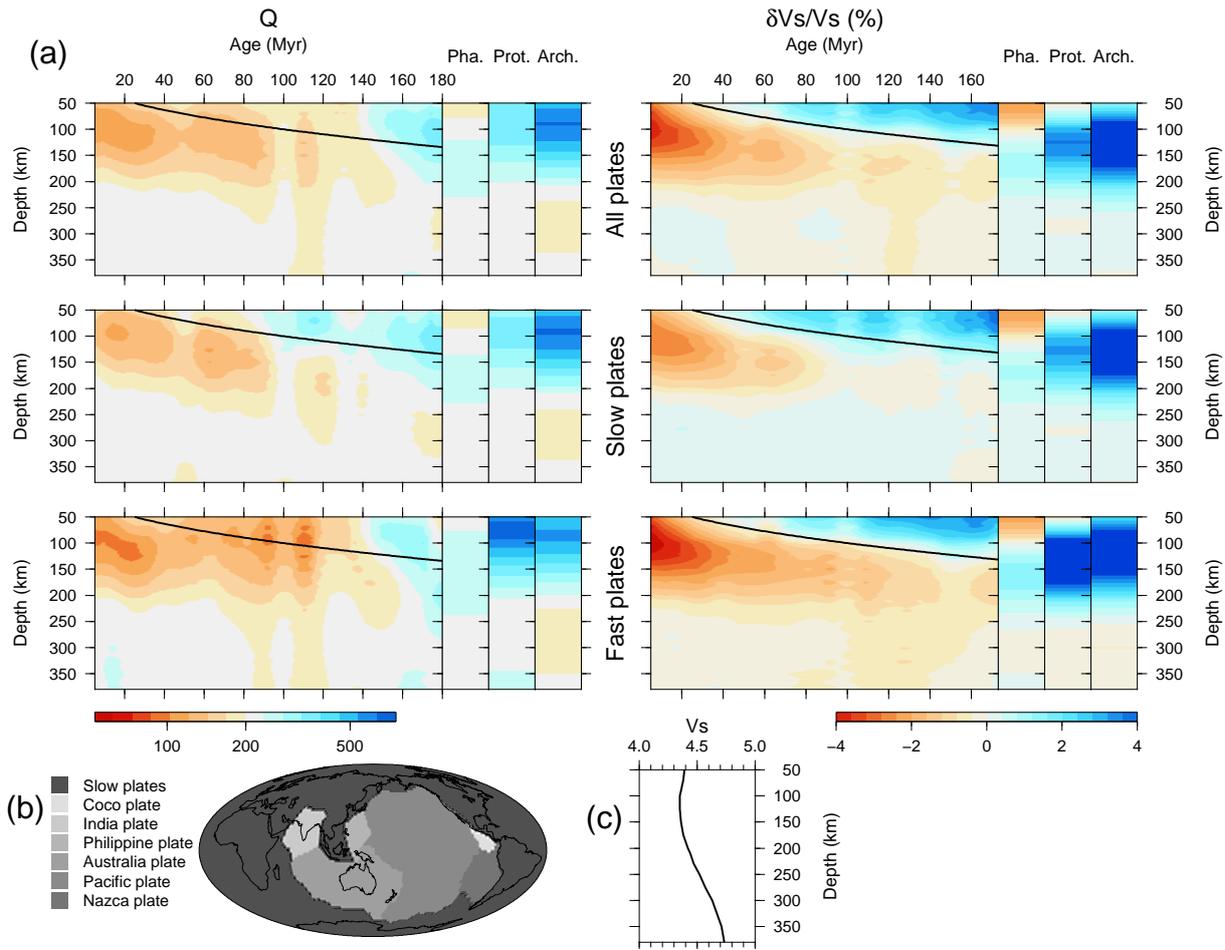


FIGURE 6.14 – (a) Quality factor (left column) and shear velocity (right column) cross-sections with respect to age for oceanic regions, and Phanerozoic, Proterozoic and Archean continental provinces. The quality factor model is Q_{sADR17} while S-wave heterogeneities are from model 3D2016_03Sv by (Debayle et al., 2016). For oceanic regions, the displayed parameters are averaged along the Müller et al. (1993) isochrons over a sliding window of 10 Myrs. In each section, the continuous black line indicates the thermal boundary layer of the half space cooling model (e.g. (Turcotte & Schubert, 2002)), corresponding to the 1100°C isotherm. Perturbations in velocity from the reference model shown in panel (c) are in percent, Q_{μ} is plotted with a logarithmic scale. Panel (b) indicates the position of the fast and slow plates.

hotspots are found. For ages older than 140 Myrs a high Q_{μ} and high velocity lithosphere is retrieved. However in contrast to V_s , the high Q_{μ} anomaly extends deeper than the base of the thermal cooling model which might be related to the presence of subduction zones around the Pacific ocean. In Proterozoic and Archean continents, the low attenuation lithosphere seems ~ 50 km thinner than the seismically fast lithosphere.

6.5.5 Implications

Temperature has a major effect on both Q_{μ} and V_s and is likely to contribute to their positive correlation at depths greater than 90 km (Figure 6.13a). In oceanic regions, the deepening of

V_s and Q_μ contours with the square-root of age suggests that to first order, thermal cooling controls both Q_μ and V_s , at least beneath slow-moving plates. Under fast-moving plates, the low Q_μ observed within the fast V_s oceanic lithosphere for sea-floor age between 50 and 140 Myrs may in part be due to thermal plumes, which would have a stronger signature in Q_μ than in V_s . A number of broad plumes have recently been detected in global S-wave tomography beneath some major hotspots in the Pacific ocean (French & Romanowicz, 2015). Thermal plumes are expected to produce anomalies at least 1000 km in diameter, when they spread horizontally in the low-viscosity asthenosphere (Davies & Richards, 1992). The broad low Q_μ and V_s anomaly observed in the Pacific ocean at depths greater than 90 km could therefore be produced by several plume anomalies in the asthenosphere. This interpretation could also explain a broad anomaly in radial anisotropy observed in the Pacific ocean by Ekström & Dziewonski (1998), which is compatible with an enhanced horizontal flow in the asthenosphere favoring the alignment of anisotropic crystals (Maggi et al., 2006b). The stronger temperature dependence of Q_μ may also explain the stronger Q_μ signature of cold subduction zones below the thermal lithosphere for ages older than 140 Myrs (Figure 6.14).

However, it is likely that temperature does not explain the Q_μ and V_s variations everywhere. It is for example noteworthy that in Figure 6.14 the signature of cratons extends on average about 50 km deeper in V_s than in Q_μ and this difference cannot be attributed to vertical smearing which is identical in both models. Assuming that attenuation is a proxy for temperature, our Q_μ profiles suggest that the thermal lithosphere extends down to about 150 km beneath cratons, in agreement with previous observations (Dalton et al., 2008). The existence of deeper V_s continental roots could be explained by compositional heterogeneities, possibly due to the extraction of basaltic melt (Jordan, 1975). Within the oceanic lithosphere, water may also contribute to the increase of attenuation under hotspots, if deep dewatering of wet plumes is incomplete (Karato, 2003). Finally, we observe a number of regions where low velocities are associated with high Q_μ at depths shallower than 150 km. These regions generally correspond to active tectonic areas (Red-Sea, Tibet) or to Phanerozoic provinces where Cenozoic volcanism occurs (East-Asia). It has been advocated that melt could have a greater effect on V_s than Q_μ on the basis of seismic observations (Yang et al., 2007) and mechanical models (Hammond & Humphreys, 2000a,b). If correct, partial-melt would be a plausible explanation for reconciling low V_s with high Q_μ in these regions. In East Asia, melting of wet plumes at the base of lithosphere has been advocated to explain low-velocity zones in the upper mantle (Richard & Iwamori, 2010).

6.5.6 Concluding remarks

QsADR17, our new global shear-wave attenuation model of the upper mantle shows a strong correlation with surface tectonics down to 200 km depth, with low attenuation beneath continents and high attenuation beneath oceans. Attenuating anomalies are found beneath mid-ocean ridges down to 150 km and under most Pacific hotspots from the lithosphere down to the transition zone. The circumpacific subductions appear as a conspicuous ring of high quality factor around 250 km depth.

At depths shallower than 100 km, the broad scale (i.e. spherical harmonic degrees <5) component of QsADR17 is not correlated with seismic velocities. The Pacific lithosphere displays high velocities between 40 and 140 Myrs associated with a strong attenuation which may be due to a strong sensitivity of Q_μ to temperature and possibly water. A number of active regions display low velocities and high Q_μ and may require the presence of partial melting.

In the asthenosphere, QsADR17 is well correlated with S-wave models. In the Pacific ocean, QsADR17 includes a broad scale component with a strong attenuation at 150 km depth. This attenuating anomaly is associated with low V_S in 3D2016_03Sv and with a broad scale anomaly in radial anisotropy (Ekström & Dziewonski, 1998). The existence of several thermal plumes that would pond in the asthenosphere may explain these observations. Finally, the existence of continental roots slightly deeper in V_S than Q_μ suggests the presence of compositional heterogeneities at the bases of cratons.

Acknowledgments

This work was supported by the French ANR SEISGLOB ANR-11-BLANC-SIMI5-6-016-01. We thank the IRIS and RESIF data centers for providing broadband data. Our tomographic model QsADR17 will be made freely available to the community via Eric Debayle’s webpage (<http://perso.ens-lyon.fr/eric.debayle/>) on 1st August 2017.

6.6 Supporting Information

6.6.1 Details about the regionalization

The regionalization is discussed in great details in Adenis et al. (2017) in what concerns the selection of the data, the choices of the *a priori* covariances or the corrections for focusing/defocussing. As this previous paper only concerned the observation of the fundamental Rayleigh waves, we include here a few comments related to the higher-modes.

Table 6.2 summarizes the number of Rayleigh-wave attenuation measurements used to build the various maps. Although the number of measurements decreases with the order of the mode, large datasets are obtained for all of them.

TABLE 6.2 – Summary of the dataset, showing the number of Rayleigh-wave attenuation measurements used to build the Rayleigh-wave attenuation maps.

Mode	Period Range (s)	Number of periods	Number of measurements
Fundamental mode	40–240	15	458,481
First overtone	40–120	9	252,777
Second overtone	40–120	9	324,904
Third overtone	40–90	7	258,682
Fourth overtone	40–50	3	111,630
Fifth overtone	40–50	3	108,719
Total		46	1,515,193

The high precision of the waveform modelling has been benchmarked since Cara & Lévêque

(1987) and specifically in Debayle & Ricard (2012). The determination of the higher-mode effects on the seismograms requires that these modes are significantly excited by the source mechanism. This happens of course, preferentially for deep earthquakes. Figure 6.15 presents an histogram of the depth distribution of earthquakes and the relative source amplitude of the fundamental and higher modes for six earthquakes of this study taken at different depths. The first and second overtones are generally well excited for epicenters deeper than 200 km, corresponding to 1,194 earthquakes of this study. The observation of overtones is easier at short periods. This is reflected in Table 6.2 where the observations of higher-modes are restricted to short periods.

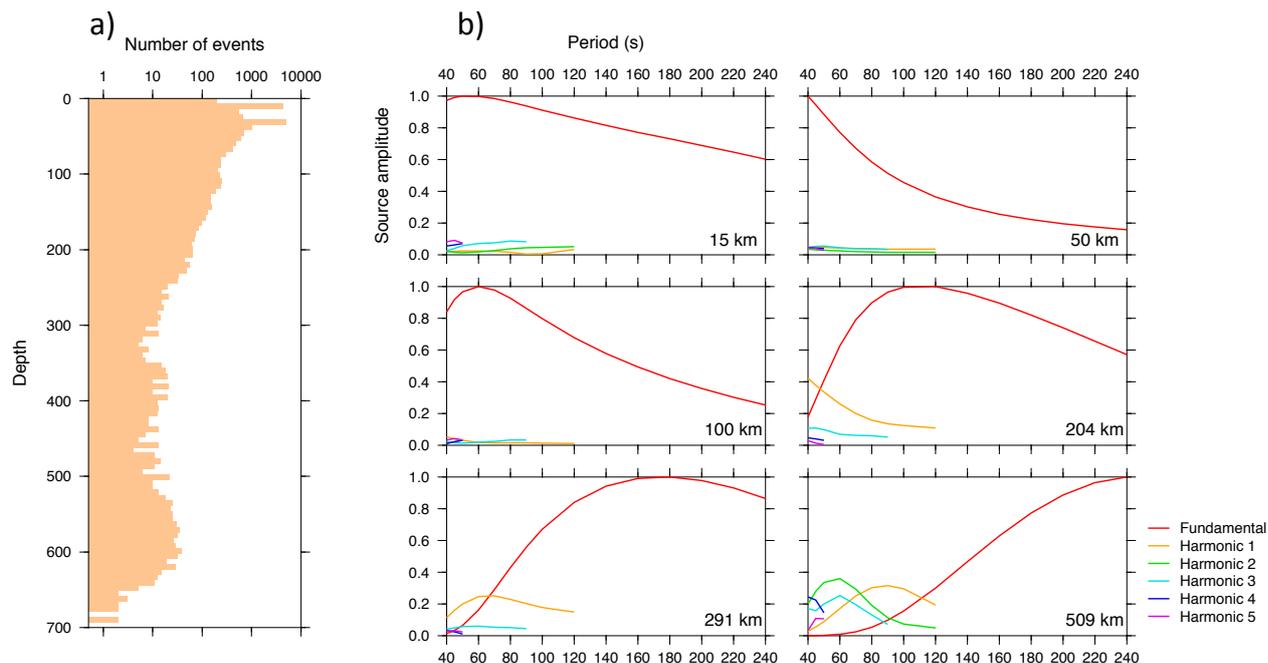


FIGURE 6.15 – (a) Histogram of the depth distribution of the earthquakes of our database (b) Relative source amplitude of the fundamental and higher modes for six earthquakes of this study taken at different depths. The source amplitude is normalized to the largest value to remove the dependence on the size of the earthquake. In all cases, the amplitudes are measured for an azimuth away from a node of the radiation pattern.

Any inversion using generalized least square methods requires that the data have a Gaussian distribution around their mean value. This is clearly not the case for Q_T^{-1} as seen in Figure 6.16 which shows an example of histogram of our path-average data for the fundamental Rayleigh wave at a period of 140 s (the mean and the mode are different, the distribution has a non-zero skewness). A Gaussian distribution based on the mean and the variance of this dataset does not fit the actual distribution. On the contrary the histogram of the $\ln Q_T^{-1}$ is properly behaved for a least square inversion. The use of $\ln Q_T^{-1}$ also insures that the inverted quality factors are necessarily positive and allows for the very large variation of quality factors that are observed from ≈ 10 to $\approx +\infty$, a range that cannot be described reasonably by a $Q_0 \pm \Delta Q$ *a priori* interval. Notice that the use of logarithms takes place three times in our approach : during the waveform modeling, during the regionalization and during the depth inversion.

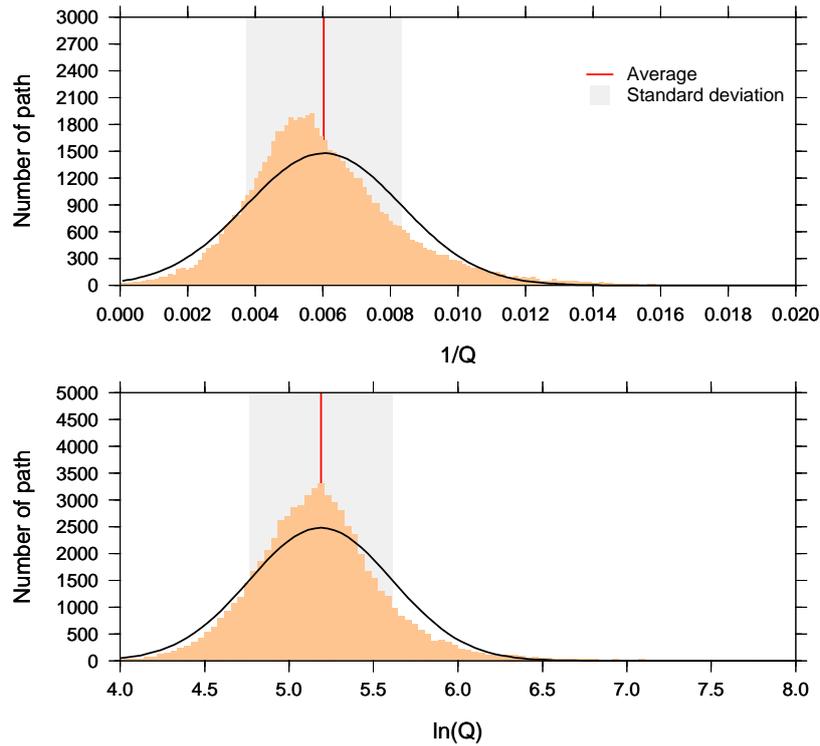


FIGURE 6.16 – Histogram showing the data distribution. $\ln(Q)$ is closer to a normal distribution than Q^{-1} .

6.6.2 Details about the inversion at depth

The sensitivity kernels are depicted in Figure 6.17. This shows that our observations of fundamental and overtones should allow the determination of the attenuation in the whole upper mantle.

To understand the gain provided by including the fundamental and the overtones, we also made two inversions, one using only the 15 maps of the fundamental mode, one using the 31 maps of the overtones. The correlations of these inversions with QsADR17 and the amplitudes spectra of the different inversions are shown in Figure 6.18. Up to ≈ 400 km the fundamental and overtones are totally coherent. From ≈ 400 km and deeper, the overtones largely control our attenuation model.

At long periods, the finite frequency effects make the wave propagation affected by anomalies at distance from the great circle joining the epicenter and the recording station. As we use great circle ray theory and correct for the focussing/defocussing effect using the formalism of Woodhouse & Wong (1986), our corrections might be expected to be less accurate at long periods. To test this hypothesis Figure 6.19 compares QsADR17 with the result of an inversion where we remove long period data (≥ 100 s). The inverted model is very similar to QsADR17 suggesting that these long period data do not affect significantly our results. This was expected as Figure 6.18 shows that the short period overtones are in good agreement with the fundamental at long period.

Figure 6.20 presents a synthetic experiment. We try to retrieve the pattern of attenuation

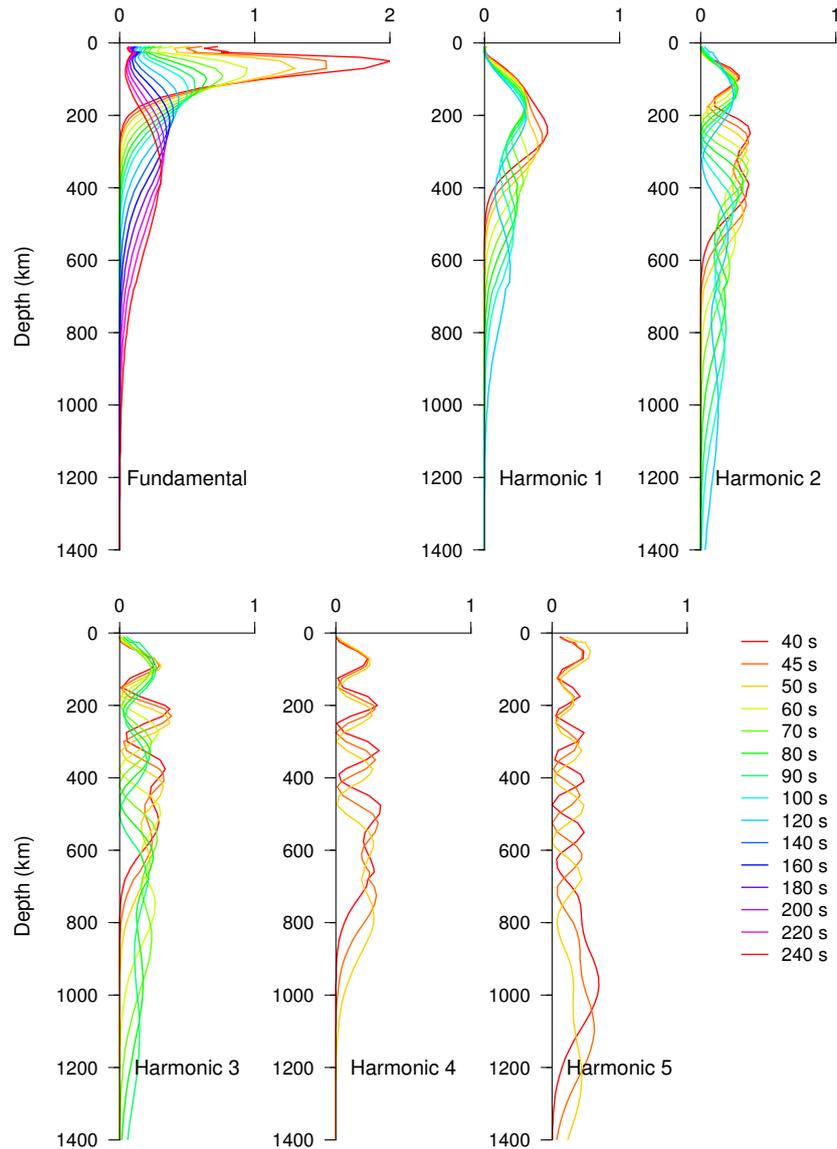


FIGURE 6.17 – Sensitivity kernels $\partial \ln(Q_T) / \partial Q_\mu^{-1}(z)$ calculated with PREM and for perturbations of $Q_\mu^{-1}(z)$ over a 1 km thick interval.

extracted from the 3SMAC *a priori* model (Nataf & Ricard, 1996). 3SMAC provides a $Q_\mu(z, \theta, \phi)$ model only based on geophysical models (i.e., estimates of sediments, crust and lithosphere thicknesses, and relations predicting attenuation from composition, depth and surface heat flow) which are first converted in $Q(T, m, \theta, \phi)$ maps using the sensitivity kernels. From these maps, we compute the synthetic attenuations along all the paths corresponding to the ray coverage of our actual dataset, for each period and each mode. The synthetic dataset is then regionalized using the same *a priori* information as in the actual inversion. We finally invert for the depth-dependent attenuation from the regionalized maps using again the same inversion parameters as in the actual inversion. Maps at different depths of the input 3SMAC model are shown in the top row of Figure 5.3.2, while the outputs of the synthetic experiments (after the inversion at depth) are displayed in the second row of Figure 5.3.2. This experiment demonstrates that our two steps

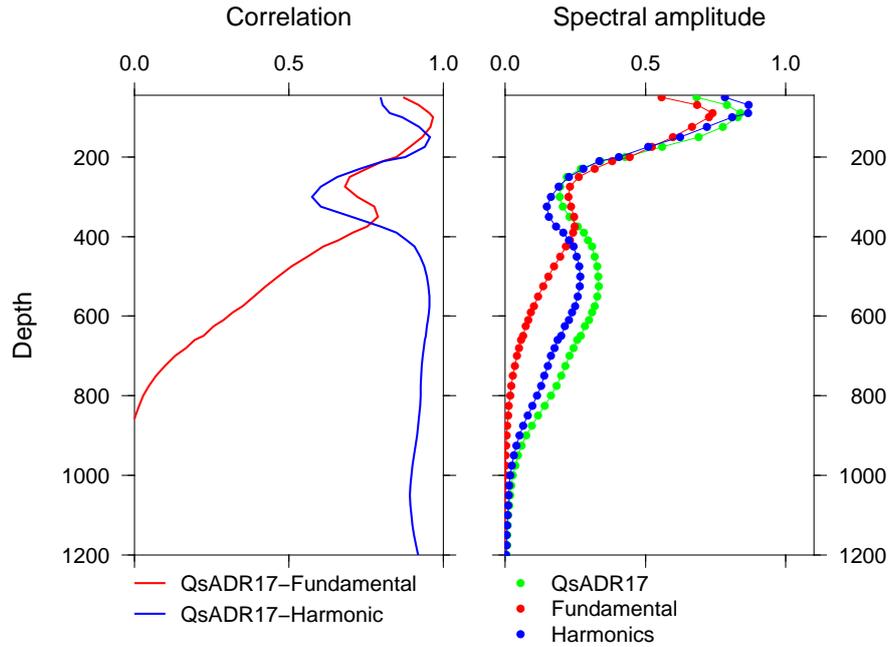


FIGURE 6.18 – Correlations between QsADR17 and the results of two inversions using subsets of our data, only the fundamental (red), only the overtones (blue). Fundamental and overtones are in agreement in the first 400 km. Only the harmonics constrain the attenuation at larger depths.

tomographic approach (regionalization and inversion at depth) allows to recover realistic large scale attenuation variations in the upper mantle. Vertical smearing is weak (≤ 50 km, as can be seen from the weak smearing of mid-ocean ridges between 50 and 100 km) and the large scale shear-attenuation anomalies present in 3SMAC are well resolved.

The attenuation structure of the crust is poorly known and values of $Q_\mu(z)$ ranging between 100 and 600 have been suggested (Nataf & Ricard, 1996; Durek & Ekström, 1996; Dziewonski & Anderson, 1981). We therefore expect that the uncertainty in the crustal value attenuation has a greater effect than the uncertainty in the crustal thickness, which is relatively well known. As the crustal structure is not inverted for, crustal errors may bias the inverted $Q_\mu(z)$ mantle profiles. To evaluate this possible bias, we compare QsADR17 with the result of an inversion using a much smaller quality factor. In QsADR17, we use the 3SMAC crustal values for the layer thicknesses, densities and seismic velocities and we assume $Q_\mu=600$ in the crust as in PREM. In the second model we reduce the crust quality factor to $Q_\mu=134$ as proposed in Nataf & Ricard (1996).

Figure 6.21 displays the results of the two inversions and their difference. The strongest differences are observed at 100 km depth in continental regions having the thickest crust. However, below 100 km depth, differences are small, although they slightly increase below 500 km depth. This is due to the fact that the third, fourth and fifth overtones cumulate a strong sensitivity near 100 km depth, but also in the depth range 500-600 km (Figure 6.17). In the whole depth range of inversion, maps are very similar and their correlation is very high (>0.90) at all depths. We conclude that at depths shallower than 200 km, absolute values of $Q_\mu(z)$ should be interpre-

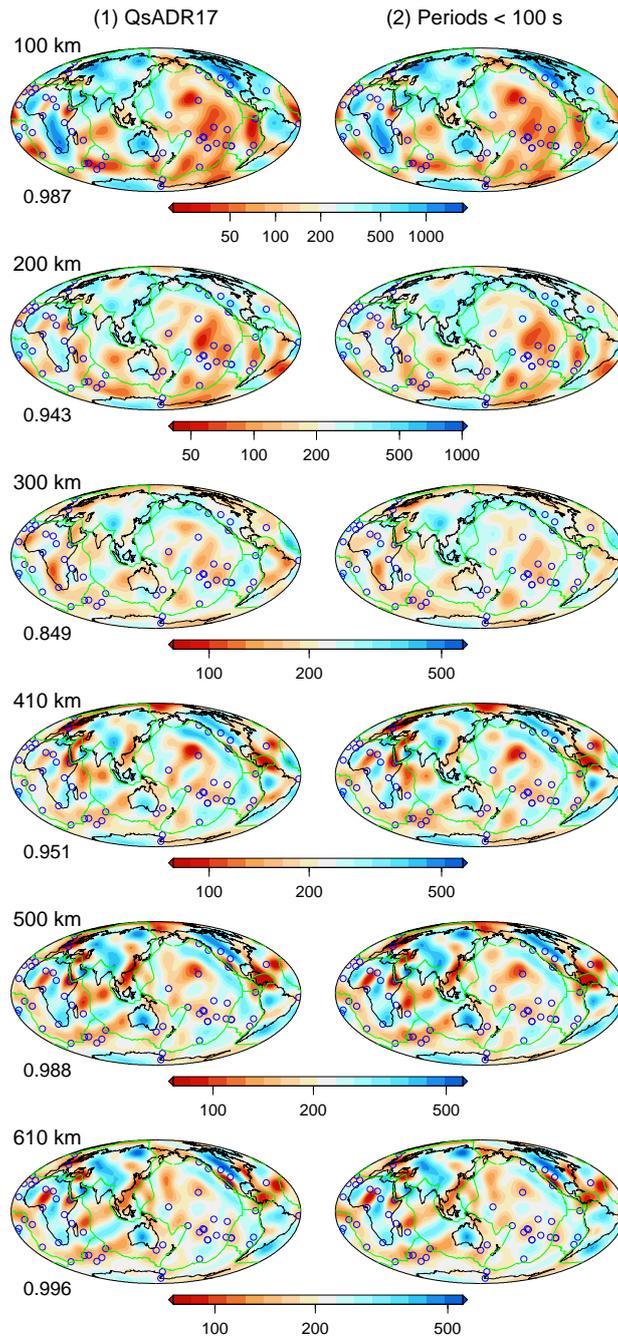


FIGURE 6.19 – Comparison of Q_{sADR17} with the result of an inversion of the subset of our data with periods shorter or equal to 100 s. Q_{μ} is plotted with a logarithmic scale. Correlation between models is shown at the bottom left of Q_{sADR17} maps. This figure demonstrates that long period data (≥ 100 s) do not bias our results.

ted with caution in regions having a thick crust (mostly Tibet). However, the effect of crustal errors remains smaller than the lateral variability in Q_{sADR17} , and the large scale pattern of our maps is robust. These results are consistent with Dalton et al. (2008), who conclude that in the period range 50–250 s, uncertainties in crustal attenuation have only a small effect on the retrieved mantle attenuation model.

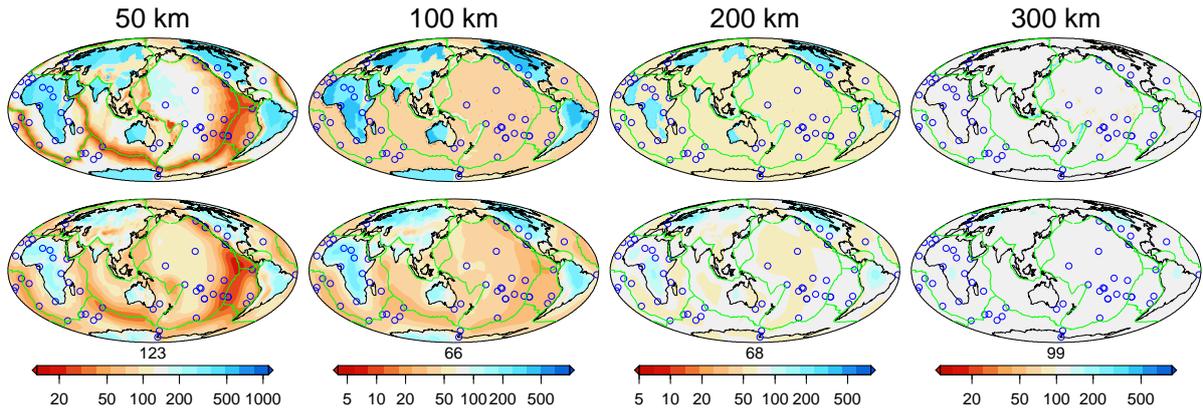


FIGURE 6.20 – A synthetic experiment in which we try to recover the 3SMAC *a priori* model of Nataf & Ricard (1996). Maps at different depths in the input 3SMAC $Q_\mu(z)$ model are shown in the top row. Notice that 3SMAC has no large scale heterogeneity below 300 km depth. The output of the synthetic experiment is displayed in the second row. Hotspot locations, according to Müller et al. (1993), are indicated with blue circles.

6.6.3 Comparison with previous models

Figure 6.22 compares QsADR17 with three other recent Q_μ models : QRFS112 (Dalton et al., 2008), QMU3b (Selby & Woodhouse, 2002) and QRLW8 (Gung & Romanowicz, 2004). For each model we plot the variations of $1/Q_\mu$ in percent, with respect to the average $1/Q_\mu$. Our model has clearly the largest variations.

The correlations between these models and their spectral amplitudes are depicted in Figure 6.23. These correlations are computed including all degrees up to degree 8 which corresponds to the highest degree of resolution shared by all these models. Although the correlations between all these models remains positive, they are quite low. QsADR17 and QRFS112 are the most similar. The very large variations of our model are again shown in panel d.

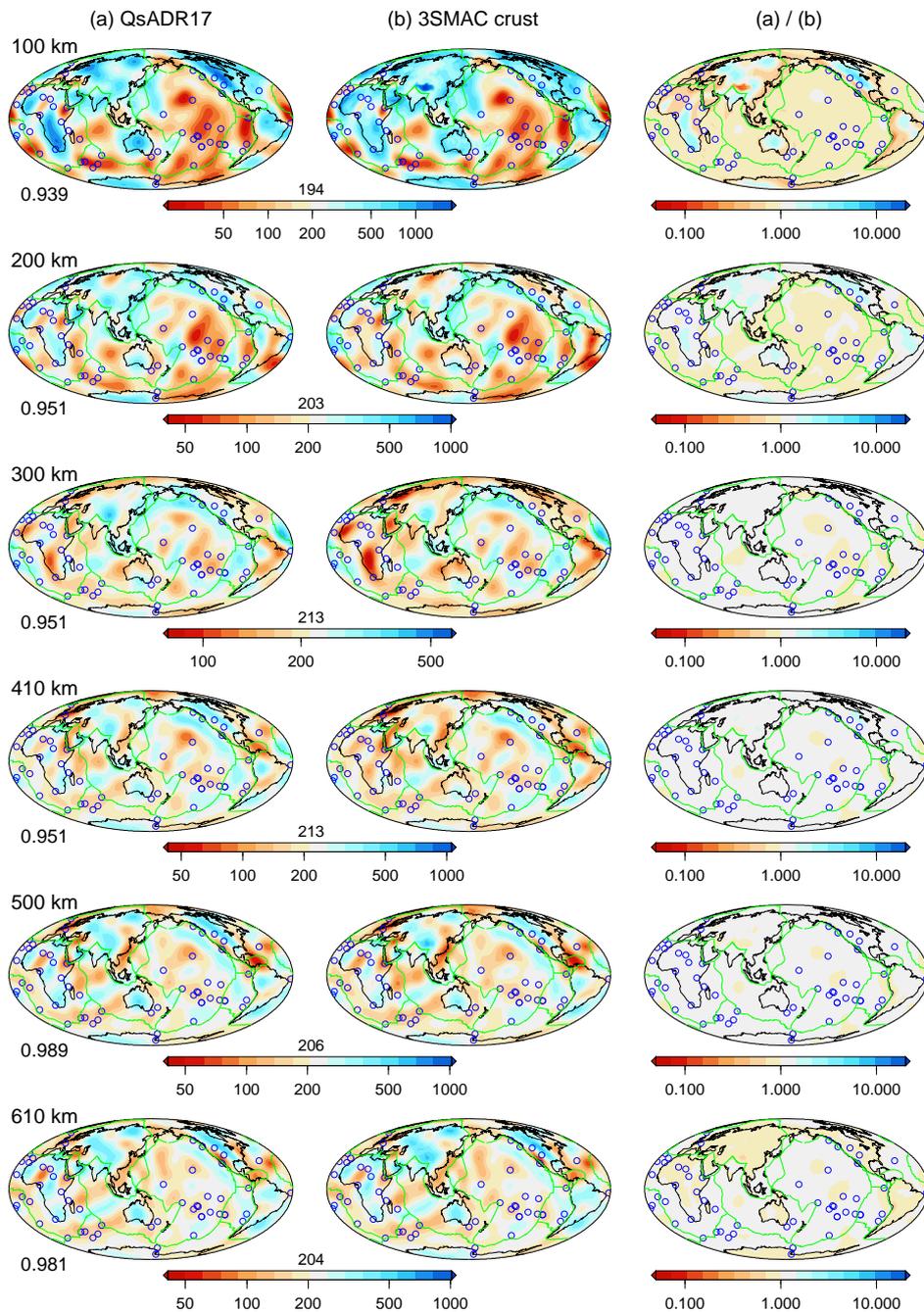


FIGURE 6.21 – Comparison of QsADR17 (left column) with the results of an inversion (middle column) in which the crustal *a priori* model is 3SMAC (Nataf & Ricard, 1996). In the crust, a constant $Q_{\mu} = 600$ is imposed in QsADR17 (i.e., the PREM value) and $Q_{\mu} = 134$ in the model labelled 3SMAC crust. The right column shows the ratio of the two previous maps. The global correlation between maps in the left and middle columns is indicated for each depth at the bottom left of the left column map.

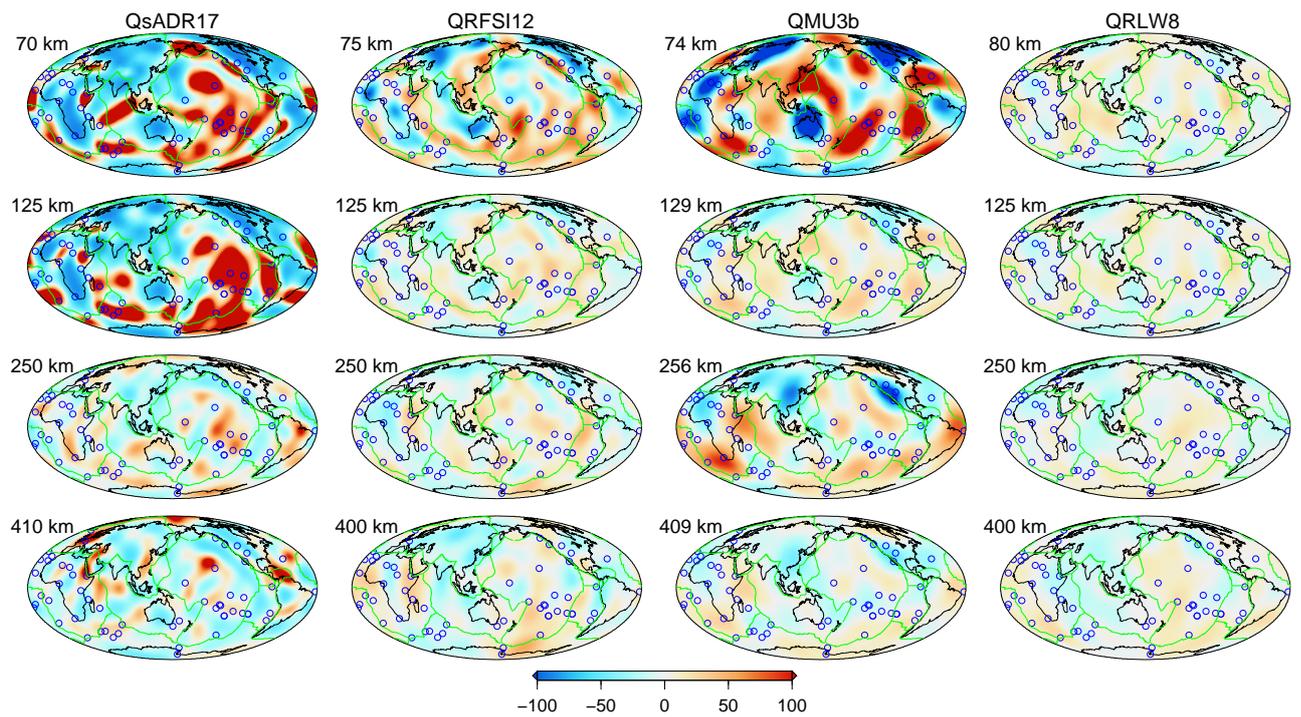


FIGURE 6.22 – Comparison of Q_{sADR17} (left column) with three other tomographic models (QRFSI12, QMU3b and QRLW8 by Dalton et al. (2008), Selby & Woodhouse (2002) and Gung & Romanowicz (2004) respectively). The values of $\delta Q/Q_{\mu}$ are plotted in % with respect to their average values. It is obvious that our model predicts larger attenuation variations than the previous models.

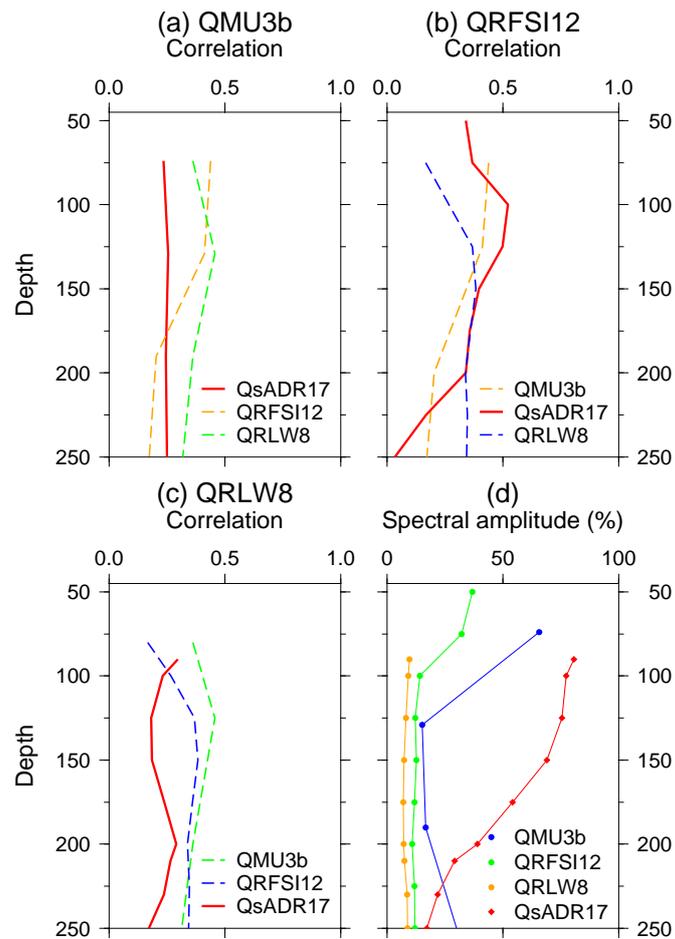


FIGURE 6.23 – (a), (b) and (c) : Global correlation between recent $1/Q_\mu$ S-wave attenuation models QsADR17, QMU3b (Selby & Woodhouse, 2002), QRFSI12 (Dalton et al., 2008) and QRLW8 (Gung & Romanowicz, 2004). In each panel, the model labelled at the top of the panel is correlated with the 3 other models. (d) : Spectral amplitude of each model.

Conclusion

Durant cette thèse, nous avons développé deux modèles d'atténuation : le premier, QADR17, est un modèle d'atténuation du mode fondamental des ondes de Rayleigh dans l'intervalle de période 50–240 s, et le second, QsADR17, est un modèle d'atténuation des ondes S dans le manteau supérieur.

Les deux modèles d'atténuation sont corrélés avec la tectonique de surface, visible sur QsADR17 jusqu'à 200 km de profondeur, et correspondant à l'intervalle de période 40–140 s pour QADR17. Dans l'intervalle de profondeur allant du Moho à 200 km, on trouve une faible atténuation sous les continents, particulièrement sous les régions les plus anciennes (cratons africain, nord-américain, amazonien, sibérien et australien, plateforme russe et antarctique), et une forte atténuation sous les océans. Le signal des rides océaniques, de forte atténuation, apparaît plus contrasté sur QsADR17, jusqu'à 150 km, que sur QADR17. Les principales hétérogénéités de forte atténuation dans les régions océaniques, visibles sur les deux modèles, sont corrélées avec la disposition des points chauds. Ces hétérogénéités persistent jusqu'à 250 km de profondeur (~ 150 s de période). En comparaison, dans le même intervalle de profondeur, les cartes de vitesse des ondes S présentent une évolution beaucoup plus claire avec l'âge de la croûte, avec notamment une signature lente très marquée des rides océaniques. Jusqu'à 100 km de profondeur, les structures de grande échelle (c'est-à-dire pour des degrés d'harmonique sphérique inférieurs à 5) de la vitesse sismique et de l'atténuation ne sont pas corrélées. Cette faible corrélation provient de la lithosphère de l'océan Pacifique, qui présente des vitesses sismiques élevées associées à une atténuation importante. La disposition des zones atténuantes est de plus corrélée avec la localisation des points chauds. Cette différence entre modèles de vitesse et d'atténuation peut être attribuée à une sensibilité plus importante de l'atténuation à la température ou à la présence d'eau. Ainsi, les hétérogénéités au milieu de l'océan Pacifique peuvent correspondre à la présence de panaches mantelliques qui viennent s'étaler dans l'asthénosphère, entre 70 et 200 km de profondeur. L'anomalie d'anisotropie radiale de l'océan Pacifique observée par Ekström &

Dziewonski (1998) corrobore cette hypothèse. Un certain nombre de régions actives présentent une faible vitesse sismique et un Q élevé, qui pourraient s'expliquer par la présence de fusion partielle. Plus profondément, dans l'asthénosphère, Q_{sADR17} est corrélé avec les modèles de vitesse des ondes S. Sur Q_{sADR17} , les zones de subductions autour de l'océan Pacifique sont signalées par un contour de faible atténuation vers ~ 250 km de profondeur. Finalement, l'existence de racines continentales plus profondes en vitesse qu'en atténuation à la base des cratons suggère la présence d'hétérogénéités de composition.

Dans cette étude nous avons choisi d'utiliser une base de données très importante (372 629 courbes d'atténuation pour le mode fondamental et les cinq premiers harmoniques), combinée à une théorie simple, afin de construire des modèles d'atténuation. Cette théorie simple est basée sur l'approximation GCRA (les ondes se propagent selon le grand cercle entre épiceutre et station), utilisée lors de la prise en compte des effets de focalisation et lors de la régionalisation. Une large base de données permet de développer une méthode drastique de tri, basée sur des critères tels que le rapport entre l'amplitude du sismogramme initial synthétique et celle du sismogramme réel lors de l'inversion de forme d'onde, le rejet de données aberrantes, la sensibilité à la source et finalement les résidus sur les données après une première régionalisation. Les inversions en $\ln(Q)$ nous permettent de plus d'obtenir des amplitudes de variation de l'atténuation plus importantes, plus proches des valeurs observées sur les données.

Si un certain nombre de points commun entre les modèles d'atténuation sont observés, comme une ségrégation marquée entre océan et continent (Selby & Woodhouse, 2002; Gung & Romanowicz, 2004; Dalton & Ekström, 2006; Dalton et al., 2008; Ma et al., 2016), et l'observation d'anomalies d'atténuation élevées au milieu de l'océan Pacifique (Romanowicz & Gung, 2002), les modèles d'atténuations sont encore loin d'être consensuels. Les corrélations entre les modèles d'atténuation restent peu élevées. A cause des nombreux mécanismes d'atténuation à prendre en compte lors de la modélisation, notamment l'atténuation géométrique, les effets de focalisation et de défocalisation des rais (Lay & Kanamori, 1985; Woodhouse & Wong, 1986), la diffusion et la diffraction, ainsi que des éventuels problèmes associés à la réponse instrumentale et aux erreurs sur l'estimation de l'excitation à la source (Um & Dahlen, 1992), il devient nécessaire d'utiliser une théorie plus complète afin de modéliser l'amplitude des ondes sismiques (Dalton et al., 2014). Par exemple, la méthode des éléments spectraux (SEM) permet de modéliser le champ sismique global (Tromp et al., 2005; Fichtner et al., 2009, 2010). Cette méthode a le désavantage de nécessiter plusieurs itérations et d'être coûteuse en temps de calcul. Cependant, il existe à présent des méthodes intermédiaires comme la méthode de French et al. (2013) et French & Romanowicz (2015), qui consiste à calculer des sismogrammes 3D avec une approche basée sur les éléments spectraux puis à inverser avec des noyaux 2D du type NACT (Li & Romanowicz, 1995), ou la méthode Axisem qui est une méthode SEM parallèle axi-symétrique Nissen-Meyer et al. (2014), qui pourraient donner lieu à des applications prometteuses pour la modélisation de l'atténuation.

Annexe

A

Définitions mathématiques

A.1 Transformée de Fourier

Pour toute fonction h définie dans le domaine temporel, sa transformée de Fourier H , définie dans le domaine fréquentiel, est :

$$H(\omega) = \mathcal{F}\{h(t)\} = \int_{-\infty}^{\infty} h(t) \exp(+i\omega t) dt \quad (\text{A.1})$$

et son inverse est par conséquent :

$$h(t) = \mathcal{F}^{-1}\{H(\omega)\} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H(\omega) \exp(-i\omega t) d\omega \quad (\text{A.2})$$

A.2 Produit de convolution

Soient f et g deux fonctions définies dans le domaine temporel, le produit de convolution entre ces deux fonctions est :

$$(f * g)(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t - t')g(t) dt' = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)g(t - t') dt' \quad (\text{A.3})$$

Si on pose $F(\omega) = \mathcal{F}\{f(t)\}$ et $G(\omega) = \mathcal{F}\{g(t)\}$ les transformées de Fourier de f et g respectivement, on a alors la propriété suivante :

$$\mathcal{F}\{(f * g)(t)\} = F(\omega)G(\omega) \quad (\text{A.4})$$

A.3 Dérivées partielles des observables secondaires

On souhaite exprimer les dérivées partielles de l'enveloppe de la fonction g et de la phase instantanée ϕ , par rapport aux paramètres du modèle m_j , comme une fonction de g et de la dérivée partielle $\frac{\partial \bar{g}}{\partial m_j}$.

On cherche d'abord à obtenir la dérivée partielle de l'enveloppe de la fonction g par rapport aux paramètres du modèle m_j . L'enveloppe étant définie comme $\|g\|^2 = g\bar{g}$, on a d'une part :

$$\frac{\partial \|g\|^2}{\partial m_j} = 2\|g\| \frac{\partial \|g\|}{\partial m_j} \quad (\text{A.5})$$

D'autre part :

$$\frac{\partial \|g\|^2}{\partial m_j} = \frac{\partial g}{\partial m_j} \bar{g} + g \frac{\partial \bar{g}}{\partial m_j} \quad (\text{A.6})$$

Donc d'après A.5 et A.6, on obtient :

$$\frac{\partial \|g\|}{\partial m_j} = \frac{1}{2\|g\|} \left(\bar{g} \frac{\partial g}{\partial m_j} + g \frac{\partial \bar{g}}{\partial m_j} \right) \quad (\text{A.7})$$

On cherche à présent à exprimer la dérivée partielle de la phase instantanée $\phi = \arctan \left[\frac{\text{Im}(g)}{\text{Re}(g)} \right]$ par rapport aux paramètres du modèle m_j . Tout d'abord, on a :

$$\frac{\partial \tan(\phi)}{\partial m_j} = \left[1 + \tan^2(\phi) \right] \frac{\partial \phi}{\partial m_j} \quad (\text{A.8})$$

$$= \left[1 + \left[\frac{\text{Im}(g)}{\text{Re}(g)} \right]^2 \right] \frac{\partial \phi}{\partial m_j} \quad (\text{A.9})$$

$$= \left[\frac{\text{Re}^2(g) + \text{Im}^2(g)}{\text{Re}^2(g)} \right] \frac{\partial \phi}{\partial m_j} \quad (\text{A.10})$$

D'autre part, on développe :

$$\frac{\partial \tan(\phi)}{\partial m_j} = \frac{\partial}{\partial m_j} \left[\frac{\text{Im}(g)}{\text{Re}(g)} \right] \quad (\text{A.11})$$

$$= \frac{\text{Re}(g) \frac{\partial \text{Im}(g)}{\partial m_j} - \text{Im}(g) \frac{\partial \text{Re}(g)}{\partial m_j}}{\text{Re}^2(g)} \quad (\text{A.12})$$

On peut alors en déduire :

$$\frac{\partial \phi}{\partial m_j} = \frac{\text{Re}(g) \frac{\partial \text{Im}(g)}{\partial m_j} - \text{Im}(g) \frac{\partial \text{Re}(g)}{\partial m_j}}{\text{Re}^2(g) + \text{Im}^2(g)} \quad (\text{A.13})$$

$$= \frac{\text{Re}(g) \frac{\partial \text{Im}(g)}{\partial m_j} - \text{Im}(g) \frac{\partial \text{Re}(g)}{\partial m_j}}{\|g\|^2} \quad (\text{A.14})$$

Les équations A.7 et A.14 permettent alors d'écrire les équations 3.10 et 3.11 du chapitre 3.

Annexe

B

Modèles d'atténuation

Les atténuations obtenues après l'étape de régionalisation sont visualisées sur les figures B.1 et B.2. La sélection finale de notre jeu de données correspond à la figure 4.11. Ces cartes sont ensuite utilisées en entrée de l'inversion en profondeur. La figure B.3 présente le modèle d'atténuation des ondes S obtenus après l'inversion en profondeur.

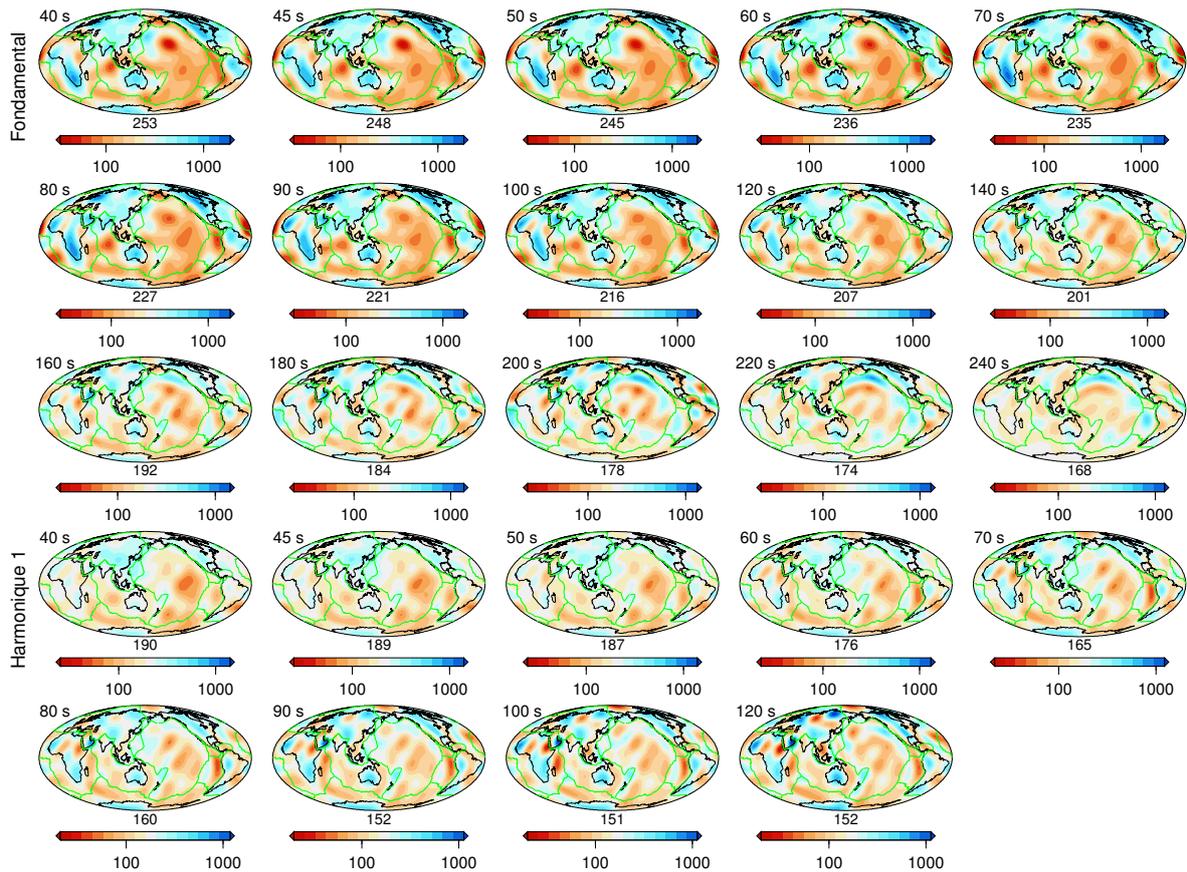


FIGURE B.1 – Cartes finales de l'atténuation des ondes de Rayleigh entre 40 et 240 s pour le mode fondamental et les cinq premiers harmoniques. Les cartes représentent Q sur une échelle logarithmique.

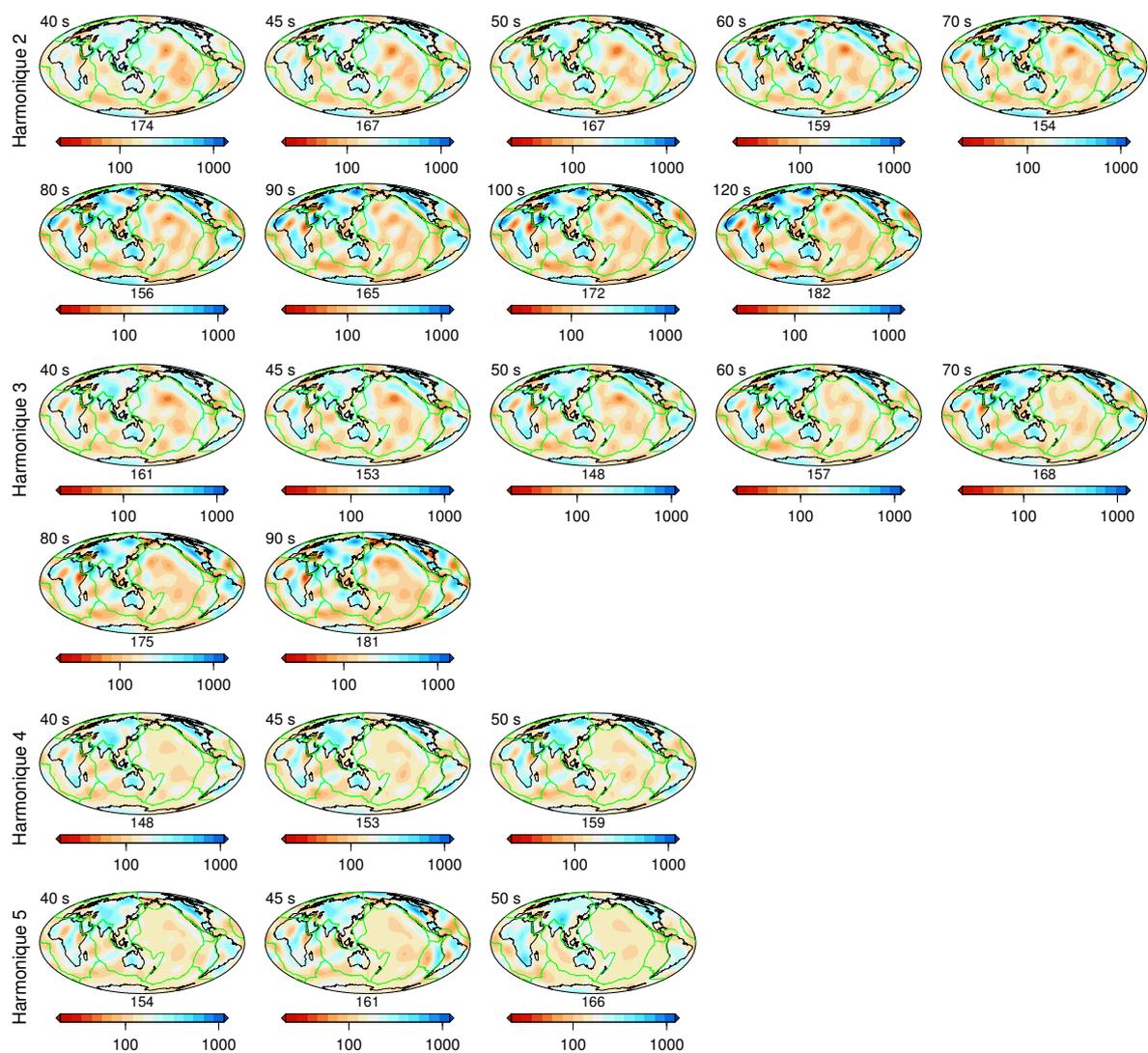


FIGURE B.2 – Suite et fin de la figure B.1.

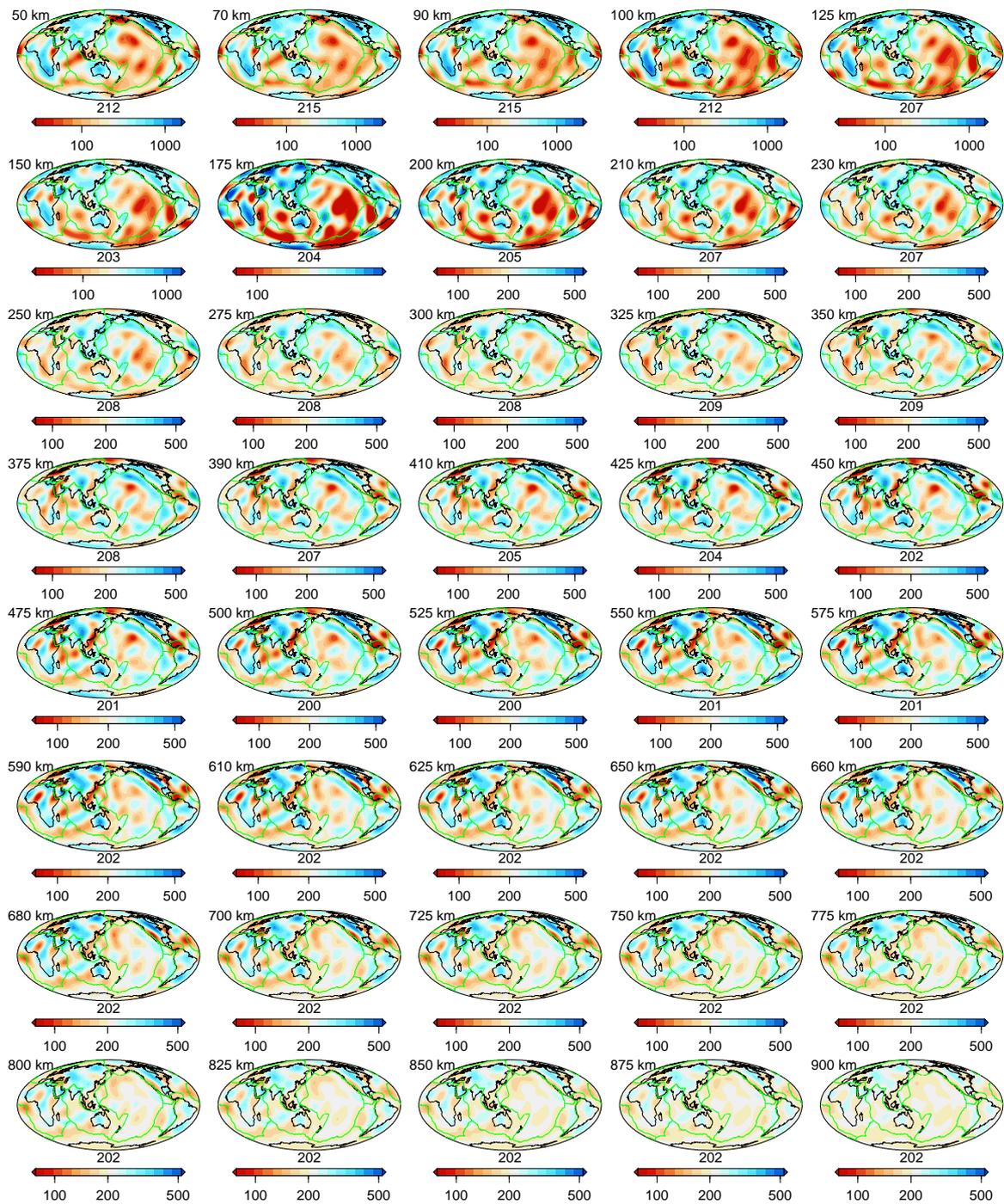


FIGURE B.3 – Modèle d'atténuation final $Q(z)$ sur une échelle logarithmique.

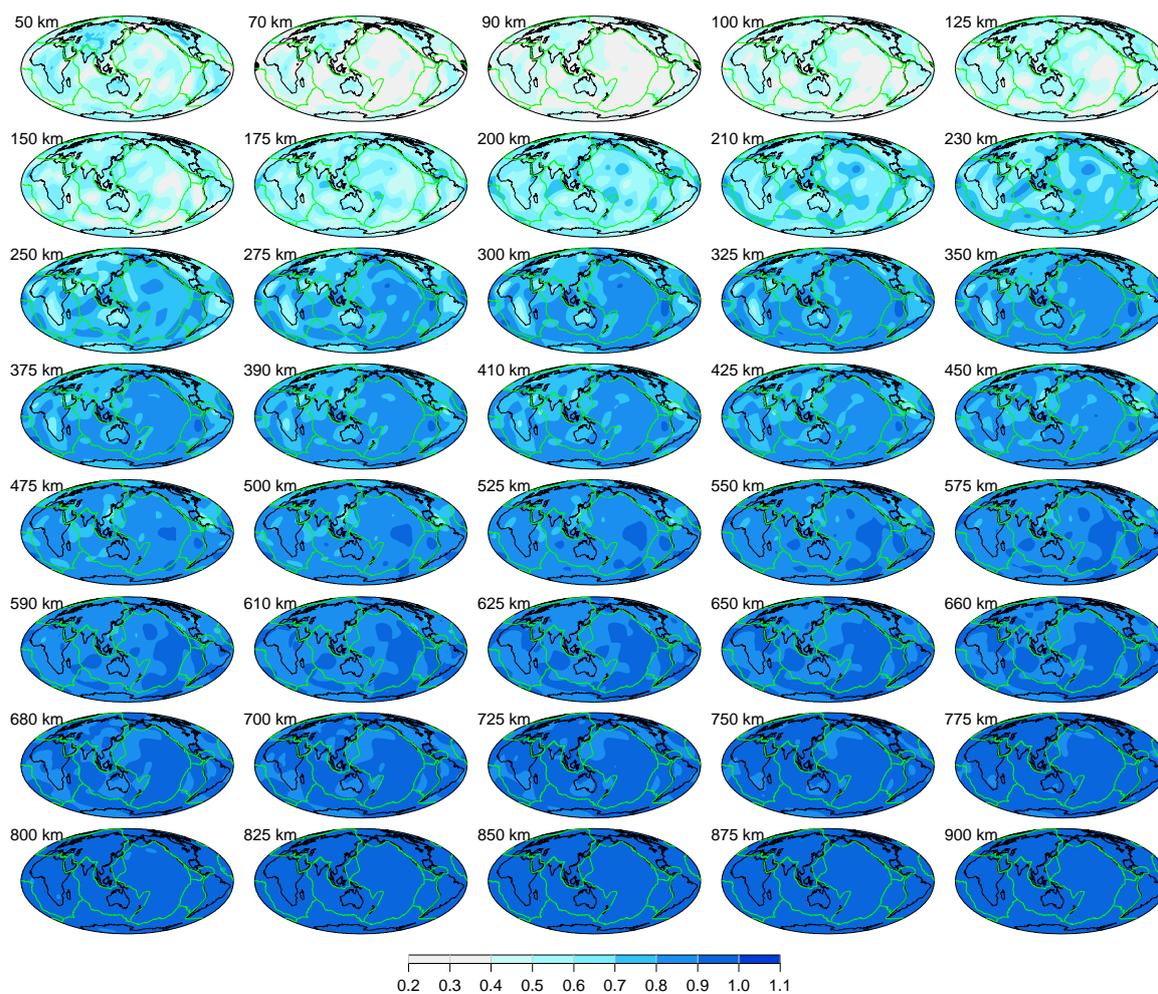


FIGURE B.4 – Cartes du rapport $\sigma_{m_{\text{final}}}/\sigma_{m_0}$ pour le modèle de la figure B.3.

Bibliographie

- Adenis, A., E. Debayle, & Y. Ricard (2017), Seismic evidence for broad attenuation anomalies in the asthenosphere beneath the Pacific Ocean, *Geophysical Journal International*, *209*(3), 1677–1698, doi:10.1029/2000GL011389.
- Aki, K. (1969), Analysis of the seismic coda of local earthquakes as scattered waves, *Journal of Geophysical Research*, *74*(2), 615–631, doi:10.1029/JB074i002p00615.
- Aki, K. (1980a), Scattering and Attenuation of Shear Waves in the Lithosphere, *Journal of Geophysical Research*, *85*(NB11), 6496–6504, doi:10.1029/JB085iB11p06496.
- Aki, K. (1980b), Attenuation of shear-waves in the lithosphere for frequencies from 0.05 to 25 Hz, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, *21*(1), 50–60, doi:10.1016/0031-9201(80)90019-9.
- Aki, K., & B. Chouet (1975), Origin of coda waves: source, attenuation, and scattering effects, *Journal of Geophysical Research*, *80*(23), 3322–3342, doi:10.1029/JB080i023p03322.
- Aki, K., & P. G. Richards (2002), *Quantitative Seismology, 2nd Ed.*, vol. 1, University Science Books.
- Akinci, A., E. D. Pezzo, & J. M. Ibáñez (1995), Separation of scattering and intrinsic attenuation in southern Spain and western Anatolia (Turkey), *Geophysical Journal International*, *121*(2), 337–353, doi:10.1111/j.1365-246X.1995.tb05715.x.
- Anderson, D. L., & C. B. Archambeau (1964), The anelasticity of the Earth, *Journal of Geophysical Research*, *69*(10), 2071–2084, doi:10.1029/JZ069i010p02071.
- Backus, G. E. (1962), Long-wave elastic anisotropy produced by horizontal layering, *Journal of Geophysical Research*, *67*(11), 4427–4440, doi:10.1029/JZ067i011p04427.

- Ben-Menahem, A., & D. Harkrider (1964), Radiation Patterns of Seismic Surface Waves from Buried Dipolar Point Sources in Flat Stratified Earth, *Journal of Geophysical Research*, *69*(12), 2605–2620, doi:10.1029/JZ069i012p02605.
- Beucler, É., É. Stutzmann, & J.-P. Montagner (2003), Surface wave higher-mode phase velocity measurements using a roller-coaster-type algorithm, *Geophysical Journal International*, *155*(1), 289–307, doi:10.1046/j.1365-246X.2003.02041.x.
- Bhattacharyya, J., G. Masters, & P. Shearer (1996), Global lateral variations of shear wave attenuation in the upper mantle, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, *101*(B10), 22,273–22,289, doi:10.1029/96JB01782.
- Billien, M., J. J. Lévêque, & J. Trampert (2000), Global maps of Rayleigh wave attenuation for periods between 40 and 150 seconds, *Geophysical Research Letters*, *27*(22), 3619–3622, doi:10.1029/2000GL011389.
- Bina, C. R., & P. G. Silver (1997), Bulk sound travel times and implications for mantle composition and outer core heterogeneity, *Geophysical Research Letters*, *24*(5), 499–502, doi:10.1029/97GL00353.
- Birch, F. (1952), Elasticity and constitution of the earth's interior, *Journal of Geophysical Research*, *57*(2), 227–286, doi:10.1029/JZ057i002p00227.
- Bozdağ, E., J. Trampert, & J. Tromp (2011), Misfit functions for full waveform inversion based on instantaneous phase and envelope measurements, *Geophysical Journal International*, *185*(2), 845–870, doi:10.1111/j.1365-246X.2011.04970.x.
- Bozdağ, E., D. Peter, M. Lefebvre, D. Komatitsch, J. Tromp, J. C. Hill, N. Podhorszki, & D. Pugmire (2016), Global Adjoint Tomography: First-Generation Model, *Geophysical Journal International*, *207*(3), 1739–1766, doi:10.1093/gji/ggw356.
- Cammarano, F., & B. Romanowicz (2008), Radial profiles of seismic attenuation in the upper mantle based on physical models, *Geophysical Journal International*, *175*(1), 116–134, doi:10.1111/j.1365-246X.2008.03863.x.
- Cara, M. (1973), Filtering of Dispersed Wavetrains, *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, *33*(1), 65–80, doi:10.1111/j.1365-246X.1973.tb03415.x.
- Cara, M. (1976), Observations d'ondes Sa de type SH, *Pure and Applied Geophysics*, *114*(1), 141–157, doi:10.1007/BF00875498.
- Cara, M. (1978), Regional variations of higher Rayleigh-mode phase velocities: a spatial-filtering method, *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, *54*(2), 439–460, doi:10.1111/j.1365-246X.1978.tb04268.x.

- Cara, M. (1979), Lateral variations of S-velocity in the upper mantle from higher Rayleigh modes, *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, *57*(3), 649–670, doi:10.1111/j.1365-246X.1979.tb06783.x.
- Cara, M., & J. J. L ev eque (1987), Waveform inversion using secondary observables, *Geophysical Research Letters*, *14*(10), 1046–1049, doi:10.1029/GL014i010p01046.
- Chang, S.-J., A. M. G. Ferreira, J. Ritsema, H. J. van Heijst, & J. H. Woodhouse (2015), Joint inversion for global isotropic and radially anisotropic mantle structure including crustal thickness perturbations, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, *120*(6), 4278–4300, doi:10.1002/2014JB011824.
- Dahlen, F. A., S.-H. Hung, & G. Nolet (2000), Fr chet kernels for finite-frequency traveltimes— I. Theory, *Geophysical Journal International*, *141*(1), 157–174, doi:10.1046/j.1365-246X.2000.00070.x.
- Dalton, C. A., & G. Ekstr om (2006), Global models of surface wave attenuation, *Journal of Geophysical Research*, *111*(B5), B05,317, doi:10.1029/2005JB003997.
- Dalton, C. A., G. Ekstr om, & A. M. Dziewo nski (2008), The global attenuation structure of the upper mantle, *Journal of Geophysical Research*, *113*(B9), B09,303, doi:10.1029/2007JB005429.
- Dalton, C. A., V. Hj orleifsdottir, & G. Ekstr om (2014), A comparison of approaches to the prediction of surface wave amplitude, *Geophysical Journal International*, *196*(1), 386–404, doi:10.1093/gji/ggt365.
- Dalton, C. A., X. Bao, & Z. Ma (2017), The thermal structure of cratonic lithosphere from global Rayleigh wave attenuation, *Earth Planet. Sci. Lett.*, *457*, 250–262, doi:{10.1016/j.epsl.2016.10.014}.
- Davies, G. F., & M. A. Richards (1992), Mantle Convection, *The Journal of Geology*, *100*(2), 151–206, doi:10.1086/629582.
- Debayle, E. (1999), SV-wave azimuthal anisotropy in the Australian upper mantle: preliminary results from automated Rayleigh waveform inversion, *Geophysical Journal International*, *137*(3), 747–754, doi:10.1046/j.1365-246x.1999.00832.x.
- Debayle, E., & B. L. N. Kennett (2000), Anisotropy in the Australasian upper mantle from Love and Rayleigh waveform inversion, *Earth and Planetary Science Letters*, *184*(1), 339–351, doi:10.1016/S0012-821X(00)00314-9.
- Debayle, E., & Y. Ricard (2012), A global shear velocity model of the upper mantle from fundamental and higher rayleigh mode measurements, *Journal of Geophysical Research*, *117*(B10), B10,308, doi:10.1029/2012JB009288.

- Debayle, E., & Y. Ricard (2013), Seismic observations of large-scale deformation at the bottom of fast-moving plates, *Earth and Planetary Science Letters*, *376*, 165–177, doi:10.1016/j.epsl.2013.06.025.
- Debayle, E., & M. Sambridge (2004), Inversion of massive surface wave data sets: Model construction and resolution assessment, *Journal of Geophysical Research*, *109*(B2), B02,316, doi:10.1029/2003JB002652.
- Debayle, E., F. Dubuffet, & S. Durand (2016), An automatically updated S-wave model of the upper mantle and the depth extent of azimuthal anisotropy, *Geophysical Research Letters*, pp. 674–682, doi:10.1002/2015GL067329.
- Deming, W. E. (1964), *Statistical adjustment of data*, Dover Publications.
- Durand, S., F. Chambat, J. Matas, & Y. Ricard (2012), Constraining the kinetics of mantle phase changes with seismic data, *Geophysical Journal International*, *189*(3), 1557–1564, doi:10.1111/j.1365-246X.2012.05417.x.
- Durand, S., E. Debayle, & Y. Ricard (2015), Rayleigh wave phase velocity and error maps up to the fifth overtone, *Geophysical Research Letters*, *42*(9), 3266–3272, doi:10.1002/2015GL063700.
- Durand, S., E. Debayle, Y. Ricard, & S. Lambotte (2016), Seismic evidence for a change in the large-scale tomographic pattern across the D'' layer, *Geophysical Research Letters*, *43*(15), 7928–7936, doi:10.1002/2016GL069650, 2016GL069650.
- Durek, J. J., & G. Ekström (1996), A radial model of anelasticity consistent with long-period surface-wave attenuation, *Bulletin of the Seismological Society of America*, *86*(1A), 144–158.
- Dziewonski, A., & D. Anderson (1981), Preliminary reference Earth Model, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, *25*(4), 297–356, doi:10.1016/0031-9201(81)90046-7.
- Dziewonski, A., S. Bloch, & M. Landisman (1969), A Technique for the Analysis of Transient Seismic Signals, *Bulletin of the Seismological Society of America*, *59*(1), 427–444.
- Dziewonski, A. M. (1984), Mapping the Lower Mantle: Determination of Lateral Heterogeneity in P Velocity up to Degree and Order 6, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, *89*(B7), 5929–5952, doi:10.1029/JB089iB07p05929.
- Dziewonski, A. M., T.-A. Chou, & J. H. Woodhouse (1981), Determination of Earthquake Source Parameters From Waveform Data for Studies of Global and Regional Seismicity, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, *86*(B4), 2825–2852, doi:10.1029/JB086iB04p02825.
- Ekström, G., & A. M. Dziewonski (1998), The unique anisotropy of the Pacific upper mantle, *Nature*, *394*(6689), 168–172, doi:10.1038/28148.

- Ekström, G., C. A. Dalton, & M. Nettles (2006), Observations of Time-dependent Errors in Long-period Instrument Gain at Global Seismic Stations, *Seismological Research Letters*, *77*(1), 12–22, doi:10.1785/gssrl.77.1.12.
- Ekström, G., M. Nettles, & A. M. Dziewoński (2012), The global CMT project 2004–2010: Centroid-moment tensors for 13,017 earthquakes, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, *200–201*, 1–9, doi:10.1016/j.pepi.2012.04.002.
- Faul, U., & I. Jackson (2015), Transient Creep and Strain Energy Dissipation: An Experimental Perspective, in *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, vol. 43, edited by Jeanloz, R and Freeman, KH, pp. 541–569, Annual Reviews, doi:10.1146/annurev-earth-060313-054732.
- Faul, U. H., J. D. Fitz Gerald, & I. Jackson (2004), Shear wave attenuation and dispersion in melt-bearing olivine polycrystals: 2. Microstructural interpretation and seismological implications, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, *109*(B6), B06,202, doi:10.1029/2003JB002407.
- Ferreira, A. M. G., & J. H. Woodhouse (2006), Long-period seismic source inversions using global tomographic models, *Geophysical Journal International*, *166*(3), 1178–1192, doi:10.1111/j.1365-246X.2006.03003.x.
- Ferreira, A. M. G., & J. H. Woodhouse (2007), Source, path and receiver effects on seismic surface waves, *Geophysical Journal International*, *168*(1), 109–132, doi:10.1111/j.1365-246X.2006.03092.x.
- Fichtner, A., B. L. N. Kennett, H. Igel, & H.-P. Bunge (2009), Full seismic waveform tomography for upper-mantle structure in the Australasian region using adjoint methods, *Geophysical Journal International*, *179*(3), 1703–1725, doi:10.1111/j.1365-246X.2009.04368.x.
- Fichtner, A., B. L. N. Kennett, H. Igel, & H.-P. Bunge (2010), Full waveform tomography for radially anisotropic structure: New insights into present and past states of the Australasian upper mantle, *Earth and Planetary Science Letters*, *290*(3–4), 270–280, doi:10.1016/j.epsl.2009.12.003.
- Forsyth, D. W., S. C. Webb, L. M. Dorman, & Y. Shen (1998), Phase Velocities of Rayleigh Waves in the MELT Experiment on the East Pacific Rise, *Science*, *280*(5367), 1235–1238, doi:10.1126/science.280.5367.1235.
- French, S., V. Lekic, & B. Romanowicz (2013), Waveform Tomography Reveals Channeled Flow at the Base of the Oceanic Asthenosphere, *Science*, *342*(6155), 227–230, doi:10.1126/science.1241514.
- French, S. W., & B. Romanowicz (2015), Broad plumes rooted at the base of the Earth’s mantle beneath major hotspots, *Nature*, *525*(7567), 95–99, doi:10.1038/nature14876.

- Futterman, W. I. (1962), Dispersive body waves, *Journal of Geophysical Research*, 67(13), 5279–5291, doi:10.1029/JZ067i013p05279.
- Gee, L. S., & T. H. Jordan (1992), Generalized seismological data functionals, *Geophysical Journal International*, 111(2), 363–390, doi:10.1111/j.1365-246X.1992.tb00584.x.
- Gung, Y., & B. Romanowicz (2004), *Q* tomography of the upper mantle using three-component long-period waveforms, *Geophysical Journal International*, 157(2), 813–830, doi:10.1111/j.1365-246X.2004.02265.x.
- Hager, B. H., R. W. Clayton, M. A. Richards, R. P. Comer, & A. M. Dziewonski (1985), Lower mantle heterogeneity, dynamic topography and the geoid, *Nature*, 313(6003), 541–545, doi:10.1038/313541a0.
- Hammond, W. C., & E. D. Humphreys (2000a), Upper mantle seismic wave attenuation: Effects of realistic partial melt distribution, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 105(B5), 10,987–10,999, doi:10.1029/2000JB900042.
- Hammond, W. C., & E. D. Humphreys (2000b), Upper mantle seismic wave velocity: Effects of realistic partial melt geometries, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 105(B5), 10,975–10,986, doi:10.1029/2000JB900041.
- Ishii, M., & J. Tromp (2001), Even-degree lateral variations in the earth's mantle constrained by free oscillations and the free-air gravity anomaly, *Geophysical Journal International*, 145(1), 77–96, doi:10.1111/j.1365-246X.2001.00385.x.
- Jackson, D. D., & D. L. Anderson (1970), Physical mechanisms of seismic-wave attenuation, *Reviews of Geophysics*, 8(1), 1–63, doi:10.1029/RG008i001p00001.
- Jackson, I. (2007), 2.17 - Properties of Rocks and Minerals – Physical Origins of Anelasticity and Attenuation in Rock A2 - Schubert, Gerald, in *Treatise on Geophysics*, pp. 493–525, Elsevier, Amsterdam.
- Jackson, I., M. S. Paterson, & J. D. F. Gerald (1992), Seismic wave dispersion and attenuation in åheim dunite: an experimental study, *Geophysical Journal International*, 108(2), 517–534, doi:10.1111/j.1365-246X.1992.tb04633.x.
- Jackson, M. (1991), Anisotropy of magnetic remanence: A brief review of mineralogical sources, physical origins, and geological applications, and comparison with susceptibility anisotropy, *pure and applied geophysics*, 136(1), 1–28, doi:10.1007/BF00878885.
- Jordan, T. (1975), The continental Tectosphere, *Rev. Geoph.*, 13(3), 1–12, doi:10.1029/RG013i003p00001.
- Kanamori, H., & D. L. Anderson (1977), Importance of physical dispersion in surface wave and free oscillation problems: Review, *Rev. Geophys.*, 15(1), 105–112, doi:10.1029/RG015i001p00105.

- Karato, S., & H. A. Spetzler (1990), Defect microdynamics in minerals and solid-state mechanisms of seismic wave attenuation and velocity dispersion in the mantle, *Reviews of Geophysics*, 28(4), 399–421, doi:10.1029/RG028i004p00399.
- Karato, S.-i. (1993), Importance of anelasticity in the interpretation of seismic tomography, *Geophysical Research Letters*, 20(15), 1623–1626, doi:10.1029/93GL01767.
- Karato, S.-i. (1995), Effects of Water on Seismic Wave Velocities in the Upper Mantle, *Proceedings of the Japan Academy, Series B*, 71(2), 61–66, doi:10.2183/pjab.71.61.
- Karato, S.-i. (2003), Mapping water content in the upper mantle, *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*, 138, 135–152, doi:10.1029/138GM08.
- Karato, S.-i., & H. Jung (1998), Water, partial melting and the origin of the seismic low velocity and high attenuation zone in the upper mantle, *Earth and Planetary Science Letters*, 157(3–4), 193–207, doi:10.1016/S0012-821X(98)00034-X.
- Knopoff, L. (1964), Q, *Reviews of Geophysics*, 2(4), 625–660, doi:10.1029/RG002i004p00625.
- Larson, E., J. Tromp, & G. Ekström (1998), Effects of slight anisotropy on surface waves, *Geophysical Journal International*, 132(3), 654–666, doi:10.1046/j.1365-246X.1998.00452.x.
- Laske, G., & G. Masters (1996), Constraints on global phase velocity maps from long-period polarization data, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 101(B7), 16,059–16,075, doi:10.1029/96JB00526.
- Laske, G., G. Masters, Z. Ma, & M. Pasyanos (2013), Update on CRUST1.0 - A 1-degree Global Model of Earth's Crust, in *Geophysical Research Abstracts*, vol. 15, pp. EGU2013–2658.
- Lay, T., & H. Kanamori (1985), Geometric effects of global lateral heterogeneity on long-period surface wave propagation, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth (1978–2012)*, 90(B1), 605–621.
- Lekić, V., & B. Romanowicz (2011), Inferring upper-mantle structure by full waveform tomography with the spectral element method, *Geophysical Journal International*, 185(2), 799–831, doi:10.1111/j.1365-246X.2011.04969.x.
- Lerner-Lam, A. L., & T. H. Jordan (1983), Earth structure from fundamental and higher-mode waveform analysis, *Geophysical Journal International*, 75(3), 759–797, doi:10.1111/j.1365-246X.1983.tb05009.x.
- Lévêque, J. J., M. Cara, & D. Rouland (1991), Waveform inversion of surface wave data: test of a new tool for systematic investigation of upper mantle structures, *Geophysical Journal International*, 104(3), 565–581, doi:10.1111/j.1365-246X.1991.tb05702.x.
- Li, X.-D., & B. Romanowicz (1995), Comparison of global waveform inversions with and without considering cross-branch modal coupling, *Geophysical Journal International*, 121(3), 695–709, doi:10.1111/j.1365-246X.1995.tb06432.x.

- Li, X.-D., & T. Tanimoto (1993), Waveforms of Long-Period Body Waves In A Slightly Aspherical Earth Model, *Geophysical Journal International*, *112*(1), 92–102, doi:10.1111/j.1365-246X.1993.tb01439.x.
- Liu, H.-P., D. L. Anderson, & H. Kanamori (1976), Velocity dispersion due to anelasticity; implications for seismology and mantle composition, *Geophysical Journal International*, *47*(1), 41–58.
- Ma, Z., G. Masters, & N. Mancinelli (2016), Two-dimensional global Rayleigh wave attenuation model by accounting for finite-frequency focusing and defocusing effect, *Geophysical Journal International*, *204*(1), 631–649, doi:10.1093/gji/ggv480.
- Maggi, A., E. Debayle, K. Priestley, & G. Barruol (2006a), Multimode surface waveform tomography of the Pacific Ocean: a closer look at the lithospheric cooling signature, *Geophysical Journal International*, *166*(3), 1384–1397, doi:10.1111/j.1365-246X.2006.03037.x.
- Maggi, A., E. Debayle, K. Priestley, & G. Barruol (2006b), Azimuthal anisotropy of the Pacific region, *Earth and Planetary Science Letters*, *250*(1–2), 53–71, doi:10.1016/j.epsl.2006.07.010.
- Meschede, M., & B. Romanowicz (2015), Lateral heterogeneity scales in regional and global upper mantle shear velocity models, *Geophysical Journal International*, *200*(2), 1076–1093, doi:10.1093/gji/ggu424.
- Minster, J. B., & D. L. Anderson (1981), A Model of Dislocation-Controlled Rheology for the Mantle, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, *299*(1449), 319–356, doi:10.1098/rsta.1981.0025.
- Mitchel, R. G. (1980), Array measurements of higher mode Rayleigh wave dispersion: an approach utilizing source parameters, *Geophysical Journal International*, *63*(2), 311–331.
- Montagner, J. (1986), Regional 3-Dimensional Structures Using Long-Period Surface-Waves, *Annales Geophysicae Series B-Terrestrial and Planetary Physics*, *4*(3), 283–294.
- Montagner, J.-P. (1994), Can seismology tell us anything about convection in the mantle?, *Rev. Geophys.*, *32*(2), 115–137, doi:10.1029/94RG00099.
- Montagner, J. P. (2002), Upper mantle low anisotropy channels below the Pacific Plate, *Earth and Planetary Science Letters*, *202*(2), 263–274, doi:10.1016/S0012-821X(02)00791-4.
- Montelli, R. (2004), Finite-frequency tomography reveals a variety of plumes in the mantle, *Science*, *303*(5656), 338–343, doi:10.1126/science.1092485.
- Müller, R. D., J.-Y. Royer, & L. A. Lawver (1993), Revised plate motions relative to the hotspots from combined Atlantic and Indian Ocean hotspot tracks, *Geology*, *21*(3), 275–278, doi:10.1130/0091-7613(1993)021<0275:RPMRTT>2.3.CO;2.

- Nataf, H.-C., & Y. Ricard (1996), 3smac: an a priori tomographic model of the upper mantle based on geophysical modeling, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, *95*(1), 101–122.
- Nishimura, C. E., & D. W. Forsyth (1988), Rayleigh wave phase velocities in the Pacific with implications for azimuthal anisotropy and lateral heterogeneities, *Geophysical Journal International*, *94*(3), 479–501, doi:10.1111/j.1365-246X.1988.tb02270.x.
- Nissen-Meyer, T., M. van Driel, S. C. Stähler, K. Hosseini, S. Hempel, L. Auer, A. Colombi, & A. Fournier (2014), Axisem: broadband 3-d seismic wavefields in axisymmetric media, *Solid Earth*, *5*(1), 425–445, doi:10.5194/se-5-425-2014.
- Nolet, G. (1975), Higher Rayleigh modes in western Europe, *Geophysical Research Letters*, *2*(2), 60–62, doi:10.1029/GL002i002p00060.
- Nolet, G. (1990), Partitioned Wave-Form Inversion and 2-Dimensional Structure Under the Network of Autonomously Recording Seismographs, *Journal of Geophysical Research-Solid Earth and Planets*, *95*(B6), 8499–8512, doi:10.1029/JB095iB06p08499.
- Nolet, G. (2008), *A Breviary of Seismic Tomography: Imaging the Interior of the Earth and Sun*, 1 edition ed., Cambridge University Press, Cambridge, UK ; New York.
- Nolet, G., & G. F. Panza (1976), Array analysis of seismic surface waves: Limits and possibilities, *pure and applied geophysics*, *114*(5), 775–790, doi:10.1007/BF00875787.
- Nolet, G., J. van Trier, & R. Huisman (1986), A formalism for nonlinear inversion of seismic surface waves, *Geophysical Research Letters*, *13*(1), 26–29, doi:10.1029/GL013i001p00026.
- Nowick, A. S., & B. S. Berry (1972), *Anelastic relaxation in crystalline solids*, Academic Press.
- Okal, E. A., & B.-G. Jo (1987), Stacking investigations of the dispersion of higher order mantle Rayleigh waves and normal modes, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, *47*, 188–204, doi:10.1016/0031-9201(87)90077-X.
- Parisi, L., & A. M. G. Ferreira (2016), Empirical assessment of the validity limits of the surface wave full ray theory using realistic 3-D Earth models, *Geophysical Journal International*, *205*(1), 146–159, doi:10.1093/gji/ggw005.
- Park, J. (1987), Asymptotic coupled-mode expressions for multiplet amplitude anomalies and frequency shifts on an aspherical earth, *Geophysical Journal International*, *90*(1), 129–169, doi:10.1111/j.1365-246X.1987.tb00679.x.
- Pilidou, S., K. Priestley, Ó. Gudmundsson, & E. Debayle (2004), Upper mantle S-wave speed heterogeneity and anisotropy beneath the North Atlantic from regional surface wave tomography: the Iceland and Azores plumes, *Geophysical Journal International*, *159*(3), 1057–1076, doi:10.1111/j.1365-246X.2004.02462.x.

- Price, G. (2007), 2.01 - overview – mineral physics: Past, present, and future, in *Treatise on Geophysics*, edited by G. Schubert, pp. 1 – 6, Elsevier, Amsterdam, doi:10.1016/B978-044452748-6.00028-6.
- Priestley, K., & D. McKenzie (2006), The thermal structure of the lithosphere from shear wave velocities, *Earth and Planetary Science Letters*, *244*(1–2), 285–301, doi:10.1016/j.epsl.2006.01.008.
- Priestley, K., & D. McKenzie (2013), The relationship between shear wave velocity, temperature, attenuation and viscosity in the shallow part of the mantle, *Earth and Planetary Science Letters*, *381*, 78–91, doi:10.1016/j.epsl.2013.08.022.
- Priestley, K., J. Jackson, & D. McKenzie (2008), Lithospheric structure and deep earthquakes beneath India, the Himalaya and southern Tibet, *Geophysical Journal International*, *172*(1), 345–362, doi:10.1111/j.1365-246X.2007.03636.x.
- Raj, R., & M. F. Ashby (1971), On grain boundary sliding and diffusional creep, *Metallurgical Transactions*, *2*(4), 1113–1127, doi:10.1007/BF02664244.
- Reid, F. J. L., J. H. Woodhouse, & H. J. Van Heijst (2001), Upper mantle attenuation and velocity structure from measurements of differential s phases, *Geophysical Journal International*, *145*(3), 615–630.
- Ricard, Y., H.-C. Nataf, & J.-P. Montagner (1996), The three-dimensional seismological model a priori constrained: Confrontation with seismic data, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, *101*(B4), 8457–8472, doi:10.1029/95JB03744.
- Ricard, Y., S. Durand, J. P. Montagner, & F. Chambat (2014), Is there seismic attenuation in the mantle?, *Earth and Planetary Science Letters*, *388*, 257–264, doi:10.1016/j.epsl.2013.12.008.
- Richard, G. C., & H. Iwamori (2010), Stagnant slab, wet plumes and Cenozoic volcanism in East Asia, *Phys. Earth Planet. Int.*, *183*(1-2, SI), 280–287, doi:10.1016/j.pepi.2010.02.009.
- Ritsema, J., H. J. van Heijst, & J. H. Woodhouse (2004), Global transition zone tomography, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, *109*(B2), B02,302, doi:10.1029/2003JB002610.
- Ritsema, J., A. Deuss, H. J. v. Heijst, & J. H. Woodhouse (2011), S40rts: a degree-40 shear-velocity model for the mantle from new Rayleigh wave dispersion, teleseismic traveltimes and normal-mode splitting function measurements, *Geophysical Journal International*, *184*(3), 1223–1236, doi:10.1111/j.1365-246X.2010.04884.x.
- Ritzwoller, M. H., N. M. Shapiro, & S.-J. Zhong (2004), Cooling history of the Pacific lithosphere, *Earth and Planetary Science Letters*, *226*(1–2), 69–84, doi:10.1016/j.epsl.2004.07.032.
- Romanowicz, B. (1987), Multiplet-multiplet coupling due to lateral heterogeneity: asymptotic effects on the amplitude and frequency of the earth’s normal modes, *Geophysical Journal International*, *90*(1), 75–100.

- Romanowicz, B. (1990), The upper mantle degree 2: Constraints and inferences from global mantle wave attenuation measurements, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, *95*(B7), 11,051–11,071, doi:10.1029/JB095iB07p11051.
- Romanowicz, B. (1993), On the measurement of anelastic attenuation using amplitudes of low-frequency surface waves, *Physics of the earth and planetary interiors*, *84*(1), 179–191.
- Romanowicz, B. (1994), Anelastic tomography: a new perspective on upper mantle thermal structure, *Earth and Planetary Science Letters*, *128*(3–4), 113–121, doi:10.1016/0012-821X(94)90139-2.
- Romanowicz, B. (1995), A global tomographic model of shear attenuation in the upper mantle, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, *100*(B7), 12,375–12,394, doi:10.1029/95JB00957.
- Romanowicz, B., & Y. Gung (2002), Superplumes from the core-mantle boundary to the lithosphere: Implications for heat flux, *Science*, *296*(5567), 513–516, doi:10.1126/science.1069404.
- Romanowicz, B. A., & B. J. Mitchell (2015), 1.25 - Deep Earth Structure: Q of the Earth from Crust to Core A2 - Schubert, Gerald, in *Treatise on Geophysics (Second Edition)*, pp. 789–827, Elsevier, Oxford.
- Sakamaki, T., A. Suzuki, & E. Ohtani (2006), Stability of hydrous melt at the base of the Earth's upper mantle, *Nature*, *439*(7073), 192–194, doi:10.1038/nature04352.
- Sakamaki, T., A. Suzuki, E. Ohtani, H. Terasaki, S. Urakawa, Y. Katayama, K.-i. Funakoshi, Y. Wang, J. W. Hernlund, & M. D. Ballmer (2013), Ponded melt at the boundary between the lithosphere and asthenosphere, *Nature Geoscience*, *6*(12), 1041–1044, doi:10.1038/ngeo1982.
- Schaeffer, A. J., & S. Lebedev (2013), Global shear speed structure of the upper mantle and transition zone, *Geophysical Journal International*, *194*(1), 417–449, doi:10.1093/gji/ggt095.
- Selby, N. D., & J. H. Woodhouse (2000), Controls on rayleigh wave amplitudes: attenuation and focusing, *Geophysical Journal International*, *142*(3), 933–940, doi:10.1046/j.1365-246x.2000.00209.x.
- Selby, N. D., & J. H. Woodhouse (2002), The q structure of the upper mantle: Constraints from rayleigh wave amplitudes, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, *107*(B5), ESE 5–1, doi:10.1029/2001JB000257.
- Shito, A., S.-i. Karato, & J. Park (2004), Frequency dependence of Q in Earth's upper mantle inferred from continuous spectra of body waves, *Geophysical Research Letters*, *31*(12), L12,603, doi:10.1029/2004GL019582.
- Shito, A., S.-i. Karato, K. Matsukage, & Y. Nishihara (2006), Towards Mapping the Three-Dimensional Distribution of Water in the Upper Mantle From Velocity and Attenuation Tomography, *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*, *168*, doi:10.1029/168GM17.

- Snieder, R. (1988), The Optical Theorem For Surface Waves and the Relation With Surface-Wave Attenuation, *Geophysical Journal International*, 95(2), 293–302, doi:10.1111/j.1365-246X.1988.tb00468.x.
- Stein, S., & M. Wysession (2009), *An Introduction to Seismology, Earthquakes, and Earth Structure*, John Wiley & Sons.
- Stutzmann, E., & J.-P. Montagner (1993), An inverse technique for retrieving higher mode phase velocity and mantle structure, *Geophysical Journal International*, 113(3), 669–683, doi:10.1111/j.1365-246X.1993.tb04659.x.
- Takeuchi, H., & M. Saito (1972), Seismic surface waves, in *Methods in Computational Physics*, chap. 11, pp. 217–295, Academic Press, New York.
- Talagrand, O., & P. Courtier (1987), Variational Assimilation of Meteorological Observations With the Adjoint Vorticity Equation. I: Theory, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 113(478), 1311–1328, doi:10.1002/qj.49711347812.
- Tarantola, A. (1984), Inversion of seismic reflection data in the acoustic approximation, *Geophysics*, 49(8), 1259–1266, doi:10.1190/1.1441754.
- Tarantola, A., & B. Valette (1982), Generalized nonlinear inverse problems solved using the least squares criterion, *Reviews of Geophysics*, 20(2), 219–232.
- Tromp, J., C. Tape, & Q. Liu (2005), Seismic tomography, adjoint methods, time reversal and banana-doughnut kernels, *Geophysical Journal International*, 160(1), 195–216, doi:10.1111/j.1365-246X.2004.02453.x.
- Turcotte, D., & G. Schubert (2002), *Geodynamics: Second edition*, Cambridge University Press.
- Um, J., & F. A. Dahlen (1992), Source phase and amplitude anomalies of long-period surface waves, *Geophysical Research Letters*, 19(15), 1575–1578, doi:10.1029/92GL01391.
- Vaišnys, J. R. (1968), Vapor Deposited Samples and Leads for High Pressure Measurements, *Review of Scientific Instruments*, 39(8), 1187–1189, doi:10.1063/1.1683613.
- van der Hilst, R. D., S. Widiyantoro, & E. R. Engdahl (1997), Evidence for deep mantle circulation from global tomography, *Nature*, 386(6625), 578–584, doi:10.1038/386578a0.
- van Heijst, H. J., & J. Woodhouse (1997a), Measuring surface-wave overtone phase velocities using a mode-branch stripping technique, *Geophysical Journal International*, 131(2), 209–230, doi:10.1111/j.1365-246X.1997.tb01217.x.
- van Heijst, H. J., & J. Woodhouse (1997b), Measuring surface-wave overtone phase velocities using a mode-branch stripping technique, *Geophysical Journal International*, 131(2), 209–230, doi:10.1111/j.1365-246X.1997.tb01217.x.

- Wang, Z., & F. A. Dahlen (1994), JWKB surface-wave seismograms on a laterally heterogeneous earth, *Geophysical Journal International*, *119*(2), 381–401, doi:10.1111/j.1365-246X.1994.tb00130.x.
- Wang, Z., & F. A. Dahlen (1995), Validity of surface-wave ray theory on a laterally heterogeneous earth, *Geophysical Journal International*, *123*(3), 757–773, doi:10.1111/j.1365-246X.1995.tb06888.x.
- Warren, L. M., & P. M. Shearer (2002), Mapping lateral variations in upper mantle attenuation by stacking P and PP spectra, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, *107*(B12), 2342, doi:10.1029/2001JB001195.
- Weston, J., A. M. G. Ferreira, & G. J. Funning (2011), Global compilation of interferometric synthetic aperture radar earthquake source models: 1. comparisons with seismic catalogs, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, *116*(B8), n/a–n/a, doi:10.1029/2010JB008131, b08408.
- Weston, J., A. M. Ferreira, & G. J. Funning (2012), Systematic comparisons of earthquake source models determined using insar and seismic data, *Tectonophysics*, *532*, 61 – 81, doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.tecto.2012.02.001>.
- Woodhouse, J., & A. Dziewonski (1984), Mapping the Upper Mantle - 3-Dimensional Modeling of Earth Structure by Inversion of Seismic Waveforms, *Journal of Geophysical Research*, *89*(NB7), 5953–6297, doi:10.1029/JB089iB07p05953.
- Woodhouse, J. H., & Y. K. Wong (1986), Amplitude, phase and path anomalies of mantle waves, *Geophysical Journal International*, *87*(3), 753–773.
- Yang, Y., & D. W. Forsyth (2006), Regional tomographic inversion of the amplitude and phase of Rayleigh waves with 2-D sensitivity kernels, *Geophysical Journal International*, *166*(3), 1148–1160, doi:10.1111/j.1365-246X.2006.02972.x.
- Yang, Y., D. W. Forsyth, & D. S. Weeraratne (2007), Seismic attenuation near the East Pacific Rise and the origin of the low-velocity zone, *Earth and Planetary Science Letters*, *258*(1–2), 260–268, doi:10.1016/j.epsl.2007.03.040.
- Yomogida, K., K. Aki, & R. Benites (1997), Coda Q in two-layer random media, *Geophysical Journal International*, *128*(2), 425–433, doi:10.1111/j.1365-246X.1997.tb01565.x.
- Yoshizawa, K., & G. Ekström (2010), Automated multimode phase speed measurements for high-resolution regional-scale tomography: application to North America, *Geophysical Journal International*, *183*(3), 1538–1558, doi:10.1111/j.1365-246X.2010.04814.x.
- Yu, G.-K., & B. J. Mitchell (1979), Regionalized shear velocity models of the Pacific upper mantle from observed Love and Rayleigh wave dispersion, *Geophysical Journal International*, *57*(2), 311–341, doi:10.1111/j.1365-246X.1979.tb04781.x.

- Zaroli, C., E. Debayle, & M. Sambridge (2010), Frequency-dependent effects on global S-wave traveltimes: wavefront-healing, scattering and attenuation, *Geophysical Journal International*, *182*(2), 1025–1042, doi:10.1111/j.1365-246X.2010.04667.x.
- Zhou, Y., F. A. Dahlen, & G. Nolet (2004), Three dimensional sensitivity kernels for surface wave observables, *Geophysical Journal International*, *158*(1), 142–168, doi:10.1111/j.1365-246X.2004.02324.x.