



HAL
open science

Vers une tomographie haute résolution du manteau inférieur

Lewis Schardong

► **To cite this version:**

Lewis Schardong. Vers une tomographie haute résolution du manteau inférieur. Planétologie et astrophysique de la terre [astro-ph.EP]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2012. Français. NNT: . tel-00776782

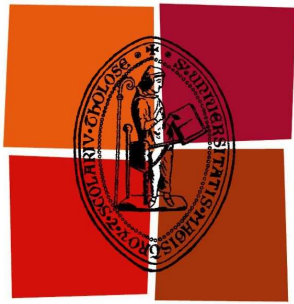
HAL Id: tel-00776782

<https://theses.hal.science/tel-00776782>

Submitted on 16 Jan 2013

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.



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'Université Toulouse III - Paul Sabatier*

Discipline ou spécialité : *Sismologie*

Présentée et soutenue par *Lewis Schardong*

Le 5 Novembre 2012

Titre : *Vers une tomographie haute résolution du manteau inférieur terrestre*

Ecole doctorale : *SDU2E*

Jury

M ^{me}	Valérie MAUPIN	Pr., Université d'Oslo	(Rapporteur)
M ^{elle}	Véronique FARRA	Ph. Adj., IPGP, Paris	(Rapporteur)
M.	Stéphane LABROSSE	Pr., ENS, Lyon	(Examineur)
M ^{me}	Helle PEDERSEN	Ph., ISTERre, Grenoble	(Examineur)
M.	Raphaël F. GARCIA	MCF, Université de Toulouse	(Directeur de thèse)
M ^{me}	Stéphanie DUCHÊNE	Pr., Université de Toulouse	(Examineur)
M.	Sébastien CHEVROT	DR, IRAP, Toulouse	(Examineur)
M ^{elle}	Marie CALVET	Ph. Adj., IRAP, Toulouse	(Examineur)

Unité de recherche : *Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie*

Directeur(s) de Thèse : *Raphaël F. Garcia*

Remerciements

C'est au sein de l'équipe de sismologie du laboratoire de Dynamique Terrestre et Planétaire de Toulouse, qui a ensuite fusionné avec plusieurs autres laboratoires pour devenir l'Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (IRAP), que j'ai réalisé mon doctorat. J'ai été encadré par Raphaël F. Garcia, Maître de Conférences à l'Université Paul Sabatier. Mes remerciements vont bien évidemment, et en premier lieu, à Raphaël, qui m'a beaucoup appris, aidé et appuyé, et m'a toujours poussé plus loin dans mon travail de recherche et d'enseignement. Sans lui, rien de tout cela n'aurait été possible.

Je tiens également à dire un très grand merci à Marie Calvet, Physicienne Adjointe à l'Observatoire Midi-Pyrénées, et une de mes co-encadrantes officielles. Marie a toujours été présente pour répondre à la moindre de mes questions, et m'a énormément soutenu, notamment dans la rédaction de ce manuscrit. Je lui suis également très reconnaissant pour nos différentes collaborations en tant qu'enseignants à l'Université de Toulouse.

Mes recherches m'ont également amené à travailler en étroite collaboration avec Sébastien Chevrot, Directeur de Recherches à l'IRAP. Je le remercie pour ses nombreuses contributions, concernant notamment les fonctions récepteurs et l'inversion tomographique, ainsi que pour toutes les connaissances qu'il m'a apportées, et pour sa grande curiosité scientifique.

Je remercie également toute l'équipe de doctorants du laboratoire (l'ancien comme le nouveau), avec qui j'avais un peu le sentiment de former une grande famille, avec une mention spéciale pour Nicolas, Hugau, Simon, Mickael et Vincent pour tous les bons moments passés ensemble, les repas de midis, les restaurants le soir et les coups de main divers et variés tout au long de ces trois années. Merci également à mon voisin de bureau pendant cette dernière année, Thomas, pour avoir répondu à mes moindres questions, même les plus insensées!

Je tiens également à remercier tout particulièrement notre informaticien, Loïc, qui a toujours été disponible, et d'une très grande aide pour tous mes déboires techniques, et qui a aussi beaucoup contribué à la construction de notre base de données.

Je remercie bien sûr ma famille pour leur éternel soutien, même si je ne crois pas qu'ils aient jamais bien compris ce que je faisais vraiment! Enfin, merci Carole pour ton soutien indéfectible ces six derniers mois, les plus cruciaux, pour avoir toujours cru en moi, pour les corrections de dernière minute et surtout pour ce délicieux pot de thèse!

Table des matières

Introduction	7
1 Structure interne de la Terre profonde	9
1.1 Structure sismique radiale du manteau terrestre	9
1.2 Hétérogénéités latérales du manteau	10
1.2.1 Tomographie globale du manteau	10
1.2.2 Des structures singulières du manteau : les <i>superpanaches</i>	11
1.3 La base du manteau inférieur : la couche D''	17
1.3.1 Une transition de phase	17
1.3.2 Une couche limite thermique et chimique	17
1.3.3 Une discontinuité de vitesse sismique	18
1.3.4 Des zones de très faible vitesse sismique	18
1.3.5 De l'anisotropie sismique	20
1.4 Objectifs de l'étude	21
2 Base de données de résidus de temps de trajet	23
2.1 Les observables de la tomographie sismique	24
2.1.1 Pointé des phases sismiques	24
2.1.2 Corrélation croisée	24
2.1.3 Noyaux de sensibilité	27
2.1.4 Conclusions	28
2.2 Base de données sismologiques	28
2.2.1 Construction de la base de données	28
2.2.2 Fonction source et profondeur des séismes	30
2.2.3 Sélection des données	32
2.3 Mesure de résidus de temps et d'amplitude	36
2.3.1 Calcul de sismogrammes synthétiques	36
2.3.2 Sélection de la fenêtre temporelle	38
2.3.3 Résidus de temps de trajet	40
2.3.4 Résidus d'amplitude	42
2.3.5 Exemples	43
2.4 Corrections standards appliquées aux mesures	48
2.4.1 Correction d'ellipticité	48
2.4.2 Correction de topographie à la station	49
2.5 Conclusions et perspectives	50
3 Analyse de la base de données de temps de trajet	53
3.1 Paramètres de source déterminés par recuit simulé	53
3.1.1 Profondeur de source	53
3.1.2 Fonction source	55
3.2 Sélection des résidus de temps de trajet	56
3.2.1 Sélection sur la qualité des mesures	56

3.2.2	Sélection sur la cohérence des résidus au sein d'un séisme	59
3.2.3	Sélection finale	61
3.3	Études de cas	70
3.3.1	Signature de la couche D'' dans les résidus de phases SH_{diff}	70
3.3.2	Validation de la base de données par imagerie lithosphérique	71
3.3.3	Résidus de temps et d'amplitude dans la couche D''	72
3.4	Conclusions et perspectives	74
4	Détermination de la structure crustale par les fonctions récepteurs	77
	Introduction générale	77
	Résumé	78
4.1	Introduction	79
4.2	Method	79
4.2.1	Determination of source-time functions by waveform inversion	80
4.2.2	Data selection	81
4.2.3	Rotation	81
4.2.4	Source-time function deconvolution	81
4.2.5	Summation	82
4.3	Other examples	82
4.3.1	Station AML	82
4.3.2	Station BJT	85
4.4	Applications	85
4.4.1	Determination of the crustal V_P/V_S ratio and thickness	85
4.4.2	Observation of other discontinuities	89
4.4.3	Comparison with classical receiver functions	89
4.5	Conclusions	90
	Révisions et perspectives	90
5	Tomographie sismique préliminaire par la théorie des rais	95
5.1	Différentes échelles et méthodes de tomographie sismique	95
5.1.1	Imagerie à différentes échelles	95
5.1.2	Inversion selon différentes techniques	96
5.2	Tomographie régionale	96
5.2.1	Données	96
5.2.2	Méthode d'inversion	97
5.2.3	Tests de résolution et régularisation	99
5.2.4	Résultats et interprétations	101
5.3	Tomographie globale	107
5.3.1	Données	107
5.3.2	Méthode d'inversion	107
5.3.3	Tests de résolution et régularisation	108
5.3.4	Résultats et interprétations	108
5.4	Discussion et perspectives	114
	Conclusions	123
	A Une nouvelle méthode pour l'estimation des paramètres de source	127
	Liste des figures	143
	Liste des tableaux	145
	Bibliographie	147

Introduction

L'étude de la structure interne de la Terre, et des planètes telluriques de manière générale, peut se faire au moyen de plusieurs observables, telles que le champ magnétique, les mouvements *externes* (révolution, rotation, marées, ...), les mouvements *internes* (séismes, convection, ...), le champ de gravité ou encore la topographie. Une des approches les plus efficaces pour obtenir des informations sur les structures profondes de la Terre est l'étude de la propagation des ondes sismiques, la sismologie.

La tomographie est une technique d'imagerie (également utilisée en médecine) qui consiste à déterminer les anomalies de vitesses d'ondes acoustiques se propageant dans un milieu physique, par rapport à un modèle de référence de ce milieu. Comme pour toute autre technique d'imagerie, la recherche tente sans cesse d'améliorer la résolution des images tomographiques par de nouvelles techniques d'analyse de données, d'inversion et de modélisation.

En sciences de la Terre, ce sont les anomalies latérales de vitesse des ondes sismiques qui sont cartographiées pour l'élaboration des images tomographiques. Ces anomalies sont mesurées par rapport à un modèle de Terre de référence, souvent unidimensionnel (où les propriétés de propagation ne varient que selon la profondeur), et parfois tridimensionnel.

Différentes observables sont utilisées pour cela, comme les temps de propagation des ondes sismiques, ou bien leur amplitude. Les méthodes actuelles ont tendance à utiliser l'ensemble de l'information contenue dans les sismogrammes. Ceux-ci ne sont toutefois pas uniquement sensibles au milieu traversé par l'onde, mais également au mécanisme du séisme à l'origine de l'onde, ainsi qu'aux effets liés aux couches les plus superficielles sous les stations d'enregistrement. Tout ceci contribue en effet à la complexification de l'enregistrement final. Une meilleure connaissance du mécanisme de la source sismique et de la structure sous les stations nous permettrait de mieux résoudre les anomalies de vitesse, et peut-être ainsi de mieux comprendre la composition et la dynamique internes de la Terre, comme la convection du manteau ou les interactions entre le noyau externe et le manteau.

Après avoir défini ces deux objectifs, mon travail de thèse peut se diviser selon deux axes. Dans un premier temps, une méthode d'inversion d'un jeu global de sismogrammes a été adaptée et utilisée pour la détermination des paramètres de source sismique. Une détermination précise de ces paramètres nous permet de mesurer avec une plus grande précision les hétérogénéités du manteau. En second lieu, ces mêmes paramètres ont été utilisés pour supprimer la contribution de la source sismique dans les sismogrammes, et ainsi être en mesure de quantifier les effets liés à la complexité de la croûte terrestre. Enfin, en collaboration avec le reste de mon équipe, une méthode d'inversion tomographique à fréquence finie a été développée pour la construction du modèle tomographique haute résolution.

Cet ensemble d'outils a été développé dans le but d'atteindre une meilleure résolution pour les images tomographiques du manteau inférieur de la Terre. En effet, cette région présente une structure très complexe, que les scientifiques (sismologues, géodynam-

iciens, physiciens des matériaux,...) peinent encore à expliquer précisément. De nombreux phénomènes sont à l'œuvre dans le manteau inférieur, et en partie dans les derniers 200 à 300 *km* du manteau, communément appelée la couche *D''*. C'est dans cette région que s'accumulent probablement les résidus de plaques subduites, que prennent naissance certains points chauds et qu'ont lieu des échanges chimiques et thermiques avec le noyau externe. Une résolution améliorée des images tomographiques à cette profondeur, permettrait donc une interprétation mieux contrainte de ces différents processus, et notamment de les relier dans un modèle géodynamique global du manteau plus proche de la réalité.

Le premier chapitre de cette thèse est un résumé non exhaustif des connaissances et problèmes actuels concernant la structure et la dynamique du manteau de la Terre et de la couche *D''*.

Le deuxième chapitre présente les principes de base de notre méthode automatique de mesure de résidus de temps de trajet (écarts au modèle de référence). Ces résidus sont mesurés entre des données observées et des données synthétiques et sont construits pour être interprétés au moyen des noyaux de sensibilité.

Le troisième chapitre présente une analyse de la base de données de résidus. Une sélection des mesures nous permet notamment d'améliorer leur qualité, et de mettre en lumière certains phénomènes capitaux pour la compréhension de la structure profonde de la Terre.

Dans le chapitre suivant, les paramètres de source sismique obtenus par inversion sont utilisés pour le calcul d'un nouveau type de fonctions récepteurs, utilisées pour la détermination de la structure crustale sous les stations sismologiques. Cela nous permet de quantifier les caractéristiques de la croûte terrestre sous une station, et ainsi de s'en affranchir dans les mesures de résidus.

Finalement, après avoir passé la majorité de ces trois années à développer ces deux méthodes, le temps restant n'a pu être consacré qu'à l'élaboration d'un modèle tomographique très préliminaire, mais néanmoins encourageant. Les résultats correspondants sont présentés dans le cinquième et dernier chapitre de ce mémoire.

Finalement, des conclusions seront apportées sur les différents résultats obtenus par les différentes méthodes développées, et les projets et perspectives futurs seront détaillés.

Chapitre 1

Structure interne de la Terre profonde

Sommaire

1.1	Structure sismique radiale du manteau terrestre	9
1.2	Hétérogénéités latérales du manteau	10
1.2.1	Tomographie globale du manteau	10
1.2.2	Des structures singulières du manteau : les <i>superpanaches</i>	11
1.3	La base du manteau inférieur : la couche D''	17
1.3.1	Une transition de phase	17
1.3.2	Une couche limite thermique et chimique	17
1.3.3	Une discontinuité de vitesse sismique	18
1.3.4	Des zones de très faible vitesse sismique	18
1.3.5	De l'anisotropie sismique	20
1.4	Objectifs de l'étude	21

Le manteau joue un rôle capital dans la dynamique globale de la Terre [Wegener, 1915 ; Holmes, 1928 ; Hess, 1962 ; Heirtzler *et al.*, 1968 ; Morgan, 1968]. La partie lithosphérique du manteau supérieur est en mouvement par rapport à sa partie asthénosphérique et participe ainsi à la tectonique des plaques. Du manteau inférieur, remontent des courants de matière alimentant les points chauds en surface, mécanisme probablement lié à la convection mantellique et aux échanges chimiques et thermiques avec le noyau.

Dans ce premier chapitre, je présenterai l'état actuel des connaissances de la structure hétérogène du manteau terrestre, aussi bien radiale [Sec. 1.1], que latérale [Sec. 1.2], puis dans une région de celui-ci qui nous intéresse plus particulièrement, et qui est en contact direct avec le noyau liquide : la couche D'' [Sec. 1.3].

1.1 Structure sismique radiale du manteau terrestre

Les premières études sismologiques de la Terre ont permis de déterminer ses principales discontinuités radiales, facilement détectables sur les enregistrements sismologiques de l'époque [Mohorovičić, 1910 ; Gutenberg, 1913]. Ainsi, il a été possible de distinguer quatre couches aux propriétés radicalement différentes au sein de la Terre : la croûte, le manteau, le noyau liquide, et la graine.

Il a fallu plusieurs décennies aux sismologues avant de pouvoir développer les premiers modèles unidimensionnels (1D) de la Terre. Par la caractérisation de différents paramètres des ondes sismiques de surface (piégées à la surface de la Terre), ou de volume (se propageant dans tout son volume), la conception de tels modèles a été possible

[Dziewonski & Anderson, 1981 ; Kennett & Engdahl, 1991 ; Kennett *et al.*, 1995]. Ceux-ci décrivent l'évolution de la vitesse des ondes de volume de compression (P) et de cisaillement (S), ainsi que de la densité, en fonction du rayon de la Terre (modèles *radiaux*). Ils contiennent ainsi plusieurs couches, chimiquement distinctes, et séparées par différentes interfaces.

Ainsi, le manteau possède une épaisseur d'environ 2900 *km*, représentant un peu plus de 80% du volume total de la Terre (65% de sa masse), et se divise en deux parties. On appelle manteau supérieur, la région comprise entre la discontinuité de Mohorovičić [Mohorovičić, 1910], l'interface entre la croûte et le manteau (*Moho*), et la discontinuité à 670 *km* de profondeur, marquant le changement de phase de la wadsleyite en pérovskite + magnésowüstite. On appelle manteau inférieur, la région comprise entre cette même discontinuité à 670 *km* de profondeur, et la discontinuité de Gutenberg [Gutenberg, 1913], l'interface entre le manteau et le noyau liquide (CMB pour *Core-Mantle Boundary*). Cet interface constitue ainsi, avec la surface de la Terre, la discontinuité la plus abrupte, puisque séparant une couche solide d'une couche liquide (pas de propagation des ondes S dans les liquides et très important saut de vitesse des ondes P et de densité).

Cependant, ces modèles 1D ne tiennent compte d'aucune hétérogénéité latérale de la Terre. Toutefois, ces variations latérales existent, non seulement dans la lithosphère, mais également dans la zone de transition ainsi que dans le manteau inférieur.

1.2 Hétérogénéités latérales du manteau

La présence d'hétérogénéités latérales au sein de la Terre a été mise en évidence par la *tomographie sismique*. La tomographie sismique est une technique d'imagerie (également utilisée en médecine), consistant à cartographier les anomalies latérales de vitesse des ondes sismiques, par rapport à un modèle de Terre de référence.

C'est notamment en utilisant des données de dispersion de la vitesse des ondes de surface [Knopoff, 1961], des temps d'arrivée des ondes de volume [Aki *et al.*, 1977], ainsi qu'une combinaison de ces deux types de données [Masters *et al.*, 1996], qu'ont été mises en évidence les variations latérales de densité et de vitesse des ondes sismiques, en plus de leurs variations radiales.

Les plaques tectoniques froides entraînées dans le manteau par l'activité tectonique globale, et la remontée de matériau chaud au niveau des points chauds, constituent les principaux types d'anomalies observés dans la lithosphère et le manteau supérieur. Mais, en plus de ces composantes thermiques, des composantes chimiques augmentent également le taux d'anomalies au sein de la Terre, notamment dans la zone de transition, où certains minéraux subissent des changements de phase affectant particulièrement les ondes sismiques, ou dans le manteau inférieur, où des changements de phases minérales ont également lieu, ainsi que des interactions avec le noyau liquide.

1.2.1 Tomographie globale du manteau

Les images tomographiques du manteau ont pu montrer que les limites de plaques tectoniques convergentes (subduction, collision, ...) surplombent des régions présentant des anomalies de vitesse sismique positives, tandis que les volcans dits de *points chauds* surplombent des régions présentant des anomalies négatives [van der Hilst *et al.*, 1997]. Une telle corrélation entre structures profondes et structures de surface, combinée à l'observation du *devenir* des plaques subduites par la mesure de fortes anomalies de vitesse sismique, constitue un argument très fort en faveur d'une convection mantellique globale [van der Hilst *et al.*, 1997 ; Grand *et al.*, 1997].

La tomographie en ondes P est particulièrement adaptée pour l'imagerie des plaques de subduction plongeantes, également appelés *slabs* [Romanowicz, 2003 ; Li *et al.*, 2008].

Selon le cas, elles peuvent soit être confinées dans le manteau supérieur, soit atteindre les grandes profondeurs du manteau inférieur, et même la CMB dans certains cas [Fig. 1.1].

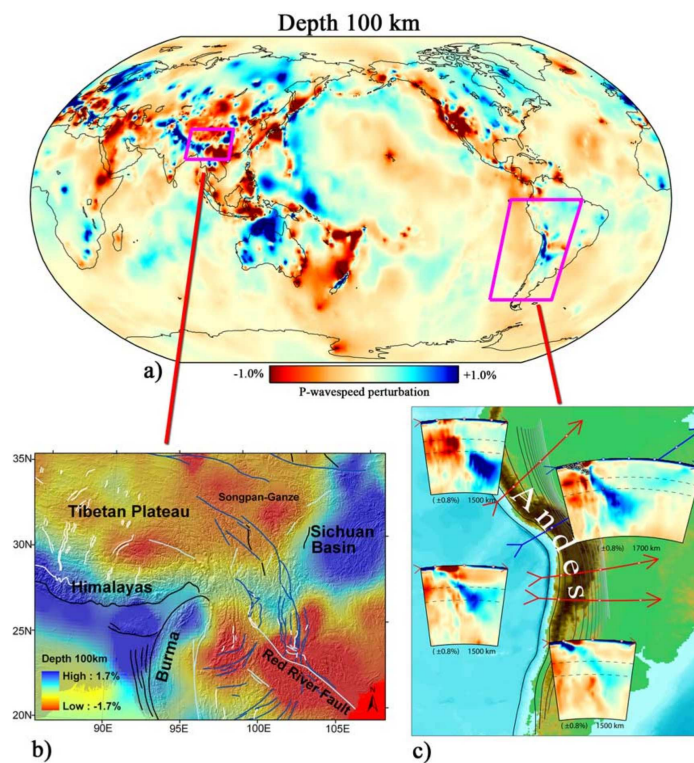


Figure 1.1 – Tomographie globale à plusieurs échelles. (a) Variations globales de la vitesse des ondes P à 100 km de profondeur. (b) Hétérogénéités de vitesse à 100 km de profondeur sous la partie Est du plateau tibétain, et le Sud-Ouest de la Chine, auxquelles sont superposées la topographie et les principales failles actives. (c) Coupes verticales à travers la zone de subduction andine, sous l'Amérique du Sud. [extrait de Li *et al.*, 2008]

Les différents modèles tomographiques globaux en ondes S montrent une assez bonne cohérence à grande échelle [Fig. 1.2]. Dans les premiers 100 km du manteau supérieur, les structures observées sont corrélées avec la tectonique : des anomalies de vitesse négatives sous les dorsales océaniques et les arcs volcaniques, et des anomalies positives sous les boucliers continentaux et les cratons. Dans la zone de transition (entre 400 et 800 km), ce sont essentiellement les anomalies de vitesse positives qui dominent, associées aux plaques subduites plongeant dans le manteau. La partie supérieure du manteau inférieur (entre 800 et 2000 km de profondeur) ne possède pas de structure claire à grande échelle, et les anomalies de vitesse y ont en moyenne une amplitude assez faible. Il faut attendre les dernières centaines de kilomètres du manteau inférieur pour pouvoir à nouveau observer des anomalies importantes. C'est dans cette région qu'ont été découvertes deux vastes anomalies de très forte amplitude, et correspondant à des structures aux propriétés sismiques radicalement différentes du reste du manteau, appelées *superpanaches*.

1.2.2 Des structures singulières du manteau : les *superpanaches*

Deux vastes régions de faible vitesse des ondes de cisaillement (LLSVP pour *Large Low-Shear Velocity Provinces*) sous l'océan Pacifique et l'Afrique ont été mises en évidence par les premiers modèles tomographiques [Dziewonski, 1984], et sont depuis en cohérence avec les nouveaux résultats du domaine [Fig. 1.3]. Les superpanaches semblent posséder une densité élevée [Ishii & Tromp, 2004 ; Trampert *et al.*, 2004] et une frontière nette par rapport au reste du manteau [He & Wen, 2009 ; Ni *et al.*, 2002 ; Wang & Wen, 2007]. Par ailleurs, des observations géochimiques à la surface de la Terre plaident en faveur de l'existence d'hétérogénéités dans le manteau profond [Hofmann, 1997]. Ainsi les super-

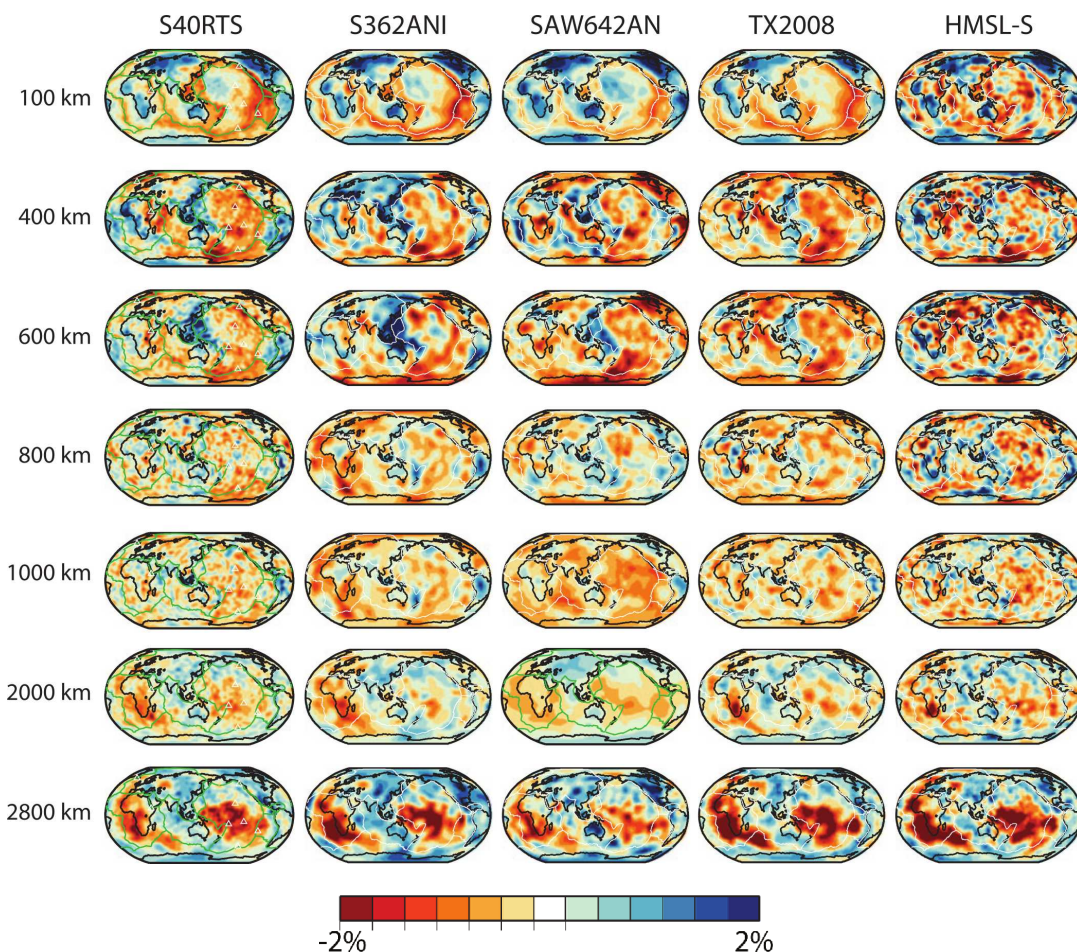


Figure 1.2 – Comparaison d’images tomographiques en ondes S à différentes profondeurs. Les anomalies de vitesse ont des amplitudes comprises entre -2 et $+2\%$ (voir échelle de couleur), sauf à 100 km de profondeur, où elles sont comprises entre -7 et $+7\%$. [extrait de Ritsema *et al.*, 2011, d’après Kustowski *et al.*, 2008 ; Panning & Romanowicz, 2006 ; Simmons *et al.*, 2009 ; Houser *et al.*, 2008]

panaches, structures chimiquement distinctes du reste du manteau, ont pu se former par l’accumulation de croûte océanique subduite, ou pourraient être les restes d’un processus de différenciation du manteau qui se serait déroulé très tôt dans l’histoire de la Terre [Sec. 1.3.4].

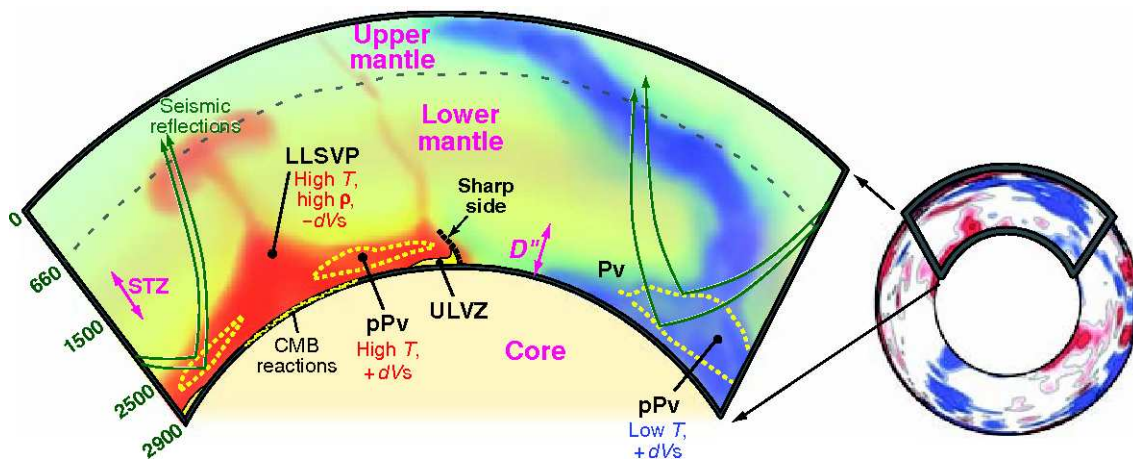


Figure 1.3 – Coupe équatoriale d’une région de type superpanache présentant des anomalies de vitesse lentes (rouge) et rapides (bleu) par rapport au modèle de référence. [extrait de Garnero & McNamara, 2008, d’après Ritsema *et al.*, 2004]

Les images tomographiques du superpanache Africain montrent une structure d'une épaisseur à la CMB d'environ 300 *km* sous l'Afrique [Wen *et al.*, 2001 ; Wen, 2002] et 200 *km* sous l'océan Indien Sud [Wen, 2001]. Il aurait de plus une forme globale de 'L', avec une orientation Nord-Sud sous l'océan Atlantique Sud, et Est-Ouest sous l'océan Indien Sud, pour un volume total avoisinant les 4.9×10^9 *km*³ [Wang & Wen, 2004]. Des anomalies de vitesse négatives à des hauteurs bien plus importantes que 300 *km* ont également été observées au-dessus de la CMB, et l'existence de forts gradients de vitesse sur les bords de la structure ont été mis en évidence (sur des distances horizontales de moins de 100 *km*) [Ni *et al.*, 2002, 2005]. Un réseau temporaire de stations sismologiques déployé en Tanzanie et en Afrique du Sud a confirmé une extension verticale du superpanache plus importante, qui pourrait alors atteindre 1200 *km* au-dessus de la CMB [Ni & Helmberger, 2003a,b]; ceci n'a jamais été observé dans le cas du superpanache Pacifique. L'étude d'un nombre de données beaucoup plus conséquent, a récemment permis de confirmer l'importante extension verticale des anomalies de vitesse sismique du superpanache Africain, lui donnant alors une forme globale de crête, longue et étroite [Fig. 1.4] [Wang & Wen, 2007].

Plusieurs études ont été menées afin d'obtenir un modèle de la structure du superpanache Pacifique. Celui-ci aurait ainsi une extension verticale d'environ 400 *km* du côté Ouest, et de 740 et 340 *km* à ses extrémités Nord-Ouest et Sud-Est [Takeuchi *et al.*, 2008 ; He & Wen, 2009]. Tout comme le superpanache Africain, le superpanache Pacifique serait en fait composé de plusieurs masses isolées de matériau dense [Schubert *et al.*, 2004], possédant une composition chimique différente du reste du manteau inférieur. La forme de crête observée pour le superpanache Africain a également été observée pour le superpanache Pacifique, étayant ainsi l'idée selon laquelle les superpanaches seraient en réalité composés de plusieurs panaches, possédant chacun une composition distincte [Takeuchi, 2012]. Ceci expliquerait en effet les observations d'un abaissement de la hauteur de la discontinuité de vitesse du sommet de la couche *D''* au niveau des superpanaches [Schubert *et al.*, 2004], et confirmerait que ceux-ci possèdent des caractéristiques structurales similaires. Enfin, plusieurs modèles tomographiques ont également montré l'existence de deux *conduits* au sommet du superpanache Pacifique [Fig. 1.5] [Houser *et al.*, 2008 ; Ritsema *et al.*, 2011 ; Takeuchi, 2012].

Les modèles géodynamiques actuels du manteau, combinés à des observations en surface, sont en faveur de l'hypothèse selon laquelle les superpanaches seraient à l'origine de l'émergence de points chauds à différentes époques de l'histoire terrestre, et encore actuellement. À la surface de la Terre, la répartition géographique des grands épanchements de lave (LIP pour *Large Igneous Provinces*) et des points chauds actifs, ainsi que des zones riches en kimberlites (roches volcaniques originaires du manteau profond, transportant en surface les diamants), a permis de faire un lien direct avec les bords des superpanaches [Fig. 1.6] [Steinberger & Torsvik, 2012 ; Torsvik *et al.*, 2010]. Ceci indique par ailleurs que la position quasiment antipodale des deux superpanaches à l'équateur pourrait être stable depuis près de 540 *Ma*, et serait alors insensible à la tectonique des plaques en action en surface [Torsvik *et al.*, 2010]. Les images tomographiques sous plusieurs points chauds ont de plus permis de déterminer, pour certains d'entre eux, l'origine profonde des panaches qui les alimentent [Fig. 1.7] [Montelli *et al.*, 2004].

Cependant, les études tomographiques montrent encore d'importantes différences entre elles, en particulier à propos des bordures des superpanaches [He & Wen, 2009 ; Ni *et al.*, 2002 ; Wang & Wen, 2007]. Depuis quinze ans environ, les sismologues tentent d'améliorer la résolution des images tomographiques du manteau inférieur en s'attaquant au problème selon divers angles : (1) mieux exploiter l'ensemble de la forme d'onde, (2) augmenter le nombre de données disponibles (déploiement de réseaux denses temporaires, tels que l'USArray, l'IberArray, ou encore PYROPE), (3) mieux décrire la sensibilité des ondes et prendre en compte le contenu fréquentiel (utilisation des noyaux de sensibilité ;

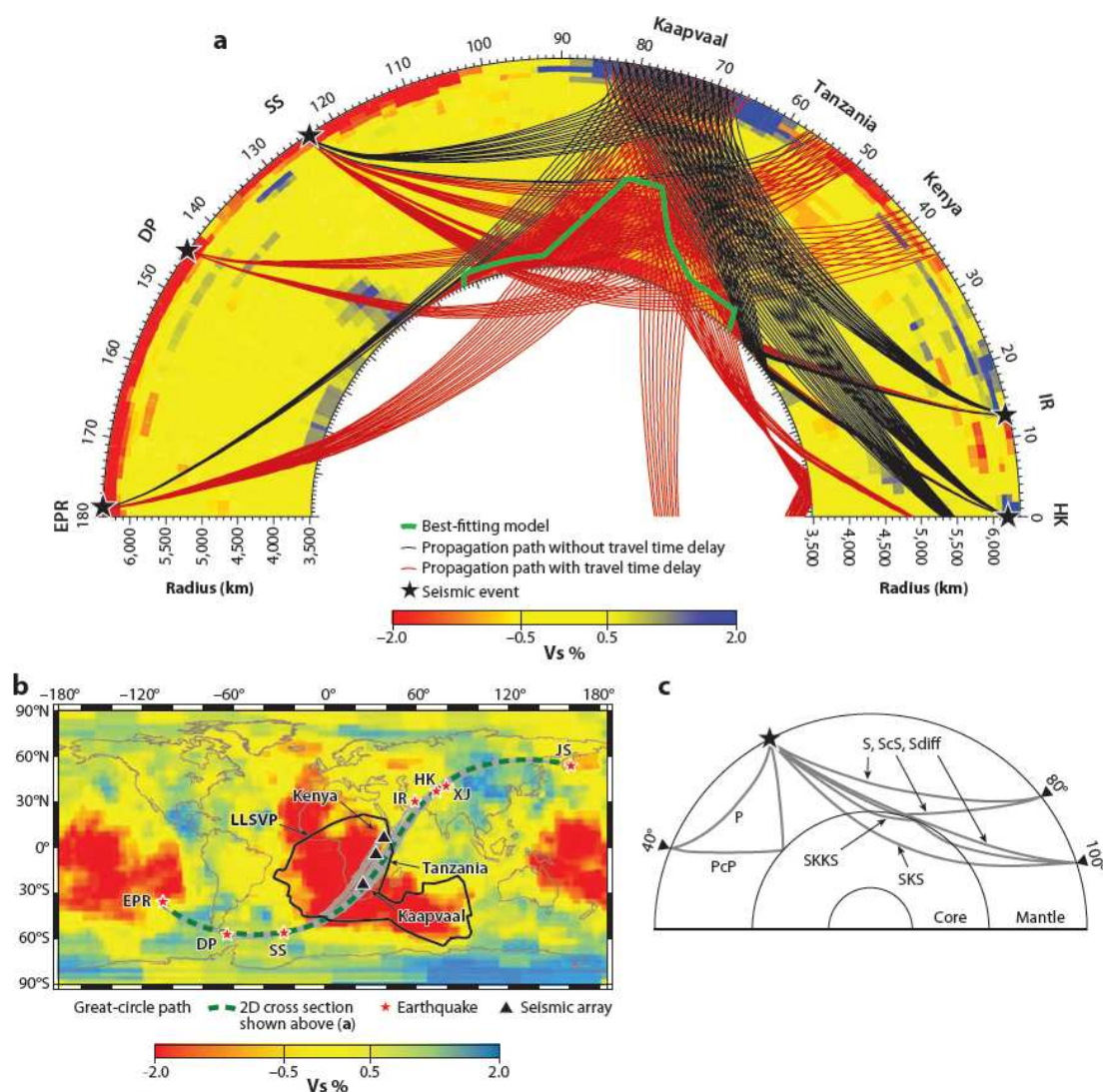


Figure 1.4 – (a) Le superpanache Africain vu en coupe 2D. La ligne verte représente les dimensions du superpanache expliquant le mieux les données observées ; les rais noirs représentent les trajets suivis par des ondes n’ayant pas subi les effets du superpanache, et les rais rouges ceux l’ayant traversé. (b) Vue en carte du superpanache. La ligne en pointillés verts illustre la coupe représentée en (a), les traits gris l’ensemble des trajets utilisés, les triangles noirs les réseaux sismologiques utilisés pour faire les mesures, et les étoiles rouges les séismes. Les couleurs de fond des figures (a) et (b) donnent les anomalies de vitesse des ondes S par rapport à un modèle tomographique global [Grand, 2002]. (c) Trajets des différents types d’ondes utilisés. [extrait de Lay & Garnero, 2011, d’après Wang & Wen, 2007]

Dahlen *et al.* [2000] ; Zhao & Chevrot [2011a] ; Tromp *et al.* [2005] ; Fuji *et al.* [2012]), et (4) améliorer la paramétrisation du modèle pour gérer les problèmes liés à la taille du système à résoudre (*e.g.* utilisation des ondelettes ; Chevrot & Zhao [2007] ; Simmons *et al.* [2011a]). Mais au-delà de la simple amélioration de la résolution des images, il devient également indispensable aujourd’hui de mieux identifier et comprendre les phénomènes géodynamiques à l’origine de ces discontinuités de vitesse sismique. Il devient clair que toutes les anomalies observées dans le manteau inférieur ne peuvent pas uniquement s’expliquer par de simples effets thermiques, notamment dans le cas des superpanaches [Trampert *et al.*, 2004]. De manière générale, de nombreux processus géodynamiques peuvent être à l’origine des discontinuités et des anomalies de vitesse observées (fusion partielle des roches, transition de phase des minéraux composant ces roches,...), ou des anomalies chimiques (plaques subduites, percolation depuis le noyau liquide,...).

De nombreuses études basées sur l’analyse fine des sismogrammes suggèrent que les images tomographiques globales ne rendent pas parfaitement compte de la complexité structurale de la couche D'' . Par exemple, les résidus de PKP exhibent de fortes variations

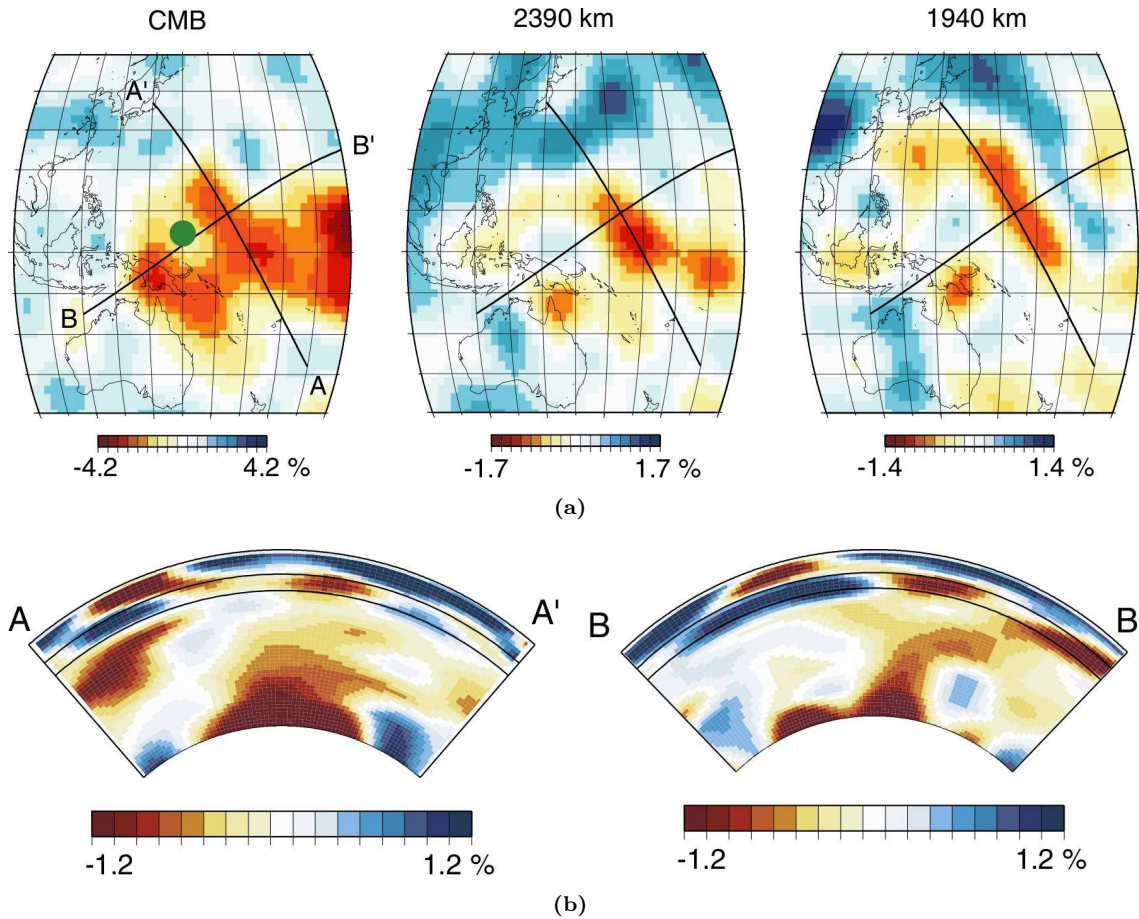


Figure 1.5 – (a) Le modèle tomographique SH18CEX à différentes profondeurs dans le manteau inférieur, sous l’océan Pacifique Ouest. Les lignes AA’ et BB’ marquent la position des profils verticaux en (b). (b) Profils verticaux selon les lignes AA’ (gauche) et BB’ (droite) indiquées en (a). [extrait de Takeuchi, 2012]

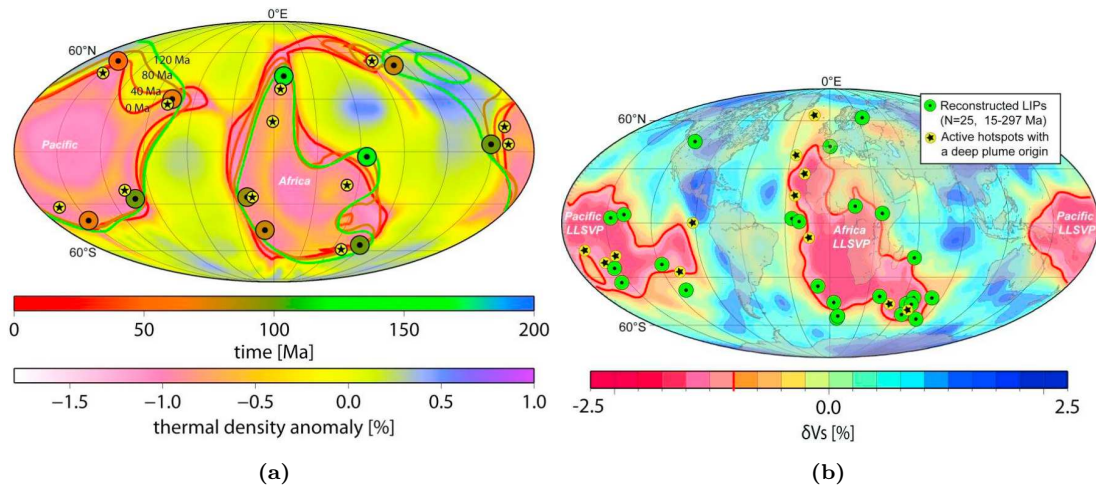


Figure 1.6 – (a) Modélisation géodynamique des anomalies thermiques à 2800 km de profondeur. Les lignes colorées donnent les limites des superpanaches à 120, 80, 40 et 0 Ma. Les cercles colorés donnent la position des LIP en surface, dont la couleur indique l’âge, et les étoiles cerclées de jaune celle des points chauds actifs. (b) Modèle tomographique SMEAN à la même profondeur [Becker & Boschi, 2002] et position des LIP et points chauds. [extrait de Steinberger & Torsvik, 2012, (b) d’après Torsvik *et al.*, 2010]

latérales en bordure des superpanaches [Garcia *et al.*, 2004], et leur variance suggère des structures sensibles à des longueurs d’onde nettement plus courtes que ce que peuvent montrer les images tomographiques actuellement disponibles [Garcia *et al.* [2009], et les

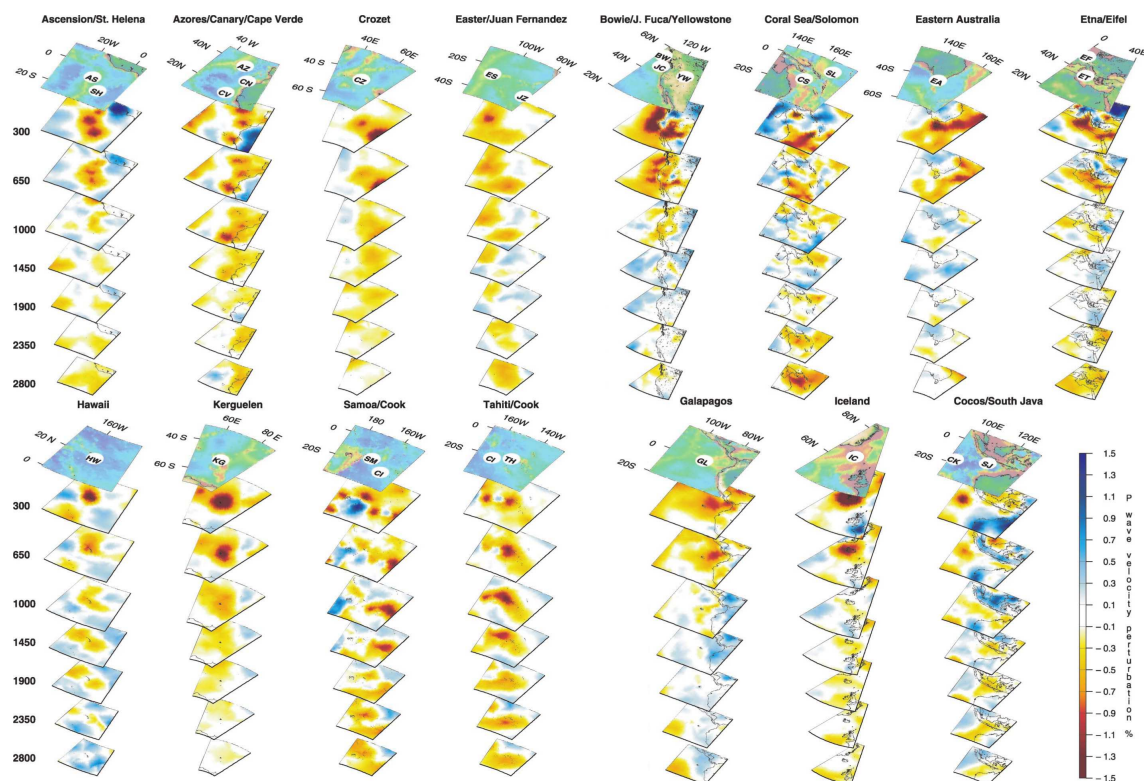


Figure 1.7 – Vue tridimensionnelle d’images tomographiques sous plusieurs points chauds, montrant l’origine profonde (**gauche**) ou non (**droite**) des panaches les alimentant. Les identifiants à deux lettres donnent la position des points chauds : Ascension (AS), Açores (AZ), Bowie (BW), Canaries (CN), Cap Vert (CV), Cocos (CC), Cook (CK), Mer de Corail (CS), Crozet (CZ), Pâques (ES), Est de l’Australie (EA), Eifel (EF), Etna (ET), Galapagos (GL), Hawaï (HW), Islande (IC), Juan de Fuca (JF), Juan Fernandez (JZ), Kerguelen (KG), Samoa (SM), Solomon (SL), Sud de Java (SJ), St. Hélène (SH), Tahiti (TH) et Yellowstone (YW). [extrait de Montelli *et al.*, 2004]

références citées dans cet article]. L’observation des précurseurs des *PKP* suggère aussi l’existence de ces hétérogénéités sensibles aux très faibles longueurs d’onde [Margerin & Nolet, 2003]. À des échelles plus locales, de nombreuses études sismologiques ont révélé que la couche *D''* possède une structure qui varie fortement géographiquement en fonction du contexte géodynamique [Fig. 1.8] [Garnero, 2004]. Or, c’est au sein de la couche *D''* que semblent avoir lieu les processus à l’origine de la dynamique globale de la Terre.

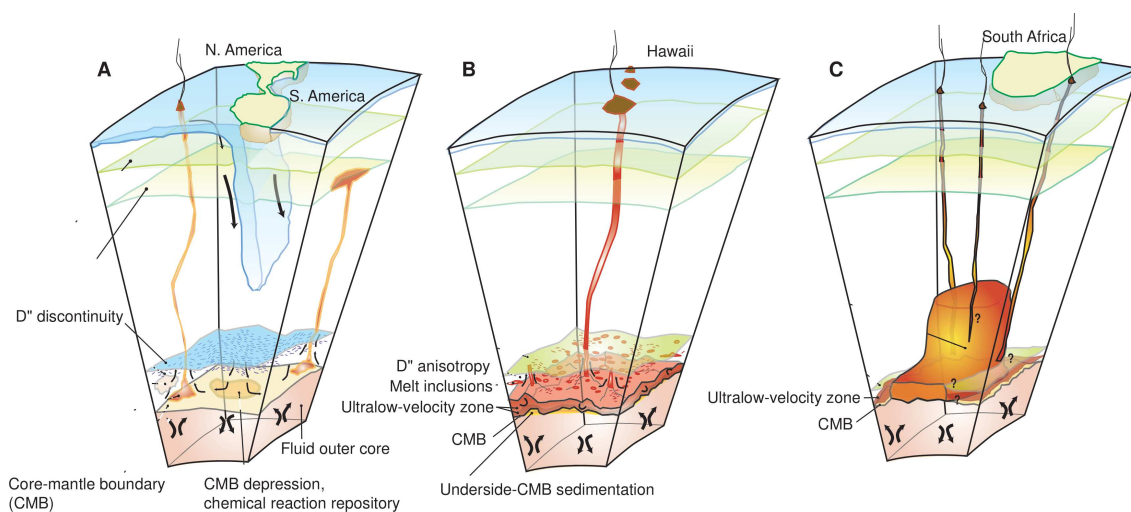


Figure 1.8 – Illustration de la structure complexe du manteau inférieur sous (A) l’Amérique Centrale, (B) l’Océan Pacifique Central, et (C) l’Océan Atlantique Sud et le Sud de l’Afrique. [extrait de Garnero, 2004]

1.3 La base du manteau inférieur : la couche D''

On appelle couche D'' [Bullen, 1949], la région du manteau inférieur d'une épaisseur de 200 à 300 km au-dessus de la CMB. Et on appelle discontinuité D'', le sommet de celle-ci, constituant une discontinuité de vitesse pour les ondes sismiques, d'origine thermique et chimique. C'est la structure de cette couche qu'il est nécessaire de mettre à jour pour mieux comprendre des processus aussi bien locaux, tels que la naissance des points chauds ou des superpanaches, que globaux, tels que la convection mantellique.

1.3.1 Une transition de phase

La découverte, en 2004, d'un changement de phase du principal minéral composant le manteau inférieur, la pérovskite (Pv) (Mg,Fe)SiO₃, en post-pérovskite (pPv) [Fig. 1.9] [Itaka *et al.*, 2004 ; Murakami *et al.*, 2004 ; Oganov & Ono, 2004], apporte une possible explication à de nombreuses problématiques de la couche D''. Le diagramme de cette transition de phase, ainsi que la prédiction des propriétés de transport et d'élasticité de la post-pérovskite, fournissent pour la première fois une explication aux images sismologiques [Lay *et al.*, 2005 ; Wookey *et al.*, 2005 ; Lay & Garnero, 2007]. Par exemple, les variations en profondeur de la discontinuité de vitesse des ondes de cisaillement peuvent être reliées aux variations de température relative [Helmberger *et al.*, 2005 ; Sun & Helmberger, 2008], la proximité de discontinuités de signes opposés peut être reliée aux intersections multiples entre le géotherme local et la limite de phase [Hernlund *et al.*, 2005 ; Lay *et al.*, 2006 ; van der Hilst *et al.*, 2007 ; Lay *et al.*, 2008], et les propriétés d'anisotropie peuvent être modélisées et comparées aux observations [Wookey *et al.*, 2005 ; Kawai & Tsuchiya, 2009].

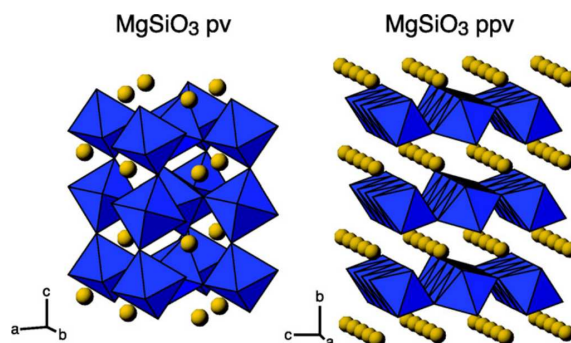


Figure 1.9 – Structure cristalline de la pérovskite (**gauche**) et de la post-pérovskite (**droite**). Les ions Mg sont représentés par des sphères jaunes, et SiO₃ par des octaèdres bleus. [extrait de Nowacki *et al.*, 2011]

1.3.2 Une couche limite thermique et chimique

La couche D'' est une couche limite thermique dans le sens où elle présente de très forts contrastes de température (de l'ordre de 1000 K) par rapport au reste du manteau [Boehler, 1996]. La température à la CMB est de l'ordre de 4500 K. Le noyau liquide possédant une convection rapide, il est mélangé de manière très homogène, ceci lui conférant donc une température constante à la CMB. Ainsi, au niveau des régions froides de la couche D'' (résidus de plaque subduite), un fort gradient thermique existe, tandis qu'au niveau des régions chaudes (racines des superpanaches) celui-ci est bien moins important.

De plus, cette température très importante de la couche D'' favorise les interactions chimiques entre les alliages de fer liquide du noyau, et les oxydes silicatés du manteau [Jeanloz, 1990 ; Knittle & Jeanloz, 1991 ; Goarant *et al.*, 1992]. La couche D'' constitue donc également une couche limite chimique, résultant des interactions entre le manteau et

le noyau liquide, mais aussi de la différenciation initiale du manteau terrestre, ou encore de l'accumulation de résidus de croûte subduite.

1.3.3 Une discontinuité de vitesse sismique

La discontinuité de vitesse sismique de la couche D'' est présente sous les zones de subduction où l'on observe des anomalies positives, mais également au sein des superpanaches, où l'on observe des anomalies négatives. La discontinuité présente des variations géographiques de sa profondeur et du signe des anomalies de vitesse. Par ailleurs, l'observation et la cartographie de cette discontinuité de la couche D'' n'étant possible que pour certaines configurations géométriques entre séismes et stations sismologiques, seules quelques régions du globe ont pu être sondées. Voici une liste non exhaustive des régions étudiées et de leurs caractéristiques :

- absence de réflecteur pour les ondes P sous l'Eurasie et l'Arctique [Krüger *et al.*, 1995, 1996 ; Weber *et al.*, 1996]
- réflecteurs pour les ondes P sous le Pacifique Sud-Ouest situés entre 170 et 270 km au-dessus de la CMB [Yamada & Nakanishi, 1998]
- réflecteurs pour les ondes P sous le Pacifique Nord-Ouest situés entre 211 et 336 km au-dessus de la CMB [Thomas *et al.*, 2002]
- large région ($\simeq 700 km$) réfléchissante pour les ondes P sous la région de Nova Scotia, au Canada, située aux alentours de 2720 km de profondeur [Braña & Helfrich, 2004]
- réflecteurs pour les ondes P et S sous le Pacifique Central et l'Amérique Centrale [Reasoner & Revenaugh, 1999 ; Thomas *et al.*, 2004 ; Lay *et al.*, 2006 ; Hutko *et al.*, 2006 ; van der Hilst *et al.*, 2007]

Grâce à ces études, il a donc été possible de voir, pour les régions étudiées, des variations géographiques de la hauteur de la discontinuité au-dessus de la CMB (de l'ordre de 100 km), mais il a aussi été montré que, notamment sous le Pacifique central, ce n'est pas une seule discontinuité de vitesse de cisaillement qui est observée, mais plusieurs. Par ailleurs, dans de nombreuses régions du globe, il a été montré que le saut de vitesse à la discontinuité D'' est faible pour les ondes P ($\simeq 0.1\%$), tandis qu'il est plus fort pour les ondes S ($\simeq 2\%$) [Weber & Davis, 1990 ; Kito *et al.*, 2007 ; Lay & Garnero, 2007]. Ces caractéristiques s'expliquent assez facilement par le diagramme de phase de la pPv [Sec. 1.3.1 – Fig. 1.10]. Cependant, certains travaux ont montré que cette transition de phase n'explique pas tout, comme l'observation d'une discontinuité très forte pour les ondes P sous la Sibérie [Freybourger *et al.*, 2001].

1.3.4 Des zones de très faible vitesse sismique

Lorsqu'elles ne sont pas réfléchies sur la discontinuité formant le sommet de la couche D'' , les ondes sismiques se propagent au sein de cette dernière. Cette couche possède une structure très hétérogène, et donc particulièrement diffusante pour le parcours des ondes sismiques.

De minces couches (de 5 à 40 km d'épaisseur et de 50 à 1000 km d'extension horizontale), dans lesquelles les vitesses des ondes P et S sont respectivement réduites de 10 et 30%, ont été observées directement au-dessus de la CMB dans plusieurs régions du globe [Thorne & Garnero, 2004]. Ces observations sont cohérentes avec la présence de matériau fondu au sein du manteau inférieur [Williams & Garnero, 1996]. Si l'origine de ces zones de très faible vitesse (ULVZ pour *Ultra-Low Velocity Zones*) est bien la fusion partielle, elles devraient être présentes partout où des roches possédant la composition appropriée existent, puisque la CMB est isotherme. Les ULVZ devraient de plus être plus épaisses dans les régions les plus chaudes qui surplombent la CMB.

Les modèles géodynamiques, dans lesquels le manteau est supposé uniforme du point de vue de la chimie, montrent que des régions possédant de telles caractéristiques devraient

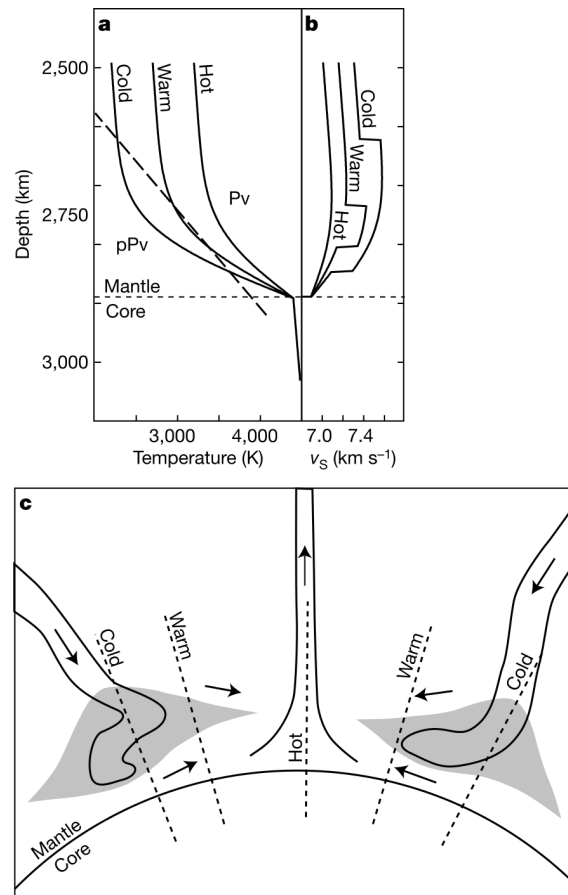


Figure 1.10 – (a) Relation entre trois géothermes et transition de phase pPv. (b) Profil de vitesse correspondant. (c) Schéma de possibles structures du manteau inférieur. La couche de pPv est indiquée en gris, la direction des flux est donnée par les flèches, et les géothermes sont donnés en pointillés. [extrait de Hernlund *et al.*, 2005]

se situer à la base et au bord des superpanaches. Une synthèse des différentes études sismologiques des ULVZ a permis une représentation de la distribution de ces zones, confirmant alors ce résultat [Fig. 1.11]. Toutefois, dans le cas où les superpanaches sont considérés comme étant des structures thermochimiques, les régions les plus chaudes devraient se situer sur leurs bords [McNamara & Zhong, 2005 ; Tan & Gurnis, 2005 ; Garnero *et al.*, 2007]. Plusieurs études ont mis en évidence l'existence d'une structure de type ULVZ sur les bords du superpanache Pacifique [Rost *et al.*, 2005 ; Lay *et al.*, 2006], en cohérence avec sa structure thermochimique. Accéder à la géométrie et aux dimensions des ULVZ reste néanmoins difficile, puisque leur épaisseur est inférieure à la limite de détection par les ondes sismiques.

D'autres mécanismes produisant des ULVZ ont été suggérés : l'hétérogénéité chimique produite par les échanges entre le manteau et le noyau externe [Knittle & Jeanloz, 1991], ou encore la sédimentation de la zone sous-jacente à la CMB, au sein du noyau liquide [Buffett *et al.*, 2000]. Toutefois, les taux de réduction des vitesses des ondes P et S requièrent une certaine quantité de fusion partielle. D'origine chimique et/ou de fusion partielle, une agglomération de matériaux de type ULVZ est possible, conduisant ainsi à la création d'hétérogénéités à travers la couche D'' [Garnero *et al.*, 2007]. Une possible origine combinée des superpanaches et des zones de très faible vitesse sismique pourrait être liée à la cristallisation d'un océan de magma dense à la base du manteau [Fig. 1.12] [Labrosse *et al.*, 2007].

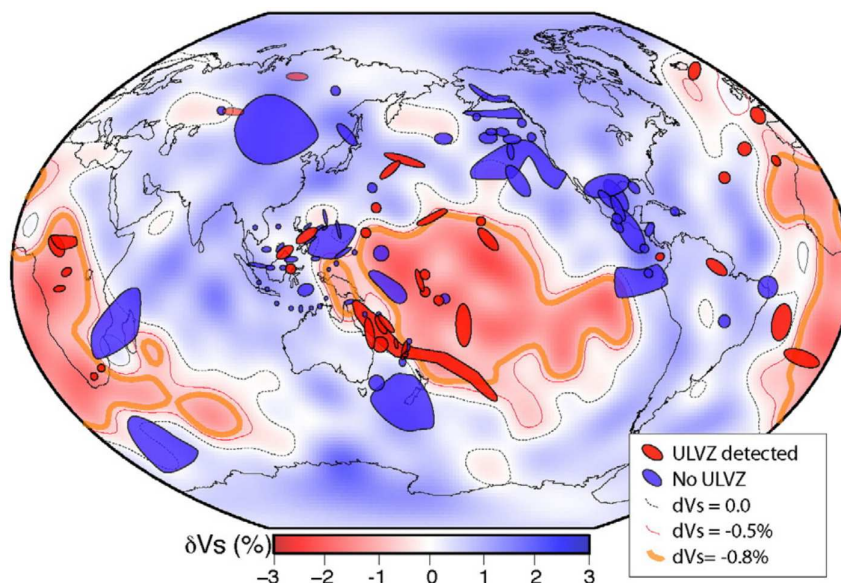


Figure 1.11 – Résumé des études sismologiques ayant porté sur les ULVZ. Les régions bleues en avant plan indiquent les régions où aucune ULVZ n'a été détectée, tandis que les régions rouges indiquent la présence d'ULVZ. Les couleurs de fond donnent les anomalies de vitesse des ondes S dans le manteau inférieur. [extrait de McNamara *et al.*, 2010, d'après Ritsema *et al.*, 2004]

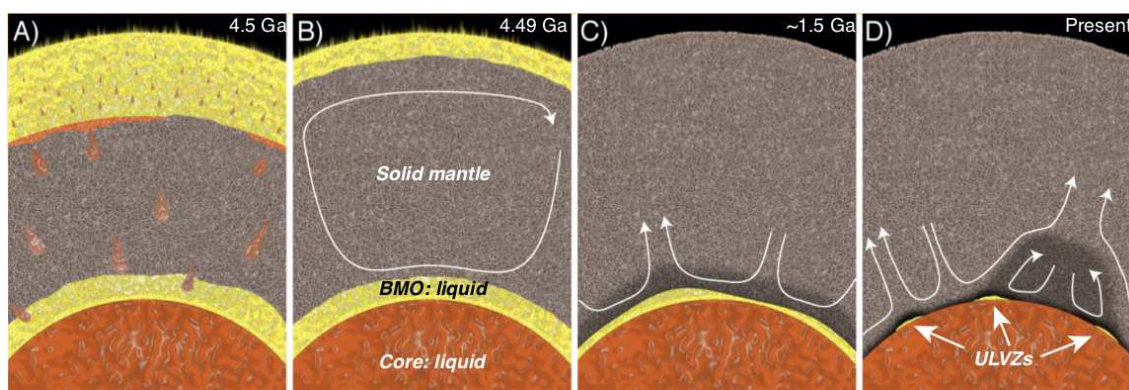


Figure 1.12 – Schéma illustrant la formation et l'évolution d'un océan de magma basaltique dense. (a) Le matériau liquide riche en fer coule au fond de l'océan magmatique, s'accumule au sommet du manteau solide, entraînant alors une instabilité diapirique et un transport rapide vers le noyau. (b) Les couches fondues formées au sommet et à la base du manteau cristallisent, et déposent du matériau sur le manteau solide qui croît à son sommet et à sa base, à des vitesses radicalement différentes. (c) Une fois que la couche de surface est entièrement cristallisée, la couche à la base du manteau cristallise des solides de plus en plus riches en fer qui sont ensuite déposés à la base du manteau solide. (d) Après qu'une partie substantielle de l'océan de magma basaltique ait refroidi, le solide formé contient assez de matériel dense pour ne pas être entraîné par la convection dans le manteau solide, formant alors des empilements sous les courants ascendants. La fine couche résiduelle de matériel fondu est plus épaisse dans les régions où les courants mantelliques convergent à la CMB, formant alors les ULVZs. La convection solide du manteau (flèches blanches) contrôle le taux de cristallisation de l'océan magmatique et le possible entraînement de matériel dense enrichi en oxydes de fer qui s'accumule à la base du manteau solide et forme les superpanaches (régions gris sombre). [extrait de Labrosse *et al.*, 2007]

1.3.5 De l'anisotropie sismique

L'anisotropie sismique (la variation de la vitesse des ondes sismiques selon la direction) semble être assez répandue dans le manteau supérieur et dans la couche D'' [Savage, 1999]. L'anisotropie peut être liée à la nature même du matériau traversé, tel que la structure cristalline de nombreux minéraux composant la Terre, ou peut être due à la structure hétérogène du matériau, tel que la stratification sédimentaire des bassins. La détection de la structure anisotrope des matériaux peut se faire grâce au déphasage des ondes de cisaillement. La propagation d'une onde transverse dans un milieu anisotrope crée deux ondes émergentes polarisées orthogonalement, une onde rapide, et une onde lente [Fig.

1.13]. Le retard de l'onde lente sur l'onde rapide est alors directement lié à la distance parcourue et aux vitesses dans les deux directions.

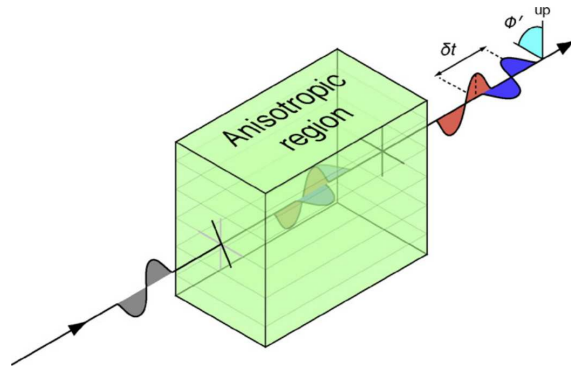


Figure 1.13 – Déphasage des ondes de cisaillement dans un matériau anisotrope. Le retard entre les deux ondes est δt , et l'axe rapide du matériau, dans le repère du front d'onde, est ϕ' . [extrait de Nowacki *et al.*, 2011]

La méthode la plus directe pour la détection de l'anisotropie sismique dans la couche D'' consiste donc à comparer les temps d'arrivée des deux composantes d'une phase S polarisée horizontalement (SH) et verticalement (SV). En supposant que l'onde ait parcouru la couche D'' à peu près horizontalement, si l'onde SH arrive en premier, on peut conclure que, le long de cet azimuth, la vitesse est plus importante dans la direction horizontale que dans la direction verticale ($V_{SH} > V_{SV}$) des minéraux. La majorité des observations comparant les temps de trajet des ondes SH et SV montrent que $V_{SH} > V_{SV}$, avec $0.5\% \leq \delta V_S \leq 3\%$, particulièrement dans les régions où la vitesse des ondes de cisaillement est plus importante que la moyenne, comme sous les zones de subduction [Fig. 1.14] [Nowacki *et al.*, 2011].

Les analyses montrent une orientation de l'anisotropie sur trois dimensions, avec une division des ondes de cisaillement dépendant de l'azimut. Si le lien entre observations et modélisations dynamiques pouvait être correctement établi, il deviendrait possible de contraindre la cinématique de convection du manteau et la rhéologie du manteau inférieur [Merkel *et al.*, 2007].

La transition de phase $Pv \rightarrow pPv$ [Sec. 1.3.1] pourrait également apporter une explication à l'existence de ces zones sismiquement anisotropes au sein de la couche D'' .

1.4 Objectifs de l'étude

Comme on a pu le voir, de nombreux phénomènes seraient à l'origine de la structure latéralement hétérogène du manteau, et notamment de la couche D'' . Il devient donc indispensable d'atteindre la meilleure résolution possible pour la tomographie sismique, afin de pouvoir interpréter plus facilement les phénomènes géodynamiques et/ou minéralogiques à l'origine des variations de vitesse des ondes sismiques.

La résolution des images tomographiques est principalement limitée par la distribution globale des stations sismologiques (essentiellement sur les continents et dans les pays les plus développés) et des séismes (essentiellement au niveau des limites de plaques tectoniques). De plus, il devient également indispensable de prendre en compte les variations, selon la fréquence, de la sensibilité des ondes au matériau parcouru (*contenu fréquentiel* des ondes). La fréquence à laquelle sont déterminées les caractéristiques des ondes sismiques possède un impact direct sur les mesures, réduisant la résolution des modèles tomographiques qui n'en tiennent pas compte.

C'est avec ces différents objectifs en tête que nous avons constitué une base de données sismologiques globale, utilisée pour la mesure des temps de propagation des ondes, incluant des phases sismiques particulièrement sensibles aux hétérogénéités latérales de la couche D'' , puisque diffractées à la CMB (P_{diff} , S_{diff}). L'originalité de la méthode développée pour

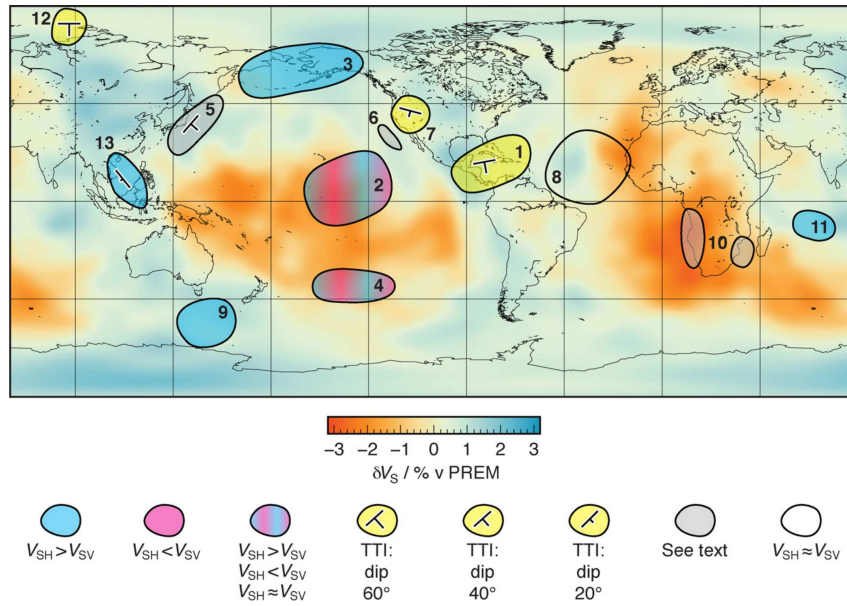


Figure 1.14 – Résumé des études sismologiques ayant porté sur l'anisotropie de la couche D'' . Les numéros correspondent aux différentes régions étudiées : Caraïbes (1), Pacifique Central (2), Alaska (3), Sud-Est du Pacifique (4), Nord-Ouest du Pacifique (5), Est du Pacifique (6), Ouest des États-Unis (7), Océan Atlantique (8), Océan Antarctique (9), Sud de l'Afrique (10), Océan Indien (11), Sibérie (12) et Sud-Est de l'Asie (13). Les couleurs de fond donnent les anomalies de vitesse des ondes S . Les régions où le signal donne en moyenne $V_{SH} > V_{SV}$ sont représentées en bleu, et celles où $V_{SH} < V_{SV}$ sont représentées en rose. Les régions hachurées bleu et rose correspondent à des régions où les deux situations ont été observées, ainsi que de l'isotropie sismique. Les régions représentées en jaune sont celles pour lesquelles la direction de l'axe rapide a été déterminée. Les régions non colorées semblent isotropes, et les régions grisées montrent une isotropie particulièrement complexe. [extrait de Nowacki *et al.*, 2011, d'après Becker & Boschi, 2002]

réaliser ces mesures, et notamment la détermination plus précise des paramètres de source sismique, nous permettra d'atteindre cette haute résolution. Les mesures, sélectionnées et corrigées de façon appropriée, seront alors adaptées à la tomographie à fréquence finie du manteau inférieur afin, par exemple, d'apporter un éclairage nouveau sur la structure 3D des superpanaches. De plus, une image tomographique haute résolution est primordiale pour ensuite pouvoir rechercher des structures plus complexes au sein de la couche D'' .

Chapitre 2

Base de données de résidus de temps de trajet

Sommaire

2.1	Les observables de la tomographie sismique	24
2.1.1	Pointé des phases sismiques	24
2.1.2	Corrélation croisée	24
2.1.3	Noyaux de sensibilité	27
2.1.4	Conclusions	28
2.2	Base de données sismologiques	28
2.2.1	Construction de la base de données	28
2.2.2	Fonction source et profondeur des séismes	30
2.2.3	Sélection des données	32
2.3	Mesure de résidus de temps et d'amplitude	36
2.3.1	Calcul de sismogrammes synthétiques	36
2.3.2	Sélection de la fenêtre temporelle	38
2.3.3	Résidus de temps de trajet	40
2.3.4	Résidus d'amplitude	42
2.3.5	Exemples	43
2.4	Corrections standards appliquées aux mesures	48
2.4.1	Correction d'ellipticité	48
2.4.2	Correction de topographie à la station	49
2.5	Conclusions et perspectives	50

Le but de cette thèse est de réaliser une tomographie globale du manteau inférieur [Chap. 5]. Puisque nous souhaitons imager cette région à l'échelle de la planète, il nous faut traiter un maximum de données sismologiques, pour non seulement avoir la meilleure couverture géographique possible, mais également la meilleure résolution possible. Pour gérer ce grand nombre de données, nous avons donc décidé de développer une méthode automatique pour la mesure de perturbations (ou résidus) de temps de trajets, données de base pour la réalisation de l'image tomographique.

Dans ce chapitre, je vais développer les différentes étapes nous ayant conduit à la base de données de résidus de temps de trajet. Après être revenu sur les différentes méthodes de mesure du temps de propagation des ondes sismiques, les différentes étapes du processus seront décrites.

2.1 Les observables de la tomographie sismique

La tomographie sismique consiste à cartographier les anomalies latérales de vitesse des ondes sismiques. Différentes observables peuvent être utilisées pour cela, comme le temps de propagation ou l'amplitude des ondes. La tomographie sismique que nous souhaitons réaliser ici sera tirée de la mesure du temps de trajet des ondes sismiques.

Le temps de propagation des ondes sismiques dépend des propriétés élastiques des matériaux situés sur et au voisinage du rai sismique. La sensibilité du temps de propagation de l'onde est décrite mathématiquement par un noyau de sensibilité dont la construction est étroitement liée à la mesure du résidu de temps de propagation [Dahlen *et al.*, 2000].

2.1.1 Pointé des phases sismiques

Historiquement, les temps d'arrivée des phases sismiques, desquels on déduit assez facilement les temps de propagation, étaient pointés manuellement sur les enregistrements. Ces pointés souffraient malheureusement de nombreuses imperfections, principalement liées à des problèmes de lecture des données dans un tel format. L'avènement de l'instrumentation digitale non seulement a permis un stockage et un archivage beaucoup plus aisés des données, mais surtout une lecture plus claire des sismogrammes, et donc un pointé plus fin des différentes phases sismiques, et même le développement de méthodes automatiques pour la réalisation de ces pointés.

Si la fréquence du sismogramme est suffisamment élevée pour que la théorie des rais soit valide (hypothèse de fréquence infiniment grande), et que le temps origine du séisme T_{Or} est connu, le temps d'arrivée observé T_{arr} nous donne alors le temps de propagation observé T_{obs} de la phase, sous la forme :

$$T_{\text{arr}} - T_{\text{Or}} = T_{\text{obs}} = \int_{\text{rai}} \frac{ds}{v(\mathbf{r})} \quad (2.1)$$

où ds est le déplacement le long du rai, et v la vitesse des ondes sismiques dans les différentes couches traversées par le rai (et donc fonction de la position \mathbf{r}).

La connaissance des temps de propagation des phases sismiques nous apporte ainsi des contraintes pour la détermination de la vitesse de propagation des ondes en fonction de la profondeur. C'est de cette manière qu'ont été construits les premiers modèles de Terre 1D [Dziewonski & Anderson, 1981 ; Kennett & Engdahl, 1991 ; Kennett *et al.*, 1995] [Fig. 2.1].

Le pointé du temps d'arrivée d'une phase sismique indique ainsi l'instant de début de rupture de la faille à l'origine du séisme, et est communément appelé *temps hypocentre*. Même s'il a été montré que les pointés manuels des temps d'arrivée (réalisés par plusieurs opérateurs) sont systématiquement meilleurs que les pointés automatiques [Leonard, 2000], de telles méthodes ont tout de même été développées, en particulier pour l'analyse de données issues d'un grand nombre de stations sismologiques.

2.1.2 Corrélation croisée

Une autre approche pour la détermination des temps de propagation des phases sismiques utilise la corrélation croisée du sismogramme observé, d'une part, et du sismogramme synthétique d'autre part, déterminé dans un modèle de référence, pour déterminer la *similitude* entre ces deux signaux. Cette opération revient à déterminer, dans une fenêtre de temps centrée sur la phase sismique considérée, le maximum de la fonction de corrélation donnée par [Dahlen *et al.*, 2000] :

$$\Gamma(\tau) = \int_{t_1}^{t_2} u_0(t - \tau)u(t) dt \quad (2.2)$$

où t_1 et t_2 représentent les temps de début et de fin de la fenêtre temporelle, et $u(t)$, $u_0(t)$ représentent respectivement les portions de sismogrammes observé et synthétique, dans cette même fenêtre de temps.

Selon l'approximation de Born, si la perturbation de vitesse est suffisamment faible par rapport à la vitesse dans le modèle de référence ($\delta v \ll |v|$), le signal observé peut s'écrire comme une perturbation du signal synthétique, soit

$$u(t) = u_0(t) + \delta u(t), \quad (2.3)$$

où $\delta u(t)$ représente une perturbation du signal synthétique. Et de façon similaire, l'expression de la fonction de corrélation [Eq. 2.2] peut être écrite sous la forme :

$$\Gamma(\tau) = \gamma(\tau) + \delta\gamma(\tau), \quad (2.4)$$

où

$$\gamma(\tau) = \int_{t_1}^{t_2} u_0(t - \tau) u_0(t) dt \quad (2.5)$$

$$\delta\gamma(\tau) = \int_{t_1}^{t_2} u_0(t - \tau) \delta u(t) dt. \quad (2.6)$$

Dans le cadre de cette approximation, il est possible de définir la perturbation (résidu) de temps de propagation $\delta\tau$, découlant de cette perturbation de vitesse, comme étant le décalage de temps nécessaire entre les deux signaux pour que la corrélation croisée [Eq. 2.4] soit maximale :

$$\left. \frac{\partial \Gamma(\tau)}{\partial \tau} \right|_{\tau=\delta\tau} = 0. \quad (2.7)$$

Ainsi, sachant que la fonction de corrélation non perturbée $\gamma(\tau)$ atteint son maximum pour un décalage nul $\left(\left. \frac{\partial \gamma(\tau)}{\partial \tau} \right|_{\tau=0} = 0 \right)$, on peut développer la fonction de corrélation $\Gamma(\tau)$ en série de Taylor du second ordre autour de zéro :

$$\begin{aligned} \Gamma(\delta\tau) &= \gamma(0) + \delta\tau \partial_\tau \gamma(0) + \frac{1}{2} \delta\tau^2 \partial_{\tau\tau} \gamma(0) + \delta\gamma(0) + \delta\tau \partial_\tau \delta\gamma(0) \\ &= \gamma(0) + \frac{1}{2} \delta\tau^2 \partial_{\tau\tau} \gamma(0) + \delta\gamma(0) + \delta\tau \partial_\tau \delta\gamma(0), \end{aligned} \quad (2.8)$$

où ∂_τ et $\partial_{\tau\tau}$ représentent respectivement les dérivées première et seconde par rapport à τ .

Finalement, en dérivant l'expression (2.8) par rapport à $\delta\tau$, et en égalisant le résultat à zéro, on obtient l'expression du résidu de temps de trajet :

$$\delta\tau = - \frac{\partial_\tau \delta\gamma(0)}{\partial_{\tau\tau} \gamma(0)}. \quad (2.9)$$

Et ainsi, si cette perturbation de temps de propagation est positive (respectivement négative), l'onde observée sera en retard (respectivement en avance) par rapport à l'onde modélisée. Une perturbation d'amplitude peut être déduite de cette mesure. Une fois les deux signaux alignés en temps, on définit cette perturbation d'amplitude δA par :

$$\delta A = \sqrt{\frac{\int_{t_1}^{t_2} u^2(t) dt}{\int_{t_1}^{t_2} u_0^2(t - \delta\tau) dt}} - 1. \quad (2.10)$$

Et dans ce cas, si la perturbation d'amplitude est positive (respectivement négative), l'onde observée possède une amplitude plus importante (respectivement plus faible) que l'onde synthétique.

Dans l'exemple présenté sur la Fig. 2.2, ce type de méthode est appliqué pour déterminer les résidus de temps de trajet d'une phase P , enregistrée à Shanghai, en Chine, et d'une phase P_{diff} enregistrée à Nunavut, au Canada, et toutes deux provenant d'un séisme ayant eu lieu dans les Îles Salomon, le 12 juin 2003. La détermination de la fenêtre temporelle autour des deux phases est faite grâce à la méthode décrite dans la Sec. 2.3.2.

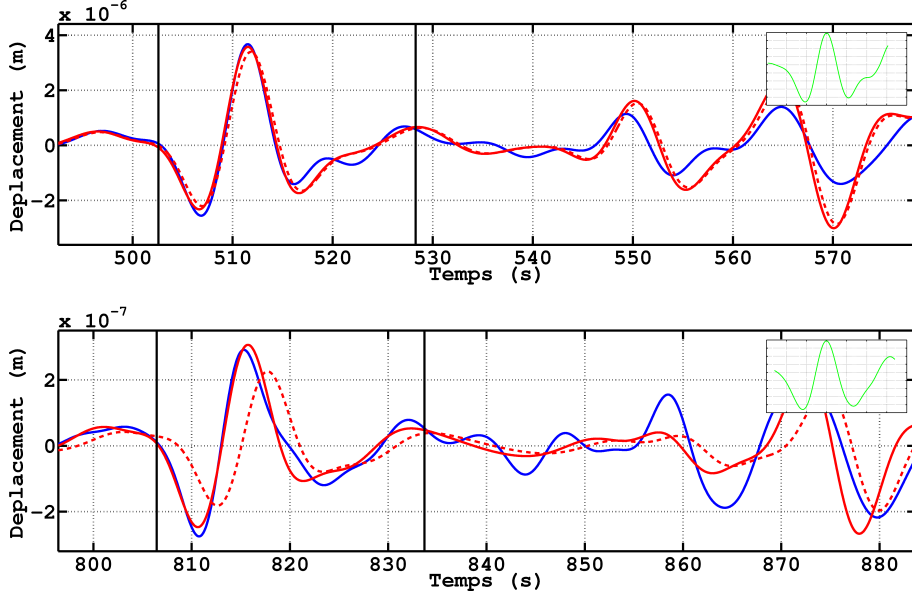


Figure 2.2 – Mesure de temps de trajet par corrélation croisée entre sismogrammes observé (bleu) et synthétique (pointillés rouges) de phases P (**haut**) et P_{diff} (**bas**). Les synthétiques corrigés en temps et en amplitude (rouge) sont également représentés. Les fonctions de corrélation correspondantes sont représentées dans le coin supérieur droit.

2.1.3 Noyaux de sensibilité

C'est à partir des mesures de perturbation de temps de trajet que sont établies les images tomographiques.

Selon la théorie des rais (hypothèse de fréquence infiniment grande), la sensibilité d'une onde sismique au matériau parcouru se limite à la trajectoire qu'elle a suivi, le rai sismique. Dans le cadre de cette théorie, ce sont ces mesures de perturbation de temps qui sont directement inversées pour déduire les anomalies latérale de vitesses des ondes de la Terre.

Mais si on travaille à fréquence finie, cette sensibilité est décrite par le *noyau de sensibilité*, contenu dans une zone appelée *volume de Fresnel*, et dépend de la fréquence. Ce noyau de sensibilité est linéairement lié à la mesure de perturbation de temps de trajet $\delta\tau$ par [Dahlen *et al.*, 2000] :

$$\delta\tau = \iiint_{\oplus} \left[K_{\alpha}^{\delta\tau} \left(\frac{\delta\alpha}{\alpha} \right) + K_{\beta}^{\delta\tau} \left(\frac{\delta\beta}{\beta} \right) + K_{\rho}^{\delta\tau} \left(\frac{\delta\rho}{\rho} \right) \right] d^3\mathbf{r}, \quad (2.11)$$

où $K_{\alpha}^{\delta\tau}$, $K_{\beta}^{\delta\tau}$ et $K_{\rho}^{\delta\tau}$ représentent les noyaux de sensibilité (également appelés *dérivées de Fréchet*) du résidu de temps de trajet $\delta\tau$ engendré par les perturbations fractionnelles $\delta\alpha/\alpha$, $\delta\beta/\beta$, $\delta\rho/\rho$ de vitesse des ondes P (α), vitesse des ondes S (β) et densité (ρ), respectivement. L'intégrale se fait sur le volume total de la Terre \oplus . On a une expression similaire pour le noyau de sensibilité du résidu d'amplitude [Dahlen & Baig, 2002] :

$$\delta\ln A = \iiint_{\oplus} \left[K_{\alpha}^{\delta\ln A} \left(\frac{\delta\alpha}{\alpha} \right) + K_{\beta}^{\delta\ln A} \left(\frac{\delta\beta}{\beta} \right) + K_{\rho}^{\delta\ln A} \left(\frac{\delta\rho}{\rho} \right) \right] d^3\mathbf{r}, \quad (2.12)$$

où $K_\alpha^{\delta \ln A}$, $K_\beta^{\delta \ln A}$ et $K_\rho^{\delta \ln A}$ représentent cette fois-ci les noyaux de sensibilité du résidu d'amplitude $\delta \ln A$ engendré par les perturbations fractionnelles $\delta \alpha / \alpha$, $\delta \beta / \beta$, $\delta \rho / \rho$ de vitesse des ondes P , vitesse des ondes S et densité, respectivement.

Puisque le noyau de sensibilité représente le volume de la zone d'interaction entre l'onde et le matériau parcouru, sa forme dépendra de la phase sismique considérée, et un noyau devra donc être calculé pour chaque phase, pour chaque fréquence, et pour chaque configuration entre source sismique et station d'enregistrement.

Dans le cadre de la tomographie à fréquence finie, ce seront ces noyaux de sensibilité qui seront inversés pour la construction d'une image tomographique de la Terre.

2.1.4 Conclusions

On a donc pu voir que les temps déterminés par pointé sont indispensables afin de pouvoir en déduire des modèles radiaux de vitesse, à partir desquels on peut par la suite modéliser des sismogrammes finalement utilisés pour la mesure du résidu de temps de trajet par corrélation croisée.

La principale différence entre ces deux méthodes réside dans la différence de localisation (temporelle) utilisée. En pointant simplement une phase, c'est le début de l'impulsion enregistrée que l'on définit comme le temps d'arrivée de cette phase, directement relié à l'instant auquel a commencé la rupture de faille à l'origine du séisme. Ainsi, on fait ici l'hypothèse que la source est ponctuelle, aussi bien spatialement que temporellement.

Par corrélation croisée, on cherche le décalage temporel nécessaire (le résidu), directement relié au noyau de sensibilité de la phase sismique, pour que les impulsions observée et synthétique dans leur ensemble soient les plus similaires possibles. Cette mesure est plus sensible à la localisation temporelle moyenne de la rupture, le *temps centroïde*, mais peut aussi être reliée au temps hypocentre décrivant le début de la rupture, si l'enregistrement est réalisé dans le plan de la rupture (pas d'effet de directivité).

Dans les deux cas, le temps de trajet des ondes mesuré dépend de la précision sur la localisation de la source sismique, et notamment de sa profondeur. Pour réduire au maximum cette incertitude, une méthode a été développée pour déterminer avec précision ce paramètre [Sec. 2.2.2].

2.2 Base de données sismologiques

Les sismogrammes utilisés dans cette étude sont issus d'un centre de données regroupant des enregistrements réalisés par la plupart des réseaux sismologiques du globe. Une sélection est appliquée au jeu de données ainsi constitué afin de ne conserver que des enregistrements de qualité.

La Fig. 2.3 servira de fil conducteur aux différentes étapes de construction de la base de données (étapes 1 à 3), ainsi que les étapes suivantes, décrivant la mesure de résidus de temps et d'amplitude (étapes 4 et 5), et les différentes corrections et sélections appliquées à ces mesures (étapes 6 à 8).

2.2.1 Construction de la base de données (Étape 1)

Les données sismologiques utilisées sont issues de la base de données de l'institut américain IRIS-DMC (*Incorporated Research Institutions for Seismology – Data Management Center*), dont les archives FARM (*Fast Archive Recovery Method*) et SPYDER[®] (*System to Provide You Data from Earthquakes Rapidly*) fournissent des données classées par évènement sismique. Seuls les séismes de magnitude m_b (pour *body waves*; magnitude calculée sur la première onde P enregistrée) supérieure à 5.8 ont été extraits de cette base de données [Fig. 2.7]. Les données sismologiques sont issues d'enregistrements large-bande (de

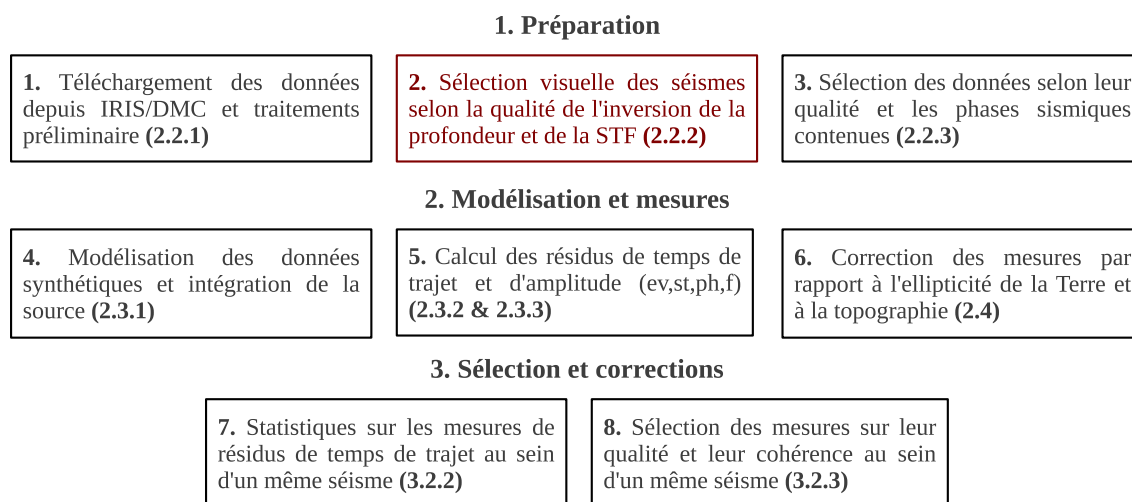


Figure 2.3 – Schéma résumant les différentes étapes de la méthode automatique de mesure de résidus de temps de trajet. La case représentée en rouge indique la seule étape nécessitant une intervention manuelle de sélection visuelle sur la qualité de l'inversion de la profondeur et de la fonction source des séismes. Les références entre parenthèses indiquent les sections correspondantes dans la suite du mémoire [Chap. 2 & 3].

fréquence) réalisés dans différents réseaux de stations sismologiques (*e.g.* GEOSCOPE, le réseau global français) [Fig. 2.7].

Plusieurs opérations ont dû être réalisées sur ces sismogrammes, afin d'en faciliter la manipulation. Le format initial des données (SEED pour *Standard for the Exchange of Earthquake Data*) a ainsi été converti en un format plus pratique pour notre utilisation (SAC pour *Seismic Analysis Code*). Ce format de fichier permet de stocker toutes les informations relatives à l'enregistrement dans l'en-tête du fichier.

Par la suite, les signaux sont corrigés de la réponse instrumentale du sismomètre, ce qui permet notamment de retrouver la véritable amplitude de l'onde sismique. Cela permet également d'utiliser des données en déplacement (*i.e.* le déplacement du sol induit par le passage de l'onde sismique au niveau de la station d'enregistrement) plutôt qu'en vitesse (*i.e.* vitesse du sol induite par le passage de l'onde sismique).

Pour chaque station sismologique (sauf cas assez exceptionnel), il existe trois enregistrements, selon les trois composantes du repère de la station : nord-sud (NS), est-ouest (EW) et verticale (Z). Pour des commodités de manipulation, les données ont subi une rotation afin de correspondre au repère du front de l'onde sismique défini par les composantes radiale (R), transverse (T) et verticale (Z) [Fig. 2.4]. Dans ce nouveau repère (Z-R-T), la majorité du mouvement de compression (P) est enregistrée sur la composante Z, et dans une moindre mesure sur la composante R. L'onde P ne vibre en effet que dans le plan de propagation de l'onde sismique défini par les directions Z et R. Le mouvement de cisaillement (S) est quant à lui enregistré sur les composantes R et T, puisque l'onde S vibre dans le plan tangent à la direction de propagation de l'onde. Ainsi, le temps de trajet de l'onde S pouvant être radicalement différent entre les composantes R et T (notamment dans les cas où elle parcourt des minéraux très anisotropes) [Sec. 1.3.5], une distinction sera faite par la suite entre l'onde S enregistrée sur la composante transverse (SH) et celle enregistrée sur la composante radiale (SV).

Une fois ces différentes opérations réalisées, les critères de sélection peuvent être appliqués au jeu de données. Une première sélection est réalisée sur la qualité de l'inversion de formes d'onde réalisée pour la détermination de la profondeur et de la fonction source des séismes, paramètres utilisés par la suite pour une modélisation plus fidèle des sismogrammes.

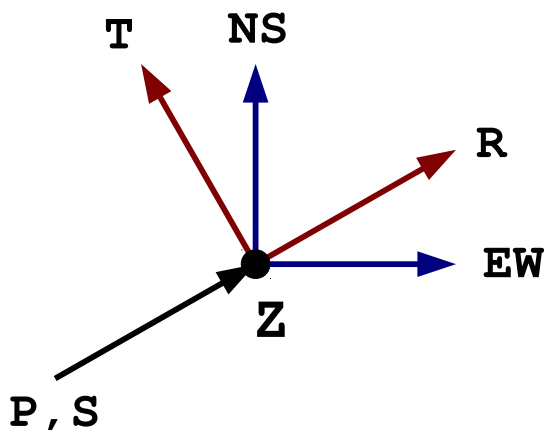


Figure 2.4 – Schéma de la rotation pour passer du repère (Z–NS–EW) de la station sismologique (bleu) au repère (Z–R–T) du front de l’onde sismique (rouge). La représentation simule une *vue aérienne* de la station sismologique (cercle noir).

2.2.2 Fonction source et profondeur des séismes (Étape 2)

La fonction source temporelle (STF pour *Source-Time Function*) d’un séisme décrit l’histoire de la rupture de la faille à l’origine de celui-ci. Une détermination précise de ce signal à haute fréquence est indispensable pour la modélisation d’un sismogramme synthétique aussi fidèle que possible. Plusieurs organismes déterminent les paramètres de la source sismique. L’USGS (*U.S. Geological Survey*) modélise des sismogrammes d’ondes P et S à 20 s de période en utilisant la représentation en tenseur des moments de la source sismique, dont les composantes sont directement reliées au sismogramme [Sipkin, 1982]. Le projet GCMT (*Global Centroid Moment Tensor*) de Harvard inverse quant à lui l’intégralité du sismogramme par les modes normaux, à basse fréquence, afin d’être capable de déterminer à la fois les coordonnées de l’hypocentre, et les paramètres de la source [Dziewonski *et al.*, 1981].

L’équipe de sismologie de l’IRAP a développé une méthode d’inversion de formes d’onde par *recuit simulé* (SAWIB pour *Simulated Annealing Waveform Inversion of Body waves*) [Kirkpatrick *et al.*, 1983 ; Chevrot, 2002], utilisée ici pour la détermination de la STF et de la profondeur des séismes. Cette méthode est particulièrement efficace pour la résolution de problèmes inverses non linéaires possédant un espace des paramètres de très grandes dimensions [Garcia *et al.*, 2004, 2006 ; Tocheport *et al.*, 2007 ; Garcia *et al.*, 2009]. Elle repose en fait sur l’analogie entre l’inversion non linéaire de formes d’ondes sismiques, et le lent refroidissement d’un système physique après recuit. En plus d’être efficace et peu coûteuse en temps de calcul, cette méthode permet la détermination de plusieurs paramètres de la source sismique, tels que sa profondeur, son tenseur des moments, et sa fonction source.

La version de SAWIB utilisée pour l’étude présentée ici est une version simplifiée, et surtout moins coûteuse en temps de calcul. Premièrement, seules la STF et la profondeur de la source sismique sont inversées. Puisque les sismogrammes synthétiques vont ensuite être convolués par la STF, le tenseur des moments utilisé dans GEMINI est issu de la base de données GCMT, et non inversé dans avec SAWIB. De plus, nous n’avons pris en compte dans l’inversion que les phases P , car étant moins atténuées, elles permettent une meilleure détermination de la profondeur et de la STF.

L’inversion par recuit simulé est réalisée par minimisation de la fonction coût suivante, assimilable à une énergie [Garcia *et al.*, 2004] :

$$E = \sum_{i=1}^N \|u_i(t) - u_{0,i}(t)\| + \left\| \frac{du_i(t)}{dt} - \frac{du_{0,i}(t)}{dt} \right\|, \quad (2.13)$$

où $\| \cdot \|$ représente la norme, $u_i(t)$ et $u_{0,i}(t)$ représentent les sismogrammes observés et synthétiques, et où la somme se fait sur le nombre total de sismogrammes N . C'est une fonction d'ajustement en norme L1, construite de telle sorte que les résidus aberrants, dus au bruit microsismique et au signal haute fréquence, ne soient pas limitants pour l'inversion.

L'algorithme de recuit simulé est une chaîne Markov, dont la probabilité d'augmentation de la fonction coût diminue avec le refroidissement du système (permettant ainsi d'éviter les minima locaux), qui suit quant à lui une loi exponentielle du type $T(k) = \gamma^k T(0)$, avec $\gamma = 0.98$ et k le numéro de l'itération (1500 au total).

La Fig. 2.5 donne quelques exemples de résultats de cette procédure d'inversion de formes d'onde pour quatre séismes ayant eu lieu à différentes profondeurs. On voit ainsi que, pour un séisme donné, l'ensemble des sismogrammes synthétiques calculés grâce aux paramètres de source obtenus par SAWIB est très similaire à l'ensemble des sismogrammes observés. Et cela est toujours vrai dans le cas de séismes profonds pour lesquels la distribution azimutale des enregistrements est moins bonne.

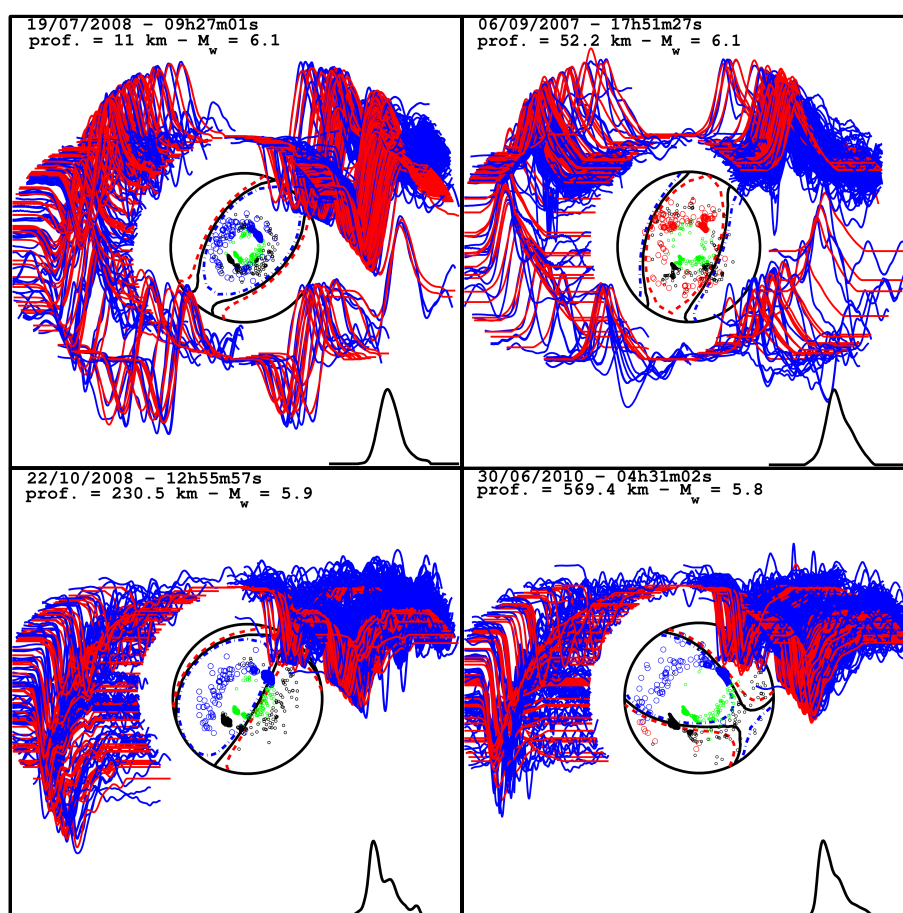


Figure 2.5 – Résumé de résultats d'inversion par SAWIB pour quatre séismes ayant eu lieu à différentes profondeurs. Les sismogrammes observés (bleus) et synthétiques (rouges) sont représentés autour de la sphère focale à des positions correspondant à leur azimuth. Les points de départ de l'onde P (cercles rouges et bleus) et des phases de profondeur pP (cercles noirs) et sP (cercles verts) sont également représentés sur la sphère focale. La fonction source est représentée au bas des figures. Les date, heure, profondeur (inversée) et magnitude du séisme sont indiquées en haut des figures.

Les résultats d'inversion ne sont malheureusement pas toujours bons (voir Sec. 3.1 pour une analyse plus détaillée). Ils sont de moindre qualité lorsque, par exemple, le nombre d'observations pour un séisme donné est trop faible, ou la couverture azimutale trop mauvaise, ou encore lorsque le mécanisme au foyer ou la profondeur (utilisée comme information *a priori* dans l'inversion) donnés par le catalogue GCMT sont mal évalués.

Ainsi, nous avons mis en place une nouvelle procédure de sélection, basée cette fois-ci

sur la qualité des STF obtenues par SAWIB, évaluée visuellement. Les premiers critères sont donc liés au nombre de traces et à leur distribution azimutale. Il faut ensuite vérifier que la profondeur inversée ne soit pas trop éloignée de celle de départ (typiquement quelques kilomètres pour des séismes à moins de 100 *km* de profondeur, et quelques dizaines de kilomètres au-delà). Enfin, la forme globale de la STF, et la similarité entre sismogrammes synthétiques et observés est bien sûr prise en compte.

Au terme de cette première étape de sélection, 1556 séismes ont été sélectionnés. Le processus automatique de traitement peut alors reprendre, à commencer par la sélection des sismogrammes pour chacun de ces séismes.

2.2.3 Sélection des données (Étape 3)

La sélection des sismogrammes va se faire essentiellement sur deux critères : la qualité du signal et les phases sismiques présentes dans le sismogramme. Le choix des différentes phases sismiques, présentes à différents instants dans le sismogramme, va déterminer les différentes régions de la Terre *sondées* [Fig. 2.6].

Pour une distance épacentrale donnée entre séisme et station (angle entre la direction centre de la Terre – épicentre et la direction centre de la Terre – station), plusieurs phases sismiques sont ainsi susceptibles d’être enregistrées par le sismomètre. Notre choix s’est porté sur l’ensemble de phases suivant [Fig. 2.6] : P , P_{diff} , PP , PKP , $PKIKP$, SV , SSV , SV_{diff} , $SKSV$, SH , SSH , SH_{diff} , $SKSH$, $ScSH$. Pour déterminer les phases sismiques présentes dans le sismogramme, les temps de parcours théoriques de toutes les phases précédemment listées sont calculés grâce à l’algorithme TauP [Buland & Chapman, 1983], pour la distance correspondante. Si une ou plusieurs phases sont prédites par l’algorithme à cette distance, le sismogramme est sélectionné pour l’étape suivante. Certaines gammes de distance ont par ailleurs été mises à l’écart dès le départ, afin d’éviter de travailler sur des portions de sismogrammes où plusieurs phases sismiques sont susceptibles d’interférer les unes avec les autres (*e.g.* triPLICATION des ondes P du manteau). Le Tab. 2.1 donne les différentes gammes de distance épacentrale échantillonnées pour la recherche des différentes phases sismiques.

Notons par ailleurs que certaines des phases sismiques auxquelles nous nous intéressons sont inobservables selon les modèles de référence utilisés. Un premier exemple peut être donné, avec le cas de la phase $SKSH$, la conversion d’une onde S en onde P au niveau de la CMB, puis à nouveau en onde S après traversée du noyau externe. La conversion d’une onde P en onde S (et *vice versa*) ne pouvant se faire que dans une direction de vibration commune aux deux, l’onde S résultante ne peut alors être que de type SV . Cela étant, l’onde SV convertie suite à l’émergence depuis le noyau liquide peut, lors de son parcours dans le manteau, rencontrer une région anisotrope, non modélisée par les modèles de référence 1D, et ainsi être à son tour convertie en onde SH . La détection d’ondes $SKSH$ attesterait alors de la présence d’une telle région sur le parcours de cette phase. L’onde SV_{diff} , en théorie difficilement observable à cause de sa très faible amplitude, constitue un deuxième exemple. En effet, une onde SV incidente à la CMB peut interagir de trois façons différentes : elle peut être réfléchiée ($ScSV$), transmise ($SKSV$), ou diffractée (SV_{diff}). Et c’est la transmission dans le noyau qui emporte le plus d’énergie, laissant ainsi très peu d’énergie disponible pour les phases réfléchiée et diffractée. Par ailleurs, si elle rencontre une région particulière au sein de la couche D'' , susceptible de l’amplifier à nouveau, elle peut alors être observée en surface.

Après la sélection sur les phases sismiques, c’est la sélection sur la qualité des données qui entre en jeu. Pour cela, le rapport signal-sur-bruit (SNR pour *Signal-to-Noise Ratio*)

Phase	Distance	Phase	Distance	Phase	Distance
<i>P</i>	30°–110°	<i>SH</i>	30°–110°	<i>SV</i>	56°–110°
<i>PP</i>	56°–180°	<i>ScSH</i>	0°–80°	<i>SSV</i>	30°–180°
<i>P_{diff}</i>	90°–150°	<i>SSH</i>	56°–180°	<i>SKSV</i>	95°–120°
<i>PKIKP</i>	115°–145°	<i>SH_{diff}</i>	90°–150°	<i>SV_{diff}</i>	90°–150°
<i>PKP</i>	145°–180°	<i>SKSH</i>	95°–120°		

Tableau 2.1 – Gammes de distance épacentrale des différentes phases sismiques utilisées.

du sismogramme est calculé selon l'expression suivante :

$$\text{SNR} = \frac{\frac{1}{\Delta\tau_1} \sum_{t=tt-2s}^{tt+10s} |u(t)|}{\frac{1}{\Delta\tau_2} \sum_{t=0}^{100s} |u(t)|} \quad (2.14)$$

où $u(t)$ représente le signal observé, $\Delta\tau_1$ et $\Delta\tau_2$ les largeurs des fenêtres de temps correspondantes, et tt le temps d'arrivée théorique de la phase, calculé grâce à l'algorithme **TauP** [Buland & Chapman, 1983]. Le numérateur représente ainsi la portion du sismogramme contenant la phase sismique désirée (2 s avant et 10 s après le temps d'arrivée théorique), et le dénominateur une portion *vide* du sismogramme (antérieure à l'arrivée de la première phase sismique). Deux autres critères de sélection similaires, sur des SNR différents, seront appliqués une fois les mesures de résidus de temps de trajet effectuées [Sec. 3.2.1]

Puisqu'une sélection a déjà été réalisée sur la qualité de l'inversion des profondeurs et fonctions source [Sec. 2.2.2] et qu'une autre sera réalisée sur la qualité des mesures [Sec. 3.2], le critère de sélection défini ici est plutôt modéré, garantissant principalement que le signal autour de la phase ait une amplitude deux fois supérieure à celle du bruit ($\text{SNR} \geq 2.0$).

Au terme de ces deux opérations de sélection, notre base de données comprend 1556 séismes ayant eu lieu entre 1990 et 2011, et ayant été enregistrés par plus de 5000 stations sismologiques [Tab. 2.2; Fig. 2.7]. Les données ainsi sélectionnées vont maintenant être utilisées pour la mesure des résidus de temps de trajet.

Année	Nombre de Séismes	Composante Verticale (Z)	Composantes Horizontales (R & T)
1990	47	3169	3134
1991	55	4468	4319
1992	49	8184	8043
1993	58	9250	9112
1994	78	18357	18182
1995	90	25832	25614
1996	52	19161	18889
1997	44	17625	17306
1998	32	18623	18357
1999	53	30695	30054
2000	68	40179	39549
2001	61	53069	51302
2002	65	44157	42668
2003	82	53913	51440
2004	71	59508	57226
2005	73	74211	71518
2006	95	109655	105821
2007	108	155465	150201
2008	93	195158	189045
2009	90	126528	119182
2010	86	170695	162116
2011	106	271774	235642
TOTAL	1556	1509676	1428720

Tableau 2.2 – Composition de la base de données sismologiques. Ne sont dénombrés ici que les séismes dont la fonction source et la profondeur ont été correctement inversées [Sec. 2.2.2].

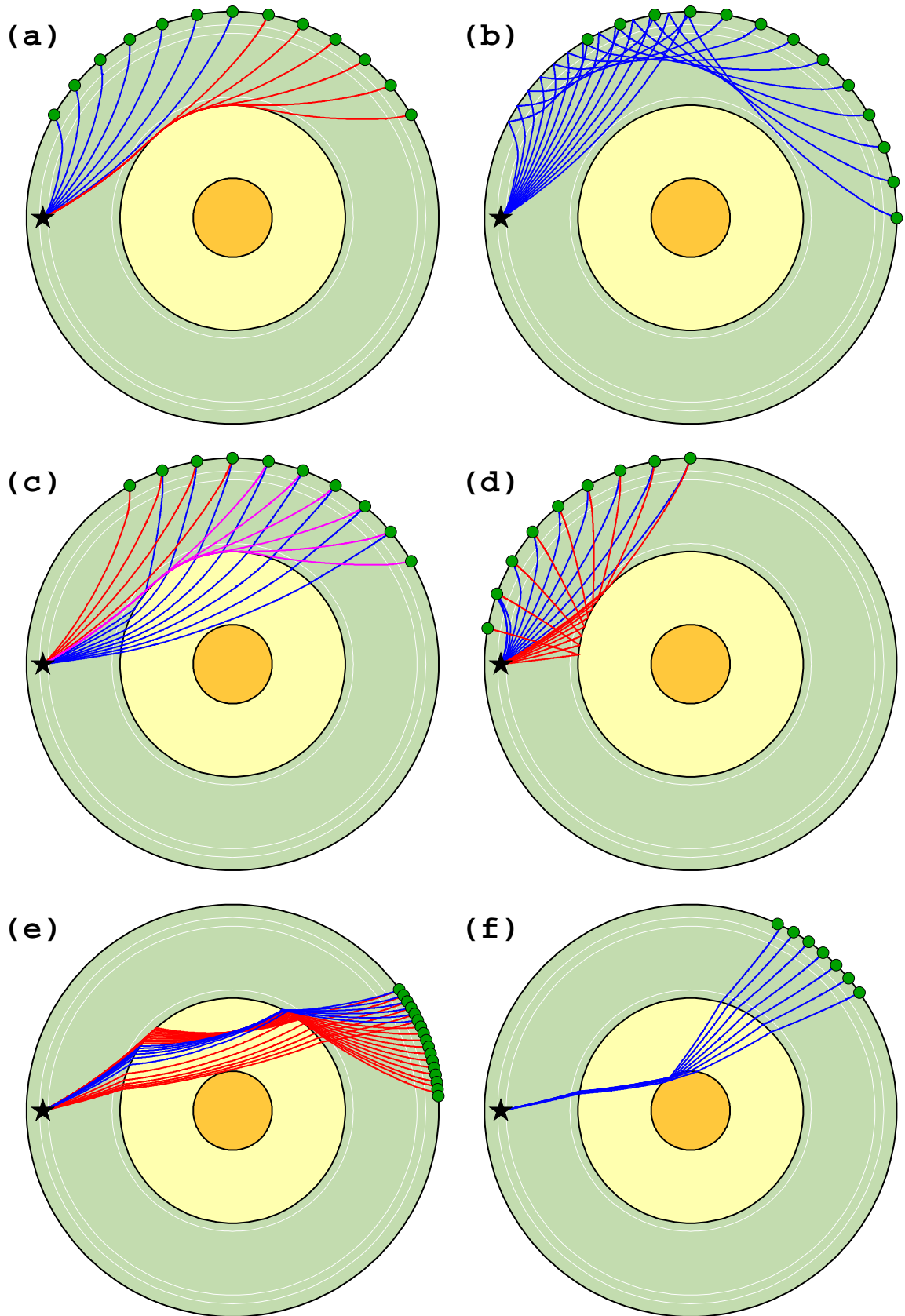


Figure 2.6 – Tracés de rai des différentes phases sismiques provenant d'un séisme ayant eu lieu à 500 km de profondeur (étoile noire) et arrivant à différentes stations sismologiques (points verts) : (a) P (bleu) et P_{diff} (rouge); (b) SS (bleu); (c) S (rouge), SKS (bleu) et S_{diff} (magenta); (d) S (bleu) et ScS (rouge); (e) $PKPab$ (rouge) et $PKPbc$ (bleu); (f) $PKIKP$ (bleu).

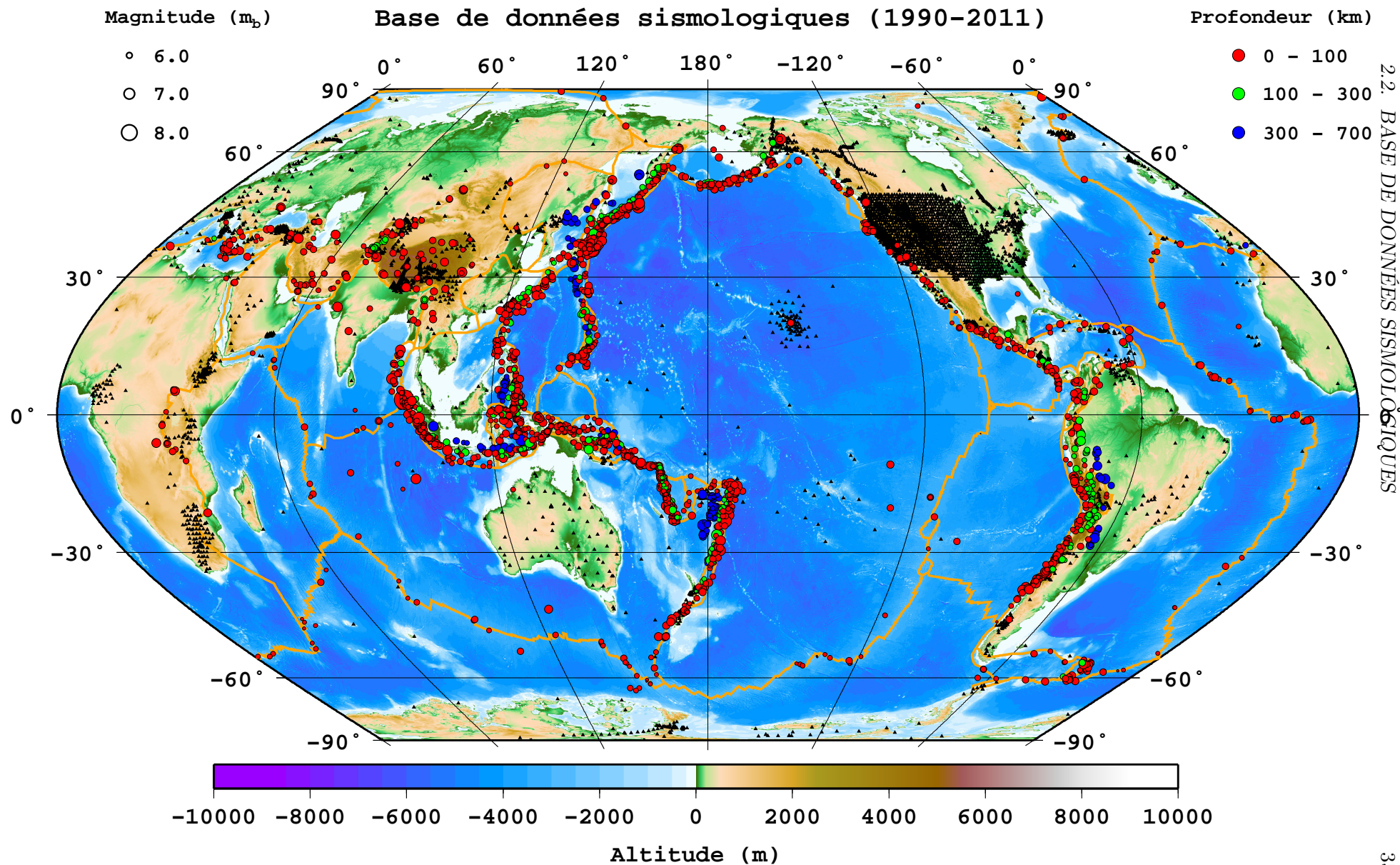


Figure 2.7 – Position des séismes (cercles de couleur) et stations sismologiques (triangles noirs) composant la base de données actuelle. Les échelles de magnitude et de profondeur sont données au-dessus de la figure. Les limites de plaque tectonique (orange) sont également représentées (d'après Bird, 2003).

2.3 Mesure de résidus de temps et d'amplitude

Que nous réalisions une tomographie par la théorie des rais, ou à fréquence finie, la mesure des résidus de temps de propagation (desquels on déduit les noyaux de sensibilité dans le second cas) reste l'étape la plus importante du processus conduisant à la construction de l'image tomographique.

Cette mesure se fait en plusieurs étapes : (1) modélisation des sismogrammes correspondant aux observations, (2) intégration des paramètres relatifs à la source sismique dans ces sismogrammes synthétiques, (3) détermination de la fenêtre temporelle dans laquelle se fera (4) la mesure du résidu en elle-même. Et puisque la zone de Fresnel (dimensions du noyau de sensibilité) varie avec la fréquence, les deux dernières opérations citées précédemment seront réalisées dans différentes bandes de fréquence [Sec. 2.3.3].

2.3.1 Calcul de sismogrammes synthétiques (Étape 4)

Le calcul de sismogrammes synthétiques dans un modèle de référence à symétrie sphérique (1D) est une des étapes de base dans la détermination de la structure 3D de la Terre. Ces modèles 1D sont divisés, selon la profondeur, en couches chimiquement homogènes, et modélisent une Terre possédant une masse volumique et une vitesse des ondes sismiques latéralement constantes.

Pendant de nombreuses années, le modèle de Terre de référence utilisé par l'ensemble de la communauté sismologique était le modèle PREM (*Preliminary Reference Earth Model*) [Dziewonski & Anderson, 1981]. Ce modèle a été conçu pour ajuster différents types de données, incluant des mesures de la fréquence centrale des modes propres de la Terre (oscillations très basse fréquence), des observations de la dispersion des ondes de surface, des mesures de temps de trajet de nombreuses phases sismiques, et des données astronomiques de base (rayon de la Terre, masse, et moment d'inertie). Le modèle IASP91 (*International Association of Seismology and Physics of the Earth's Interior*) [Kennett & Engdahl, 1991] a quant à lui été conçu pour ajuster les temps de trajet des principales phases sismiques. Le modèle ak135 [Kennett *et al.*, 1995] a été construit à partir de données de temps de trajet incluant des ondes diffractées (P_{diff}), ou ayant voyagé dans le noyau (PKP) [Fig. 2.8]. C'est ce dernier que nous avons choisi d'utiliser dans notre méthode de mesure de résidus de temps de trajet car il explique mieux les temps de propagation des ondes de volume à la base du manteau.

Afin de calculer des sismogrammes synthétiques dans un modèle de Terre 1D, il faut résoudre l'équation de l'élastodynamique pour un milieu dans lequel les paramètres élastiques des matériaux ne dépendent que du rayon. Si le milieu est isotrope, ou transversalement isotrope, la solution peut être obtenue par transformée de Fourier et développement en harmoniques sphériques du champ de déplacement [Takeuchi & Saito, 1972]. Après insertion du développement dans l'équation de l'élastodynamique, on obtient pour les coefficients de propagation un système de huit équations différentielles ordinaires du premier ordre (SODE).

Il existe plusieurs méthodes de modélisation 1D de sismogrammes synthétiques, et toutes diffèrent dans l'approche utilisée pour la résolution du SODE. La méthode des modes normaux (NMM) [Gilbert, 1980] effectue une résolution numérique sans prendre en compte la source sismique; il n'existe alors de solutions qu'aux fréquences propres de la Terre. La méthode de la solution directe (DSM) [Geller & Ohminato, 1994] utilise une méthode de Galerkin pour résoudre le SODE, incluant un terme de source sismique, dans le domaine fréquentiel. Des calculs de sismogrammes synthétiques à haute fréquence ont pu être réalisés grâce à cette méthode [Kawai *et al.*, 2006], et celle-ci sera également utilisée pour le calcul des noyaux de sensibilité des résidus de temps de trajet mesurés [Fuji *et al.*, 2012].

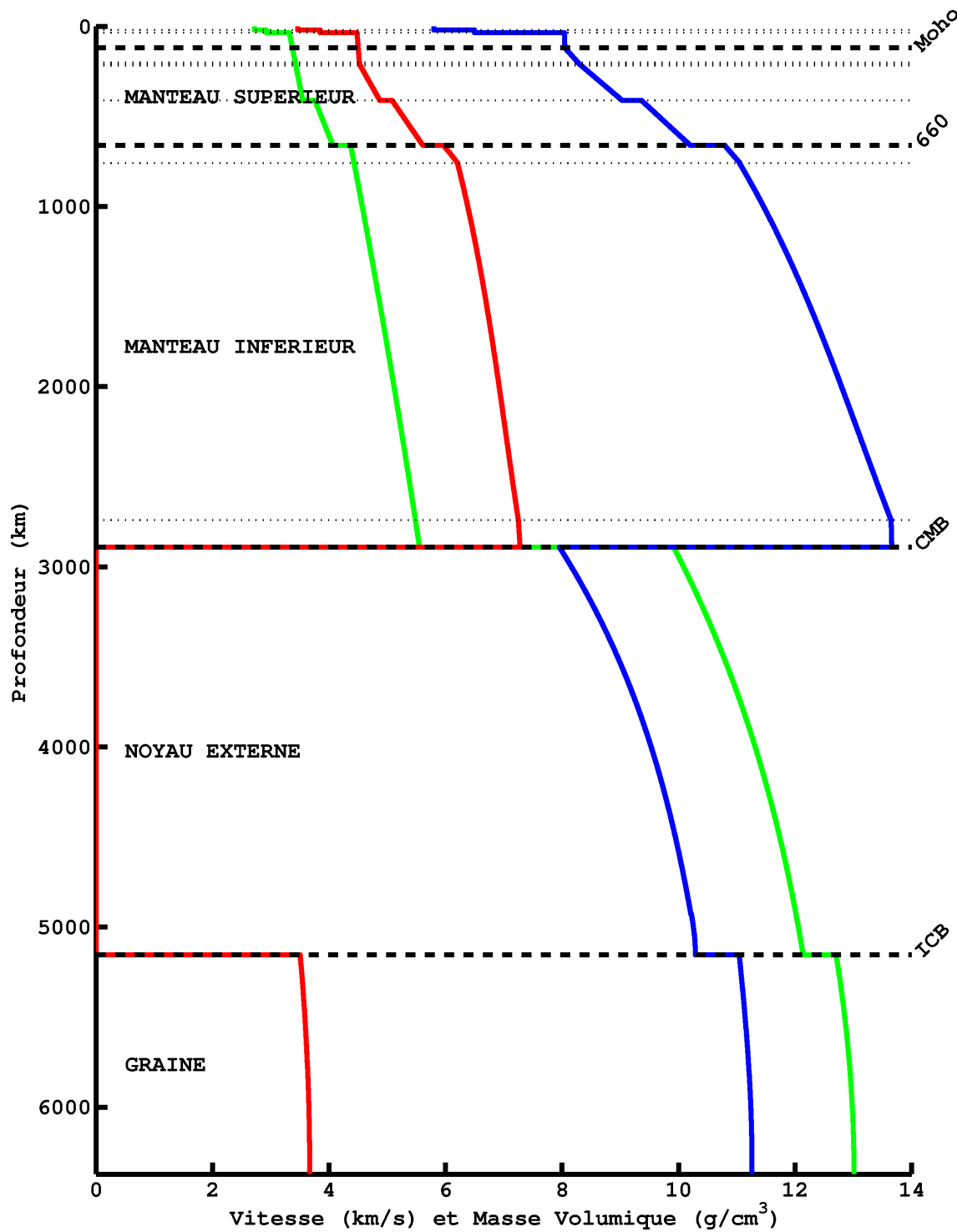


Figure 2.8 – Représentation du modèle de Terre de référence ak135 [Kennett *et al.*, 1995], qui donne, en fonction de la profondeur, la vitesse des ondes P (bleu) et S (rouge), ainsi que la masse volumique (vert). Les noms des couches et discontinuités majeures sont également indiquées.

Après avoir testé plusieurs possibilités (réflectivité, théorie *full wave*,...), nous avons finalement choisi d'utiliser la méthode **GEMINI** (*Green's Functions of the Earth by Minor Integration*) [Friederich & Dalkolmo, 1995] pour le calcul des sismogrammes synthétiques dans le modèle **ak135**. Dans cette approche, la réponse de la Terre au tenseur des moments d'une source ponctuelle (fonction de Green) est évaluée dans le domaine fréquentiel pour les déplacements sphéroïdal et toroïdal, par intégration numérique du système d'équations approprié, et en incluant un terme de source sismique et une sommation sur les harmoniques sphériques. Cette méthode permet le calcul d'un ensemble de sismogrammes synthétiques, provenant d'un séisme défini (position et tenseur des moments), tels qu'ils seraient enregistrés par un ensemble connu de stations, et dans un certain modèle de référence. Le calcul de cet ensemble de sismogrammes se fait en trois étapes.

Les coefficients de propagation des ondes sismiques, représentés par la fonction de Green, sont directement évalués par intégration numérique du SODE dans le domaine fréquentiel. L'intégration est effectuée entre une fréquence minimale égale à l'inverse de la durée de sismogramme souhaitée ($4096 \text{ s} \simeq 1 \text{ h}$), et une fréquence maximale de 500 mHz . Le calcul est réalisé simultanément pour les déplacements verticaux (P et SV) et horizontaux (SH). L'atténuation est également prise en compte sous la forme d'un module élastique complexe.

Les spectres pour les déplacements horizontaux et verticaux sont obtenus par sommation sur les harmoniques sphériques du produit de la fonction de Green par le tenseur des moments de la source sismique.

Les sismogrammes sont finalement obtenus par transformée de Fourier inverse des spectres obtenus à l'étape précédente.

Pour augmenter la corrélation entre sismogrammes observés et synthétiques, la modélisation est combinée à une convolution du sismogramme par la fonction source temporelle du séisme, déterminée par la méthode décrite précédemment [Sec. 2.2.2]. Cette opération permet l'intégration des paramètres de source dans les sismogrammes modélisés, afin de pouvoir s'affranchir de toute perturbation liée au mécanisme de la source lors la mesure des résidus de temps de trajet. Ainsi, la STF d'un séisme donné est convoluée à l'ensemble des sismogrammes synthétiques correspondant, obtenus avec la méthode **GEMINI** :

$$(u_0 * f)(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} u_0(t - t') \cdot f(t') dt' \quad (2.15)$$

où $u_0(t)$ représente le sismogramme synthétique, $f(t)$ la STF et $*$ le produit de convolution. Mais ceci étant la forme mathématique pure du produit de convolution, nous utiliserons plutôt la version discrète de l'Eq. 2.15, à savoir :

$$(u_0 * f)(k) = \sum_j u_0(k - j) \cdot f(j) \quad (2.16)$$

où j et k sont les indices dans le signal synthétique et dans la STF, respectivement.

Le sismogramme synthétique résultant de cette opération est alors plus fidèle au sismogramme observé correspondant, aussi bien en termes d'amplitude que d'alignement temporel [Fig. 2.9]. Chaque sismogramme synthétique est ensuite interpolé afin de posséder le même échantillonnage que les sismogrammes observés (20 points par seconde).

2.3.2 Sélection de la fenêtre temporelle (Étape 5 – 1/3)

Plus que la mesure du résidu en lui-même, c'est la détermination de la fenêtre temporelle dans laquelle il sera mesuré qui est décisive. En effet, celle-ci ne doit être ni trop large, pour ne pas inclure d'autres phases que celle qui nous intéresse, ni trop étroite, pour être certain d'inclure l'ensemble du signal correspondant à la phase à analyser.

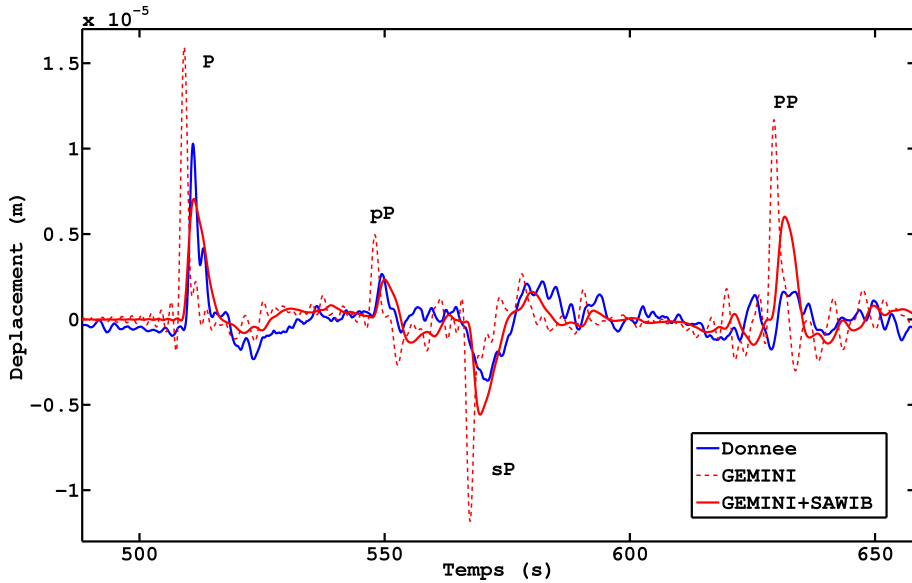


Figure 2.9 – Comparaison d’un sismogramme observé (bleu) avec un sismogramme synthétique directement issu de GEMINI (pointillés rouges) ou convolué par la STF correspondante (rouge). Les principales phases sismiques présentes sur cette portion du sismogramme sont indiquées.

Récemment, un algorithme de sélection automatique de fenêtres temporelles pour des couples de sismogrammes observés et synthétiques a été développé [Maggi *et al.*, 2009]. Cet outil est particulièrement bien adapté à des sismogrammes synthétiques produit à partir de simulations de champs d’onde 3D, et dans lesquels des phases non prédites par les modèles 1D classiques apparaissent. Après avoir réalisé des tests sur un échantillon d’enregistrements de séismes du Pérou, nous avons décidé que la recherche des réglages adéquats (seuil en amplitude, séparation minimale des différentes phases sismiques, ...) et les calculs ensuite nécessaires pour sélectionner les fenêtres temporelles étaient trop lourds pour une application simple à des sismogrammes synthétiques issus de modélisations 1D.

Ainsi, nous avons préféré développer une procédure plus simple pour la sélection de cette fenêtre temporelle. Ici aussi, c’est à partir du sismogramme synthétique qu’est déterminée la fenêtre de mesure du résidu de temps de trajet. La procédure décrite ci-dessous est appliquée à chaque phase sismique, et dans différentes gammes de fréquence [Sec. 2.3.3].

Calcul de l’enveloppe

Le calcul de l’enveloppe du sismogramme synthétique $E(t)$ se fait par transformée de Hilbert de celui-ci [Fig. 2.10(a)]. Travailler sur l’enveloppe du sismogramme plutôt que sur le signal lui-même permet une paramétrisation plus aisée de l’algorithme. En effet, le signal est alors entièrement positif, et il n’est donc plus nécessaire de prendre en compte le signe négatif de certaines arrivées sismiques.

Recherche du seuil

L’utilisation d’une valeur seuil en amplitude permet une détermination plus souple des bornes de la fenêtre. Pour simplifier la recherche de ce seuil, elle est réalisée dans une portion réduite du sismogramme synthétique (environ 150 s) [Fig. 2.10(b)], dont les temps de début et de fin dépendent du type de phase sismique que l’on veut regarder. Deux critères vont alors entrer en jeu : le temps d’arrivée de la phase (première arrivée ou non), et son amplitude (les phases diffractées dans le noyau sont bien plus atténuées).

Ainsi, les temps de début et de fin de cette fenêtre préliminaire \tilde{t}_1 et \tilde{t}_2 dans l’enveloppe sont définis par :

$$\tilde{t}_1 = tt_n - \max(T_0, \Delta\tau_{\text{STF}}) \quad (2.17)$$

$$\tilde{t}_2 = \begin{cases} tt_n + \max(T_0, \Delta\tau_{\text{STF}}) + 50 \text{ s} & \text{si } n = P, SH \\ tt_n + \max(T_0, \Delta\tau_{\text{STF}}) + 100 \text{ s} & \text{si } n = P_{\text{diff}}, S_{\text{diff}}, PP, SKS, \dots \end{cases} \quad (2.18)$$

où tt_n est le temps d'arrivée théorique de la phase sismique n , T_0 la période centrale du filtre appliqué (0 si aucun filtre n'a été appliqué), et $\Delta\tau_{\text{STF}}$ la durée de la STF. Le terme $\max(T_0, \Delta\tau_{\text{STF}})$ représente ainsi la période dominante du signal.

La valeur seuil, notée E_0 est alors définie par :

$$E_0 = \begin{cases} 10\% \max(\tilde{E}(t)) - \min(\tilde{E}(t)) & \text{si } n = P, SH \\ 20\% \max(\tilde{E}(t)) - \min(\tilde{E}(t)) & \text{si } n = P_{\text{diff}}, S_{\text{diff}}, PP, SKS, \dots \end{cases} \quad (2.19)$$

où $\tilde{E}(t) = [E(t)]_{\tilde{t}_1}^{\tilde{t}_2}$ représente l'enveloppe du signal synthétique $u_0(t)$ dans la fenêtre préliminaire délimitée par les instants \tilde{t}_1 et \tilde{t}_2 définis dans les Eq. 2.17 & 2.18. Dans cette définition du seuil, la soustraction du minimum de l'enveloppe permet de s'affranchir de problèmes liés aux sismogrammes possédant une valeur moyenne non nulle.

Recherche des bornes de la fenêtre

Avant de définir les bornes à l'aide de la valeur seuil E_0 déterminée précédemment, une procédure vérifie que l'amplitude de l'enveloppe ne soit pas déjà au-dessus du seuil au début et à la fin de la fenêtre préliminaire. Si tel est le cas, les bornes de la fenêtre sont itérativement décalées de 20 s jusqu'à ce que ces conditions sur l'amplitude de l'enveloppe soient vérifiées.

Finalement, dans la fenêtre préliminaire alors définie, le temps de début de la fenêtre temporelle finale est défini comme le temps à partir duquel l'enveloppe du signal est supérieure au seuil E_0 , et son temps de fin l'instant à partir duquel elle est de nouveau inférieure à E_0 [Fig. 2.10(c)]. Ces temps seront notés t_1 et t_2 pour la suite. Après plusieurs tests, j'ai pu remarquer, essentiellement à haute fréquence, que la recherche du temps de fin t_2 était faite de telle sorte que la fenêtre incluait de temps à autres une phase sismique dont le temps d'arrivée ne diffère que de quelques secondes de celui de la phase considérée. Pour palier à ce problème, j'ai multiplié la valeur seuil par trois pour la recherche du temps de fin de la fenêtre.

Finalement, pour résumer la définition des temps de début et de fin de la fenêtre temporelle dans laquelle se fera la mesure du résidu, on peut définir :

$$t_1, t_2 \text{ tels que } \begin{cases} \tilde{E}(t) \leq E_0 & \text{si } t \leq t_1 \\ \tilde{E}(t) \leq 3E_0 & \text{si } t \geq t_2 \end{cases} \quad (2.20)$$

avec E_0 le seuil en amplitude de l'enveloppe du sismogramme $\tilde{E}(t)$, délimitée par les temps \tilde{t}_1 et \tilde{t}_2 [Eq. 2.17 – 2.19].

Finalement, c'est dans la fenêtre déterminée par cette procédure qu'est réalisée la mesure du résidu de temps de trajet entre sismogrammes observé et synthétique.

2.3.3 Résidus de temps de trajet (Étape 5 – 2/3)

Comme nous avons pu le voir [Sec. 2.1], contrairement aux hypothèses de la théorie des rais, une onde sismique possède un contenu fréquentiel fini, impliquant que sa sensibilité au matériau traversé varie selon sa fréquence de vibration.

Ainsi, afin de mesurer l'effet de la fréquence du signal sur la mesure des résidus, un ensemble de dix mesures est réalisé pour chaque enregistrement sismologique, filtré à dix fréquences différentes, comprises entre 0.02 et 0.4 Hz [Tab. 2.3]. Une onzième mesure est également faite sur le signal large-bande, *i.e.* non filtré. Le filtre utilisé est un filtre passe-bande à trois pôles de type Butterworth, et ayant pour fréquence centrale et largeur de

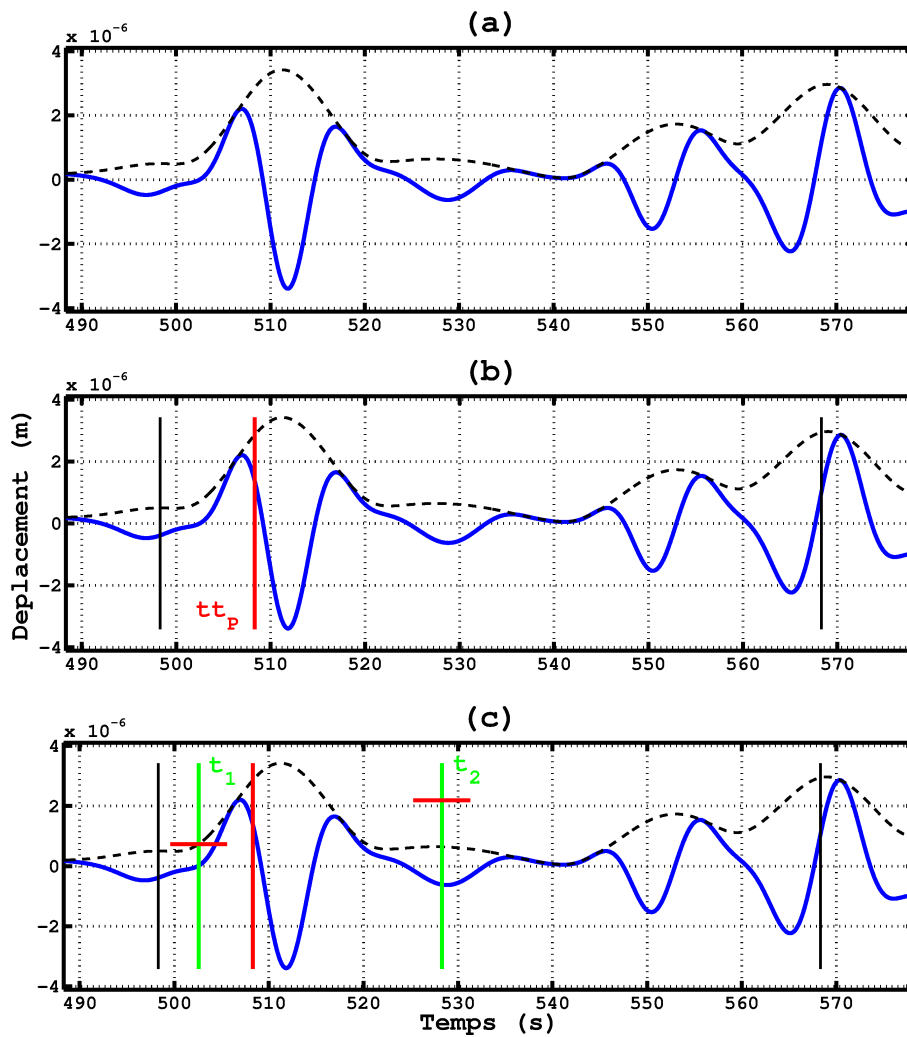


Figure 2.10 – Procédure de sélection de la fenêtre temporelle autour d'une phase P . (a) L'algorithme calcule l'enveloppe (pointillés noirs) du signal synthétique (bleu), (b) définit une fenêtre préliminaire délimitée par les instants t_1 et t_2 (traits verticaux noirs) dans laquelle les valeurs maximale et minimale de l'amplitude de l'enveloppe sont déterminées, et (c) en déduit une valeur seuil E_0 (traits horizontaux rouges) utilisée pour déterminer les bornes t_1 et t_2 de la fenêtre de temps finale (traits verticaux verts). Le temps d'arrivée théorique tt_P de la phase est également indiqué (trait vertical rouge).

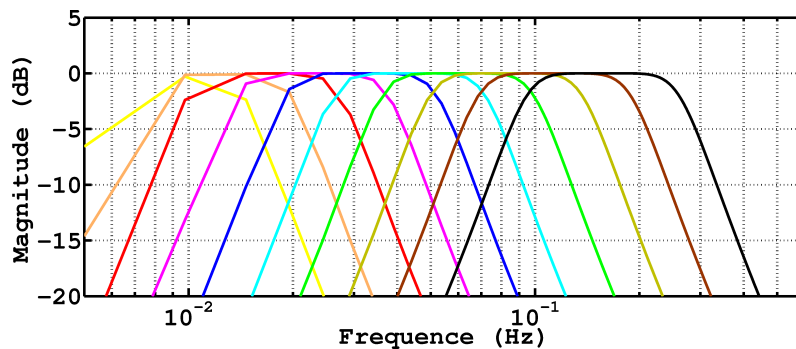


Figure 2.11 – Magnitude (haut) et phase (bas) des différents filtres appliqués aux sismogrammes.

f_0 (Hz)	Δf (Hz)
0.0200	0.0100 – 0.0300
0.0276	0.0138 – 0.0414
0.0381	0.0191 – 0.0572
0.0525	0.0262 – 0.0788
0.0725	0.0362 – 0.1087
0.1000	0.0500 – 0.1500
0.1380	0.0690 – 0.2070
0.1904	0.0952 – 0.2856
0.2627	0.1313 – 0.3941
0.3624	0.1812 – 0.5436

Tableau 2.3 – Fréquences centrales et bandes passantes des filtres appliqués aux sismogrammes.

bande une des dix fréquences en question. Les caractéristiques de ces filtres sont présentées sur la Fig. 2.11.

Et puisque la valeur du seuil en amplitude de l’enveloppe du sismogramme synthétique [Sec. 2.3.2] va ainsi dépendre de la fréquence, la taille de la fenêtre ainsi déterminée, dans laquelle est calculée la corrélation croisée entre les sismogrammes, va varier avec la fréquence.

Une mesure de résidu de temps de trajet va donc au final se faire pour chaque évènement sismique (ev), chaque station sismologique (st), chaque phase sismique (ph), et dans chaque bande de fréquence (f). Pour chaque ensemble (ev,st,ph,f) une mesure de la corrélation croisée [Sec. 2.1.2] entre sismogrammes observé et synthétique est donc réalisée.

Au final, le processus automatique est appliqué à la base de données de sismogrammes [Tab. 2.2] et permet la constitution de notre base de données de résidus de temps de trajet [Tab. 2.4].

Phase	Résidus	Phase	Résidus	Phase	Résidus
<i>P</i>	331671	<i>SH</i>	295332	<i>SV</i>	227529
<i>PP</i>	386678	<i>ScSH</i>	195227	<i>SSV</i>	413947
<i>P_{diff}</i>	75323	<i>SSH</i>	352113	<i>SKSV</i>	91137
<i>PKIKP</i>	48706	<i>SH_{diff}</i>	93271	<i>SV_{diff}</i>	86546
<i>PKP</i>	15261	<i>SKSH</i>	57321		

Tableau 2.4 – Nombre de résidus de temps de trajet mesurés pour chaque phase sismique. Chacune de ces mesures est réalisée 11 fois, pour les sismogrammes filtrés dans les 10 différentes bandes de fréquence, et pour les sismogrammes large-bande.

2.3.4 Résidus d’amplitude (Étape 5 – 3/3)

En plus de mesurer le décalage temporel entre sismogrammes observés et synthétiques, la détermination de l’écart en amplitude est tout aussi importante pour la tomographie sismique. L’amplitude d’une onde de volume peut être affectée essentiellement par deux effets : la perte d’énergie due à différents effets atténuants et la focalisation/défocalisation de l’onde, qui peut l’atténuer ou bien l’amplifier, selon la longueur d’onde et le signe de l’anomalie de vitesse.

C’est pourquoi il est également important de mesurer les résidus d’amplitude entre sismogrammes observés et synthétiques, afin d’être capable de mettre en évidence les phénomènes à l’origine de l’atténuation des ondes sismiques à l’échelle globale.

L’amplitude d’une onde de volume s’atténue proportionnellement à $e^{-\omega t^*/2}$, avec

$$t^* = \int \frac{ds}{v(\mathbf{r})Q(\mathbf{r})}, \quad (2.21)$$

où v est la vitesse de propagation de l’onde, et Q le *facteur de qualité* du milieu traversé. Il devient alors possible de directement relier la perturbation d’amplitude δA [Eq. 2.10] au facteur d’atténuation t^* du milieu traversé. Quelques aspects concernant les résidus d’amplitude seront discutés dans la Sec. 3.2.3.

2.3.5 Exemples

Les Fig. 2.13 – 2.22 donnent des exemples de mesures de résidu de temps et d'amplitude faites sur différentes phases sismiques provenant d'un séisme ayant eu lieu le 12/06/2003 à 08h59m20.2s dans les Îles Salomon, à 174 km de profondeur. Les Fig. 2.23 – 2.24 sont quant à elles issues d'un séisme ayant eu lieu le 07/08/2006 à 22h18m54.0s dans les Îles Vanuatu. Les mesures ont été faites sur les phases sismiques suivantes (et les sismogrammes enregistrés aux stations suivantes) : P (SSE), SH (KMI), SV (WMQ), P_{diff} (ALE), SH_{diff} (FFC), SV_{diff} (ECH), PP (SSB), SSH (GSC), $ScSH$ (CTAO), $SKSV$ (NE76), PKP (CM26), $PKIKP$ (KIEV) [Fig. 2.12].

De façon générale, cet ensemble de figures présente des mesures de très bonne qualité. Ces n'est bien évidemment pas toujours le cas, d'où la nécessité de procéder à une sélection sur la qualité des mesures de résidus [Sec. 3.2.1]. Le niveau de bruit dans les signaux observés est directement lié au coefficient de corrélation, et est particulièrement élevé dans les trois premières gammes de fréquences, proches du pic de bruit microsismique.

On observe par ailleurs un phénomène de *saturation* du temps de fin de la fenêtre de mesure, effet discuté dans la Sec. 2.5.

Enfin on peut voir que, pour chaque phase sismique, lorsque le coefficient de corrélation (CC) est relativement bon (typiquement supérieur à 0.9), la dispersion des mesures de résidu de temps de trajet (δt) et d'amplitude (δA) est relativement faible.

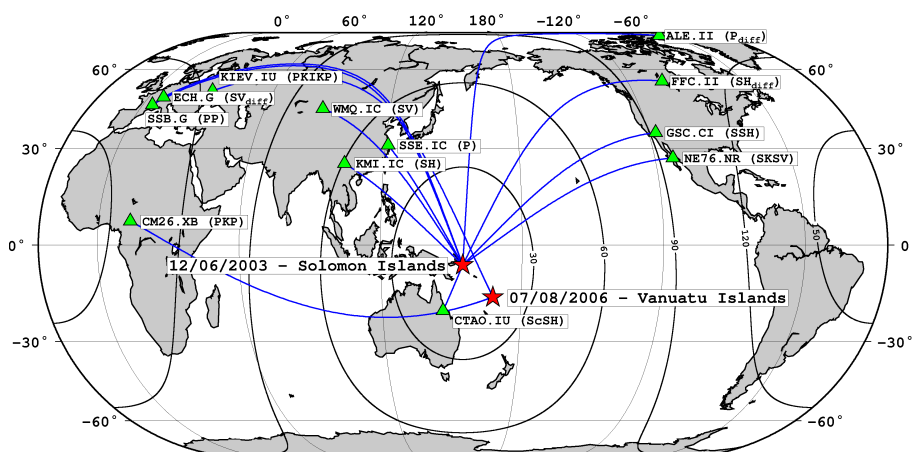


Figure 2.12 – Carte situant le séisme du 12/06/2003 (étoile rouge) et les stations (triangles verts) ayant enregistré les sismogrammes présentés dans les exemples des Fig. 2.13 – 2.24. Les lignes bleues donnent les trajectoires des différentes phases sismiques, et les lignes noires sont des isocontours en termes de distance épicentrale par rapport à l'épicentre du séisme.

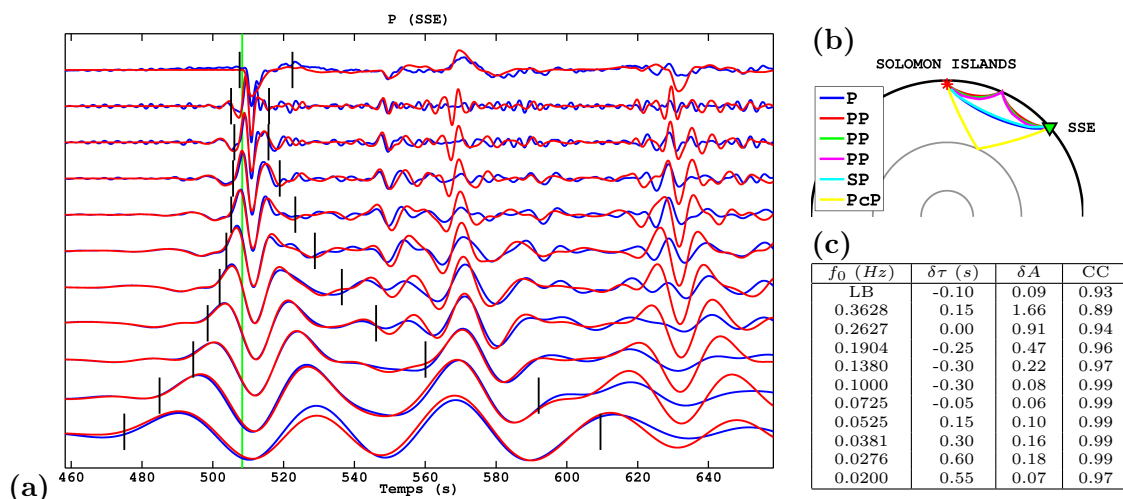


Figure 2.13 – (a) Exemple de mesures large-bande (première ligne) et dans 10 bandes de fréquence (de haut en bas, à partir de la deuxième ligne) de résidus pour une phase P enregistrée à une distance épacentrale de 48.92° . Le sismogramme synthétique *brut* (tirets rouges) a été corrigé des résidus de temps et d’amplitude (trait plein rouge) mesurés par rapport au sismogramme observé (trait plein bleu). La ligne verticale verte donne le temps théorique d’arrivée de la phase P (calculé avec TauP [Buland & Chapman, 1983]), et les lignes noires donnent les temps de début et de fin des fenêtres de mesure. (b) Tracés de rai des principales phases sismiques présentes dans le sismogramme pour la gamme de distances de la phase P . (c) Valeurs des résidus de temps (seconde colonne), d’amplitude (troisième colonne), et du coefficient de corrélation, dans les différentes bandes de fréquence (première colonne).

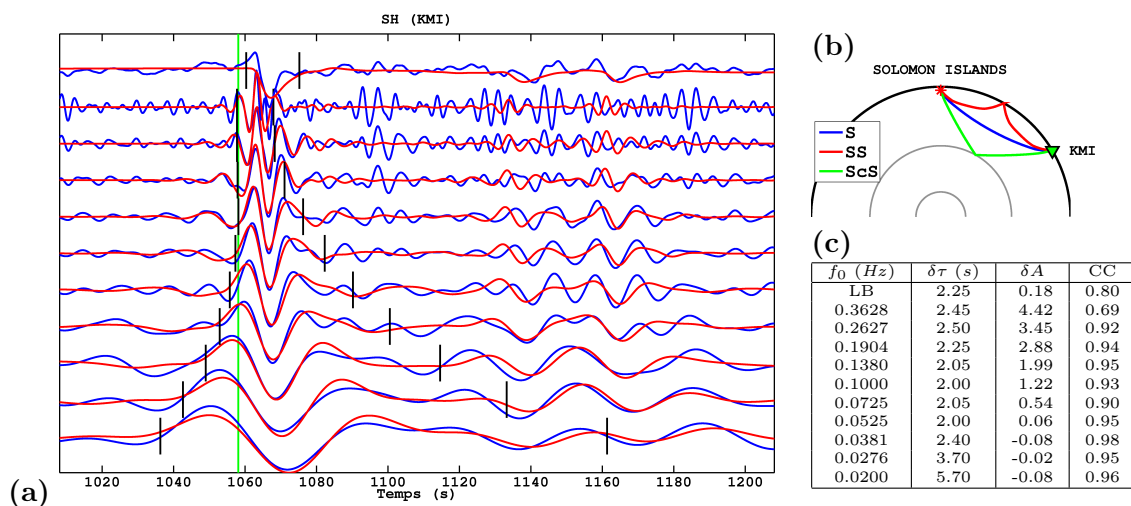


Figure 2.14 – Identique à la Fig. 2.13 pour une phase SH enregistrée à 59.32° .

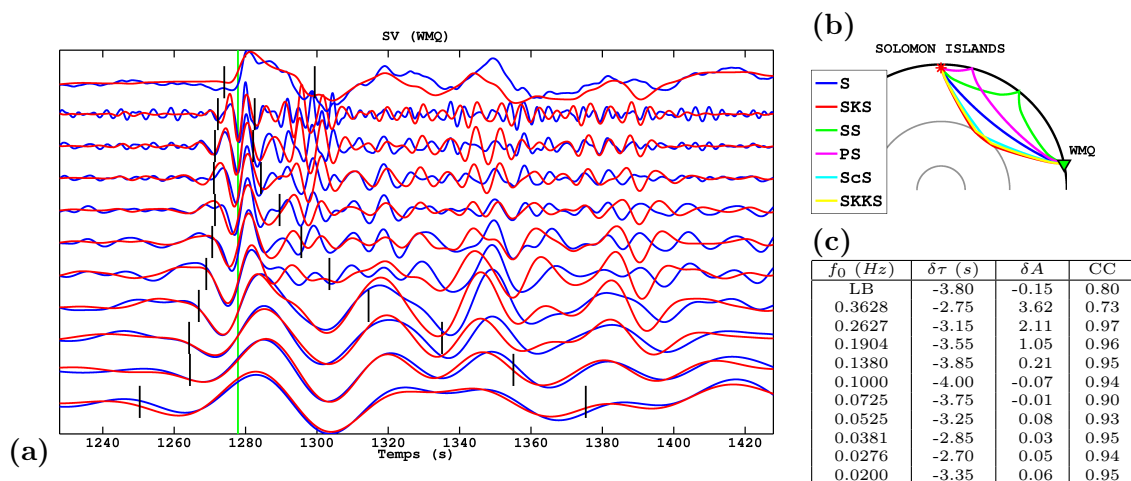
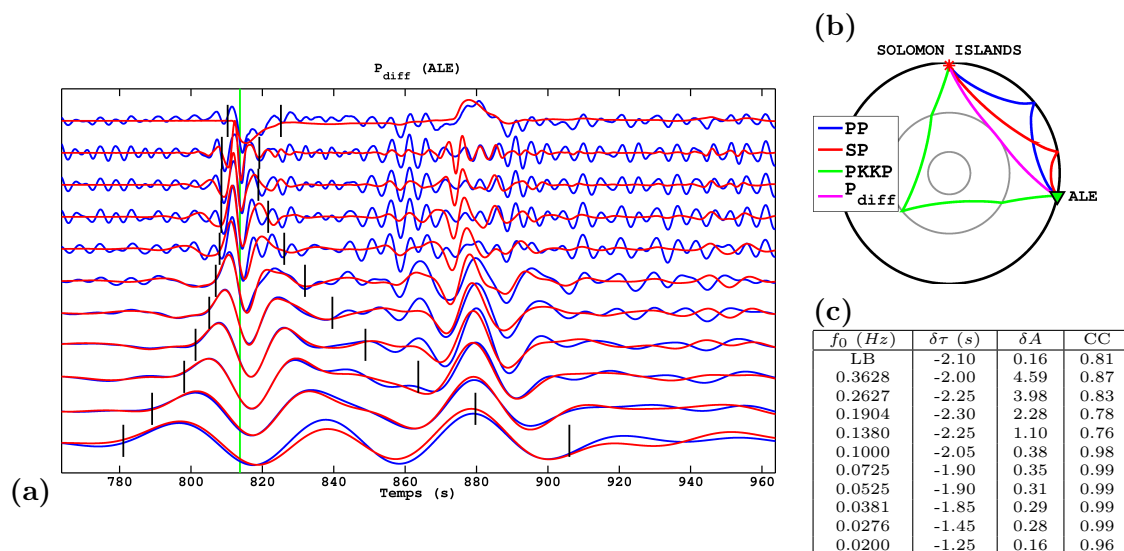
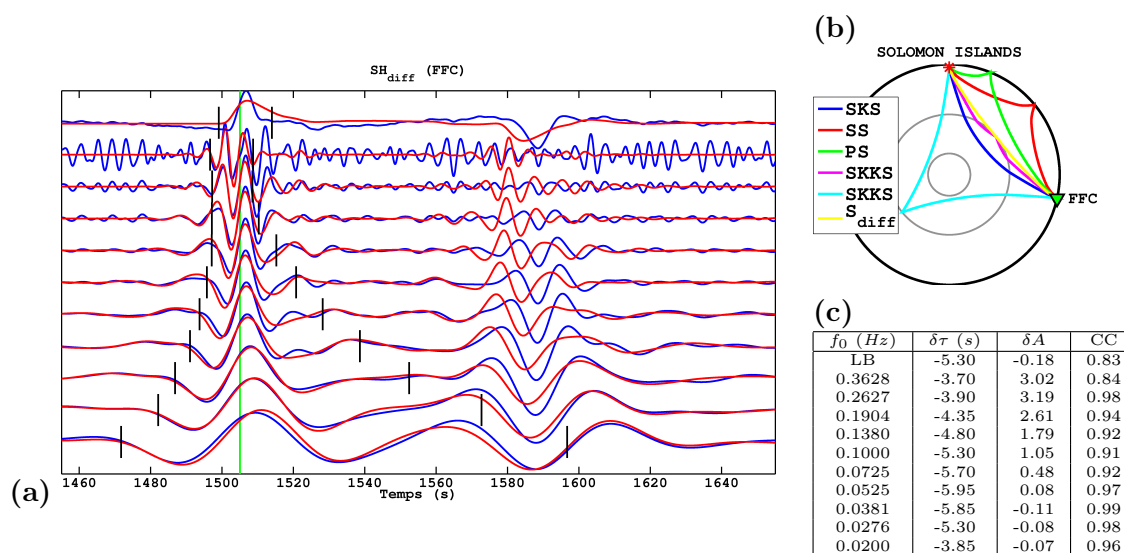
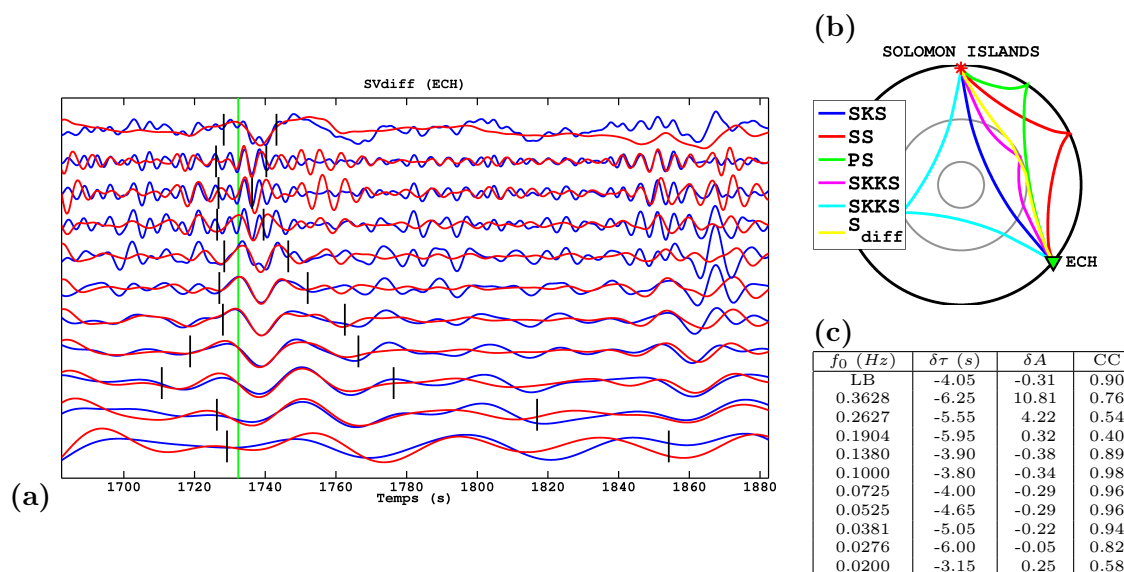
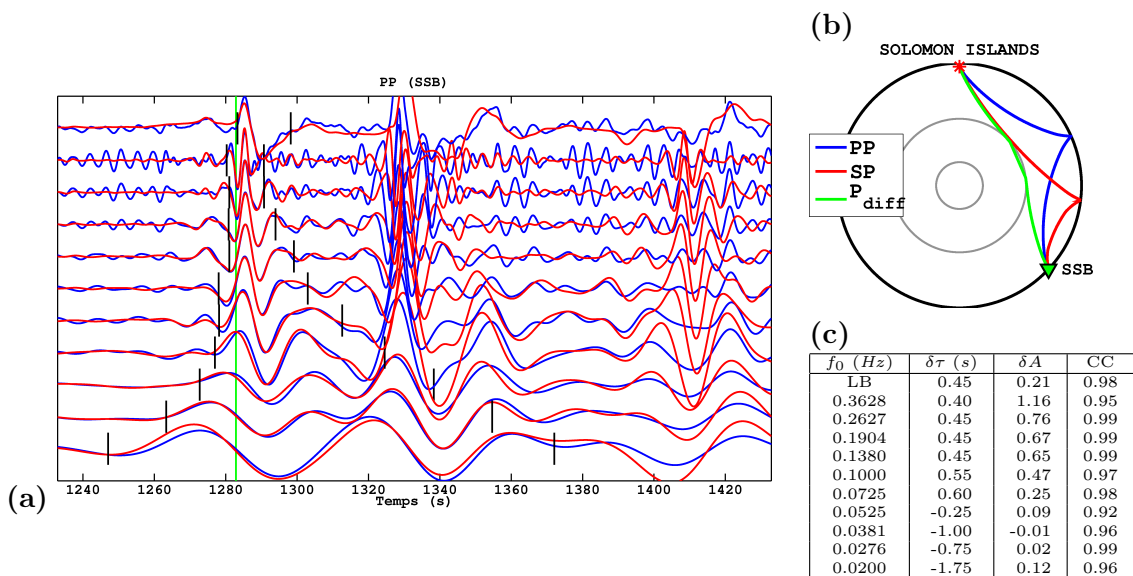
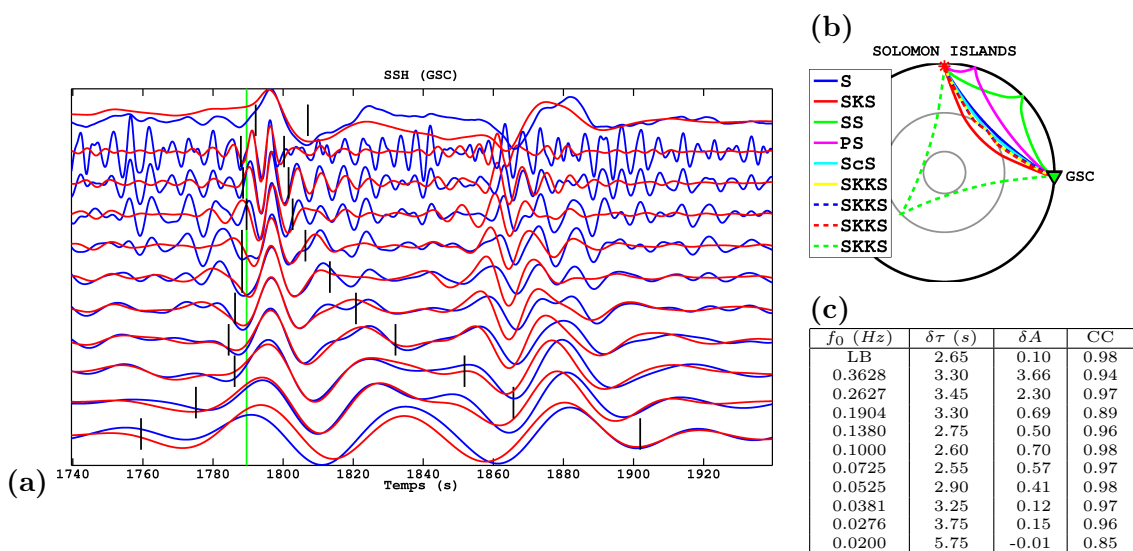
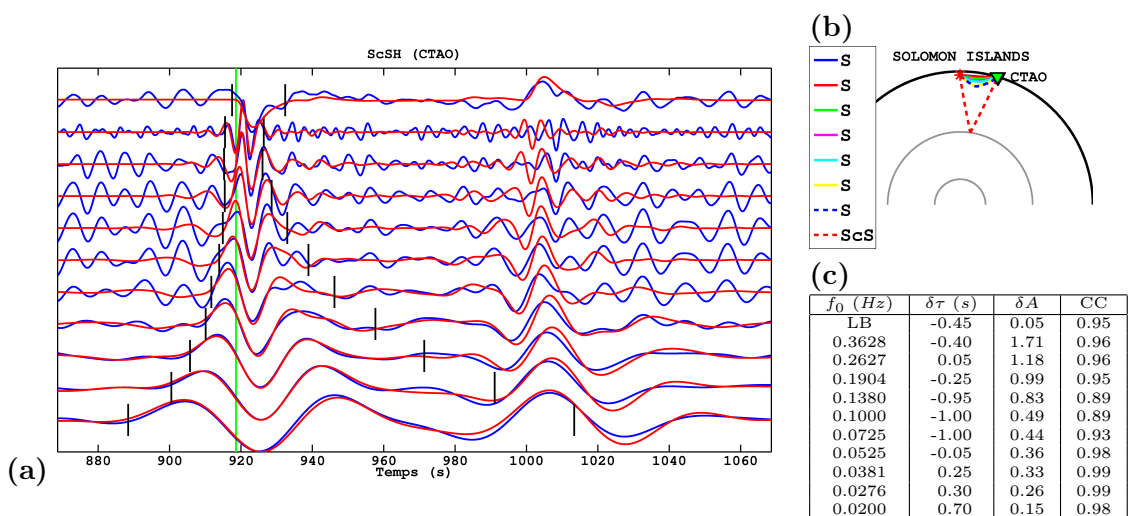


Figure 2.15 – Identique à la Fig. 2.13 pour une phase SV enregistrée à 77.98° .

Figure 2.16 – Identique à la Fig. 2.13 pour une phase P_{diff} enregistrée à 101.92° .Figure 2.17 – Identique à la Fig. 2.13 pour une phase SH_{diff} enregistrée à 102.47° .Figure 2.18 – Identique à la Fig. 2.13 pour une phase SV_{diff} enregistrée à 129.72° .

Figure 2.19 – Identique à la Fig. 2.13 pour une phase PP enregistrée à 133.10° .Figure 2.20 – Identique à la Fig. 2.13 pour une phase SSH enregistrée à 92.07° .Figure 2.21 – Identique à la Fig. 2.13 pour une phase $ScSH$ enregistrée à 16.32° .

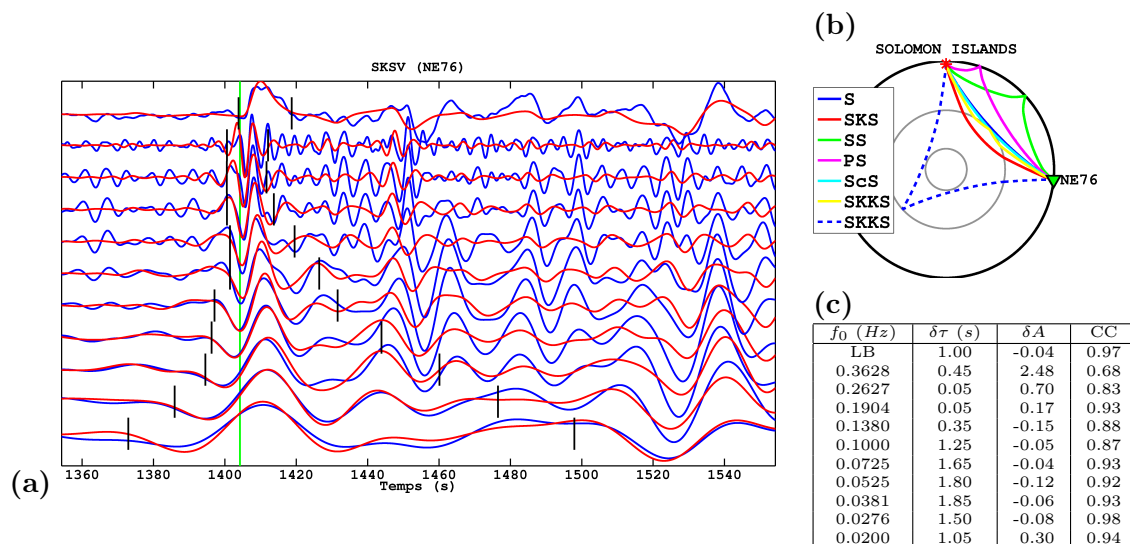


Figure 2.22 – Identique à la Fig. 2.13 pour une phase *SKSV* enregistrée à 95.48° .

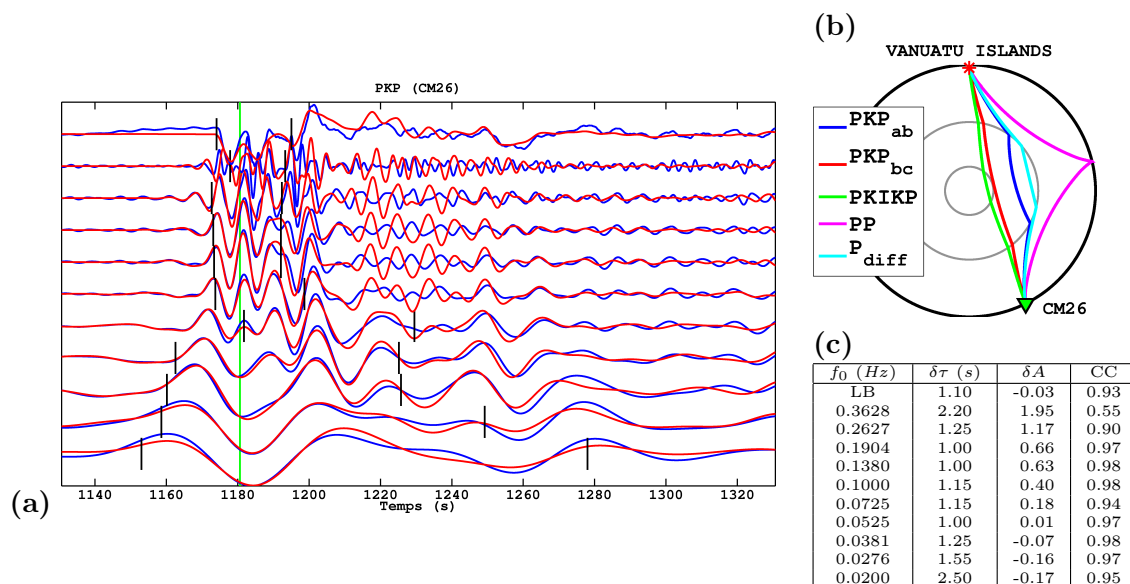


Figure 2.23 – Identique à la Fig. 2.13 pour une phase *PKP* enregistrée à 154.43° .

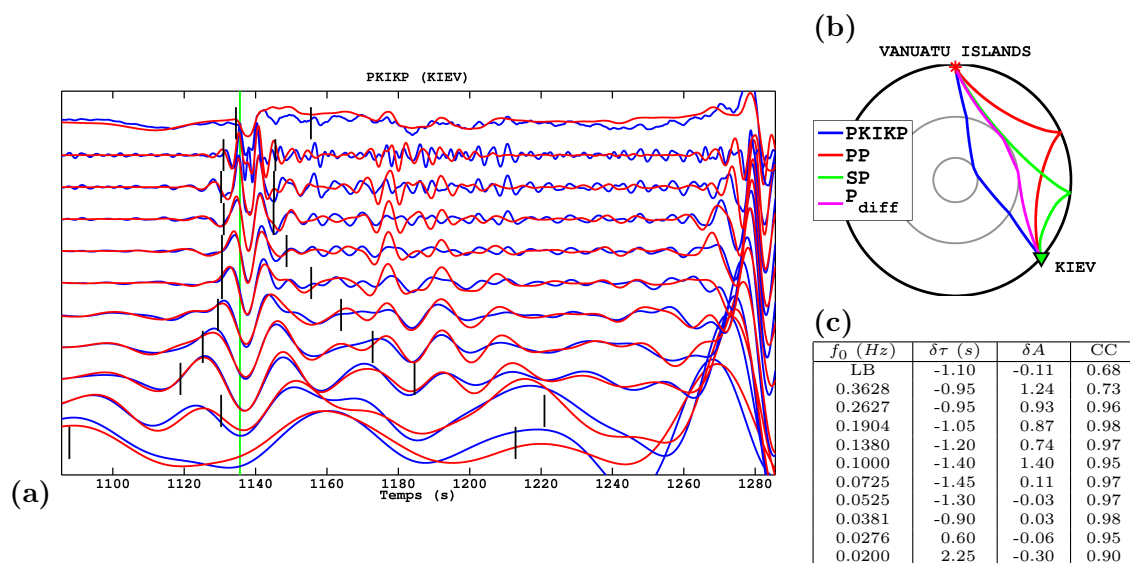


Figure 2.24 – Identique à la Fig. 2.13 pour une phase *PKIKP* enregistrée à 131.92° .

Avant de passer à la réalisation de l'image tomographique [Chap. 5], et à l'analyse de la base de données [Chap. 4], des corrections standards doivent être apportées à nos mesures de résidus de temps de trajet.

2.4 Corrections standards appliquées aux mesures (Étape 6)

Certains phénomènes ne sont pas pris en compte dans les mesures de résidus. En effet, puisque celles-ci sont réalisées par corrélation croisée entre données observées et données synthétisées dans un modèles 1D, certains effets 3D sont ignorés. Il est donc indispensable d'effectuer certaines corrections aux mesures avant de pouvoir les utiliser.

2.4.1 Correction d'ellipticité

La modélisation des sismogrammes synthétiques est faite dans un modèle à symétrie sphérique. Toutefois, la forme de la Terre est en réalité déformée par la force centrifuge engendrée par sa rotation, ayant pour effet que les pôles se retrouvent à une distance réduite de 22 *km* du centre par rapport à un point situé à l'équateur.

Au premier ordre, la Terre peut être assimilée à un ellipsoïde de révolution, possédant un aplatissement $f = 0.3352 \times 10^{-2}$. L'écart δr de cet ellipsoïde à une Terre sphérique est donné par

$$\frac{\delta r}{r} \approx \epsilon(r) \left(\frac{1}{3} - \cos^2 \theta \right), \quad (2.22)$$

où $\epsilon(r)$ est l'ellipticité de la Terre, r la distance au centre de la Terre et θ la co-latitude (angle par rapport à l'axe de rotation de la Terre). La variation de l'ellipticité avec le rayon peut être déduite de l'équation de Clairaut si on suppose que la Terre possède la forme d'un fluide en rotation et en équilibre hydrostatique :

$$\frac{d^2\epsilon}{dr^2} + \frac{8\pi G\rho}{g} \left(\frac{d\epsilon}{dr} + \frac{\epsilon}{r} \right) - \frac{6\epsilon}{r^2} = 0 \quad (2.23)$$

où G est la constante de gravité, g l'accélération de la gravité et ρ la densité (tirée du modèle ak135).

Ainsi, l'Eq. 2.22 implique que les surfaces de vitesse constante (les discontinuités du modèle) sont des ellipsoïdes, et non plus des sphères. Les calculs réalisés à partir des modèles de Terre sphérique doivent donc être corrigés de ces effets d'ellipticité. Les corrections à appliquer vont donc dépendre de la phase sismique en question, et de l'interaction qu'elle aura avec les différentes discontinuités de vitesse. À un point donné du rai sismique correspondant à cette phase, la vitesse sera alors légèrement différente dans le cas d'une Terre elliptique. Le principe de Fermat, également applicable aux rais sismiques, nous permet de négliger le changement de position du rai. Finalement, seuls le déplacement des bornes du rai (positions du foyer du séisme et de la station d'enregistrement) et de la position des discontinuités de vitesse sont à prendre en compte [Dziewonski & Gilbert, 1976].

La différence de temps de trajet $\delta\tau_{el}$ le long du même rai sismique au sein d'une Terre elliptique, par rapport à une Terre sphérique, dans le cas d'une onde transmise à l'interface, sera alors :

$$\delta\tau_{el} = -\delta r \left(\frac{\cos i_2}{v_2} - \frac{\cos i_1}{v_1} \right), \quad (2.24)$$

où i_n, v_n sont respectivement l'angle par rapport à la verticale et la vitesse des ondes incidente (1) et transmise (2). Dans le cas d'une onde réfléchie, la correction devient alors

$$\delta\tau_{el} = \pm\delta r \left(\frac{\cos i_1}{v_1} + \frac{\cos i_2}{v_2} \right), \quad (2.25)$$

où le signe est positif dans le cas d'une réflexion par dessous, et négatif sinon. Ici, les vitesses v_1 et v_2 respectives des ondes incidente (1) et réfléchie (2) sont égales si aucune conversion n'a lieu à l'interface. Ces corrections doivent être faites pour chaque réflexion ou transmission à une interface. Et enfin, les corrections d'ellipticité au niveau de la source sismique (s) et du récepteur (r) sont respectivement :

$$\delta\tau_{el} = -\delta r_s \frac{\cos i_s}{v_s}, \quad (2.26)$$

$$\delta\tau_{el} = -\delta r_r \frac{\cos i_r}{v_r}. \quad (2.27)$$

La prise en compte de l'ellipticité de la Terre implique également un changement dans les latitudes utilisées pour la localisation des séismes et stations d'enregistrement. Celles-ci sont habituellement données en système géographique, et non géocentrique. Ainsi, connaissant l'aplatissement f de la Terre, on a la relation entre co-latitudes sphérique et elliptique, donnée par

$$\cot \theta_{\text{géocentrique}} = 0.993277 \cot \theta_{\text{géographique}}. \quad (2.28)$$

Cette correction est à faire pour chaque point de la Terre utilisé (séisme ou station), et doit être appliquée avant toutes la correction d'ellipticité décrite précédemment. De ce changement de coordonnées, découle également de nouveaux calculs des distances et azimuts entre séismes et stations.

2.4.2 Correction de topographie à la station

Des corrections tenant compte de la topographie de surface sont également à appliquer aux mesures. En effet, les stations sismologiques ne sont pas nécessairement situés au niveau de la mer (ou du géoïde de référence).

Ainsi, si une phase sismique est enregistrée à une station sismologique où la topographie est élevée de h km, le temps supplémentaire nécessaire pour atteindre la surface s'écrit alors

$$\delta\tau = \int_a^{a+h} \frac{dr}{v\sqrt{1-p^2v^2/r^2}}. \quad (2.29)$$

où p est le paramètre de rai (également appelé lenteur) de la phase, c sa vitesse, a le rayon de la Terre et r la distance à son centre. Ceci correspond toutefois à un trajet perturbé ayant parcouru la même distance que le trajet non perturbé. Ainsi, le rai perturbé a en réalité parcouru la distance $\Delta + \delta\Delta$, où

$$\delta\Delta = \int_a^{a+h} \frac{dr}{r\sqrt{r^2/p^2v^2-1}}. \quad (2.30)$$

Et finalement, le correction de temps de trajet pour une phase sismique enregistrée par une station située en altitude devient :

$$\delta\tau = \delta\tau - p\delta\Delta = \int_a^{a+h} \frac{1}{v}\sqrt{1-p^2v^2/r^2} dr. \quad (2.31)$$

Cette théorie s'applique de manière identique à toutes les phases sismiques.

De telles corrections de topographie pourraient également être appliquées dans le cas de phases sismiques réfléchies en des points en surface (pP , sS , PP , SS , ...) où la topographie est importante. Ceci serait intéressant dans le cas des phases de profondeur (pP , sS , ...), car le point de réflexion est très proche de la source, mais néanmoins difficilement applicable aux phases réfléchies (PP , SS , ...), puisque la zone de Fresnel est bien plus large et

le point de réflexion plus difficile à définir dans ce cas-là.

Ces corrections sont bien évidemment intégrées au processus automatique, sous la forme d'une routine utilisée une fois les mesures réalisées, et appliquées à chacune des mesures [Fig. 2.25]. Les corrections d'ellipticité sont faites grâce à l'algorithme `ellip` [Kennett & Gudmundsson, 1996].

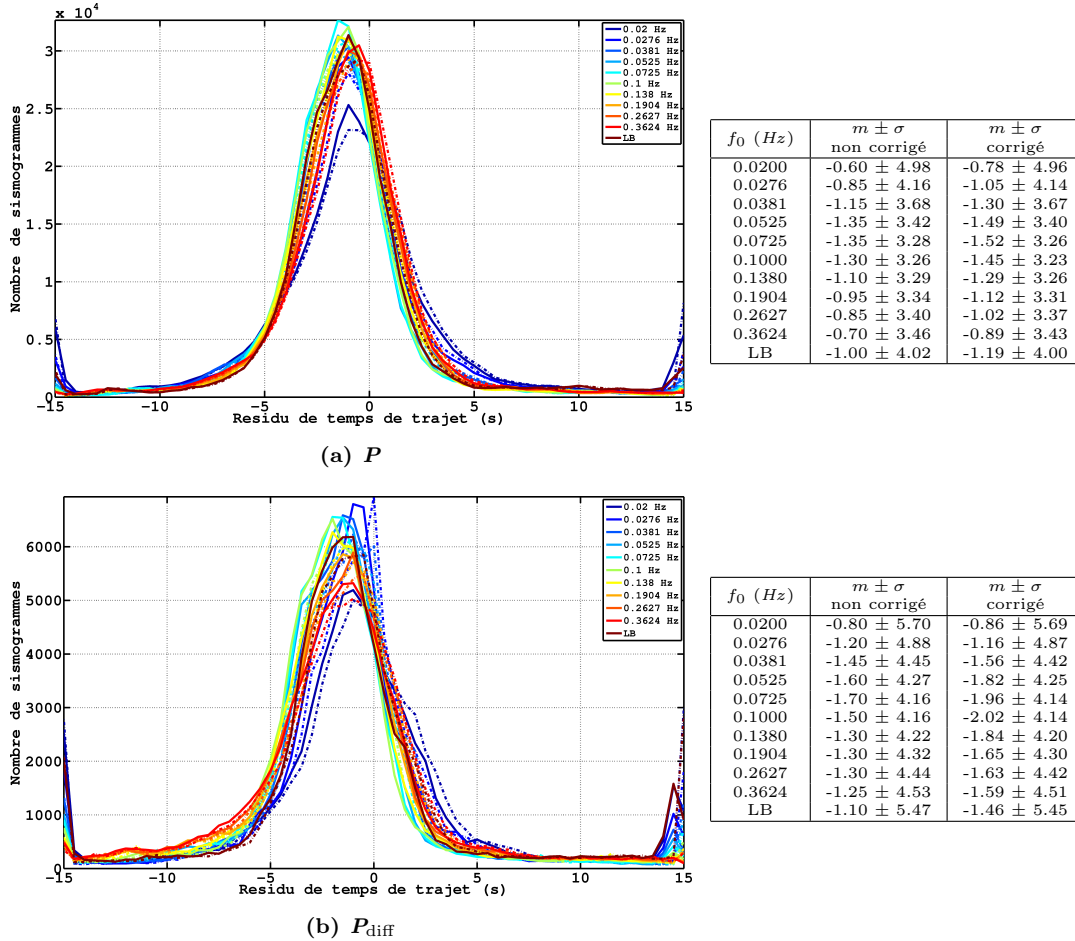


Figure 2.25 – Distribution des résidus de temps de trajet avant (trait plein) et après (tiret pointillés) correction des effets de l'ellipticité et de la topographie à la station, pour des résidus mesurés sur des phases (a) P et (b) P_{diff} . La légende donne les gammes de fréquence correspondant à chaque couleur. Les valeurs des médianes et écarts-types correspondants sont données dans les tableaux adjacents.

En plus des corrections présentées précédemment, il devient indispensable lorsque, par exemple, on veut réaliser une tomographie à haute résolution de la lithosphère, de prendre en compte les effets de la variation de l'épaisseur de la croûte terrestre. Une étude a été réalisée à ce propos [Schardong *et al.*, 2012], détaillée dans le Chap. 4.

2.5 Conclusions et perspectives

Une méthode automatique de mesures multi-fréquentielles de résidus de temps de trajet et d'amplitude a été développée pour la construction d'une importante base de données, constituée de nombreuses phases sismiques.

Les mesures de résidu ont été effectuées par corrélation croisée dans le but d'en déduire directement les noyaux de sensibilité dans la bande de fréquence correspondante, et de réaliser une tomographie à fréquence finie. Certains aspects de la méthode sont en effet peu adaptés à la tomographie par la théorie des rais. Entre autres, l'intégration, dans la

fenêtre temporelle de mesure, des phases de profondeur a tendance à modifier la valeur du résidu par rapport à une mesure de la phase directe seule. Par la théorie des rais, cette modification sera interprétée comme un changement dans l'amplitude d'une anomalie de vitesse traversée. Les noyaux de sensibilité, quant à eux sont capables de modéliser les phases de profondeur, même si elles sont dans le même intervalle de temps que celui dans lequel se fait la mesure sur la phase directe.

Par ailleurs, les mesures multi-fréquentielles nous apportent de meilleures contraintes sur les anomalies de vitesse, puisqu'elles sont *observées* à différentes fréquences. Ceci constitue apport intéressant, nous conduisant vers une amélioration de la résolution des images tomographiques.

Concernant les futures améliorations de la méthode, outre l'ajout de nouvelles données au fil des années, perpétuellement mises à jour par les différents centres sismologiques de part le monde (IRIS, ISC,...), ou par l'intégration de nouveaux réseaux sismologiques, deux aspects sont à approfondir.

Dans un premier temps, un oubli a été noté récemment, après que toutes les mesures aient été réalisées, dans l'algorithme de sélection de la fenêtre de corrélation. Il concerne la définition de l'intervalle dans lequel se fait la recherche du temps de fin t_2 de la fenêtre. Une possible augmentation du temps de fin de cet intervalle, si l'amplitude de l'enveloppe du synthétique ne dépasse jamais le seuil E_0 après l'instant $tt+20$ s, a été évoquée. Toutefois, le cas où l'amplitude est sous le seuil E_0 dès le début de cet intervalle n'est pas pris en compte. Dans ce cas-là, il faudrait que le temps de début de l'intervalle puisse, quant à lui, être réduit pour que la fenêtre de corrélation ne soit pas plus longue que la durée réelle de la phase sismique. Ceci a notamment pour effet de réduire la corrélation entre les sismogrammes observés synthétiques, puisqu'elle est mesurée sur un intervalle plus grand que celui représentant la durée de la phase, et a ainsi une plus grande probabilité d'être moins bonne. Cela a pour effet principal de réduire le nombre de mesures sélectionnées à hautes fréquences, là où la corrélation diminue très vite avec l'augmentation de la taille de la fenêtre de mesure [Fig. 2.13 – 2.24].

Le deuxième aspect qui améliorerait notre méthode concerne l'estimation de l'erreur sur les mesures de résidu. Aucune incertitude n'est en effet déterminée dans notre procédure. Un moyen d'estimer cette erreur consisterait à déterminer la largeur du pic de la fonction de corrélation à différentes valeurs du coefficient de corrélation, et ainsi définir différents critères, selon la fréquence à laquelle est faite la mesure [Fig. 2.26] [Chevrot, 2002].

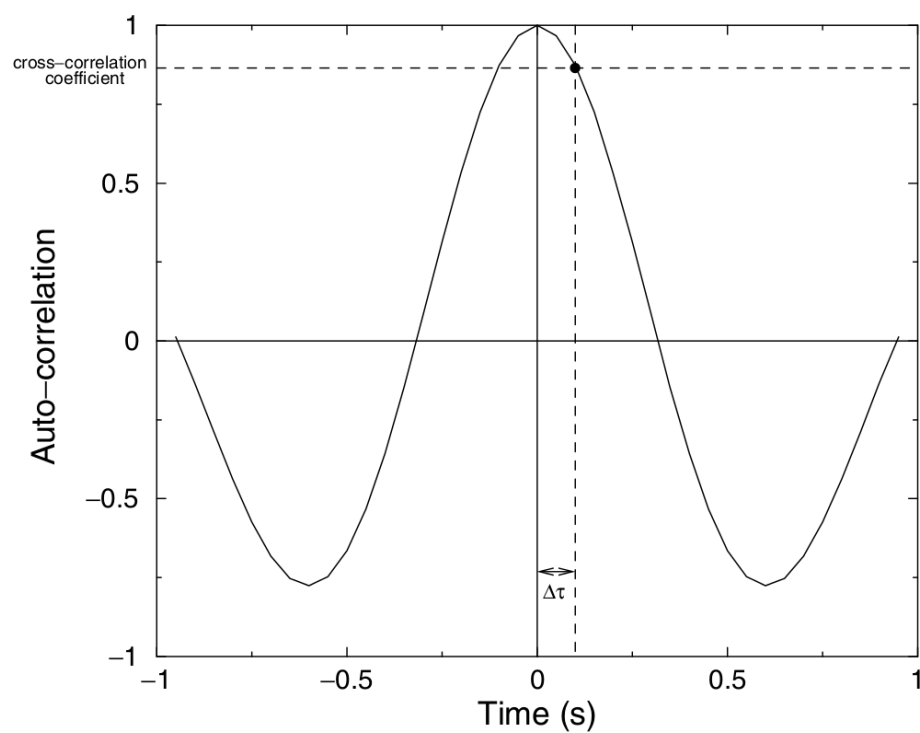


Figure 2.26 – Illustration de l'estimation de l'erreur sur la mesure du résidu de temps de trajet. La ligne pleine montre la fonction d'auto-corrélation du sismogramme synthétique. Celle-ci est égale au coefficient de corrélation entre le sismogramme observé et le sismogramme synthétique au point marqué d'un cercle noir. L'instant auquel la fonction d'auto-corrélation passe par ce point détermine l'erreur sur le résidu de temps, noté ici $\Delta\tau$. [extrait de Chevrot, 2002]

Chapitre 3

Analyse de la base de données de temps de trajet

Sommaire

3.1 Paramètres de source déterminés par recuit simulé	53
3.1.1 Profondeur de source	53
3.1.2 Fonction source	55
3.2 Sélection des résidus de temps de trajet	56
3.2.1 Sélection sur la qualité des mesures	56
3.2.2 Sélection sur la cohérence des résidus au sein d'un séisme	59
3.2.3 Sélection finale	61
3.3 Études de cas	70
3.3.1 Signature de la couche D'' dans les résidus de phases SH_{diff}	70
3.3.2 Validation de la base de données par imagerie lithosphérique	71
3.3.3 Résidus de temps et d'amplitude dans la couche D''	72
3.4 Conclusions et perspectives	74

La méthode automatique de mesure de résidus de temps de trajet développée [Sec. 2.3] a par la suite été utilisée sur la base de données sismologiques [Sec. 2.2]. Par ailleurs, avant de nous lancer dans la réalisation de l'image tomographique [Chap. 5], les mesures vont être sélectionnées selon plusieurs critères [Sec. 3.2], puis utilisées pour différentes études de cas particuliers afin de démontrer leur robustesse [Sec. 3.3].

3.1 Paramètres de source déterminés par recuit simulé

Avant de s'intéresser aux mesures de résidus, une première analyse de notre base de données peut être faite sur la profondeur et la fonction source (STF) déterminées par l'inversion de formes d'ondes de volume par recuit simulé (SAWIB).

La méthode SAWIB, et les résultats présentés dans les paragraphes suivants, ont fait l'objet d'un article en cours de publication dans la revue *Bulletin of Seismological Society of America* [Garcia *et al.*, 2012]. L'article correspondant est disponible dans son intégralité dans l'Annexe A.

3.1.1 Profondeur de source

La localisation précise d'un séisme étant indispensable pour la réalisation d'images tomographiques haute résolution, sa profondeur doit être déterminée avec la plus grande précision.

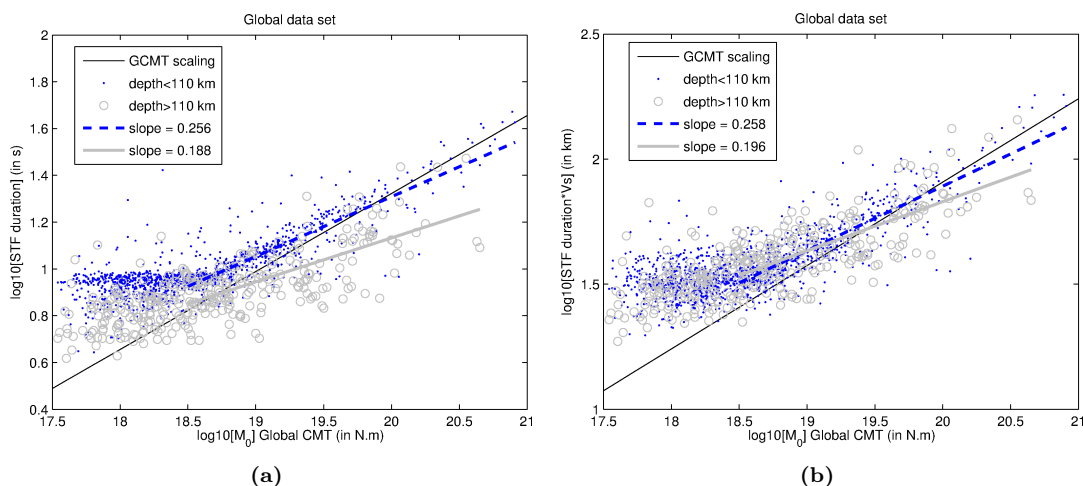


Figure 3.1 – (a) Logarithme de la durée de fonction source (déterminée par SAWIB) et (b) de la durée de fonction source multipliée par la vitesse des ondes S , en fonction du logarithme du moment sismique (extrait de la base de données GCMT) pour des événements superficiels (<110 km) (points bleus) et profonds (>110 km) (cercles gris). Un ajustement linéaire est représenté pour les séismes superficiels (droite en pointillés bleus) et profonds (droite grise). La ligne noire donne la relation d'échelle utilisée par le projet *GlobalCMT* [Dziewonski *et al.*, 1981].

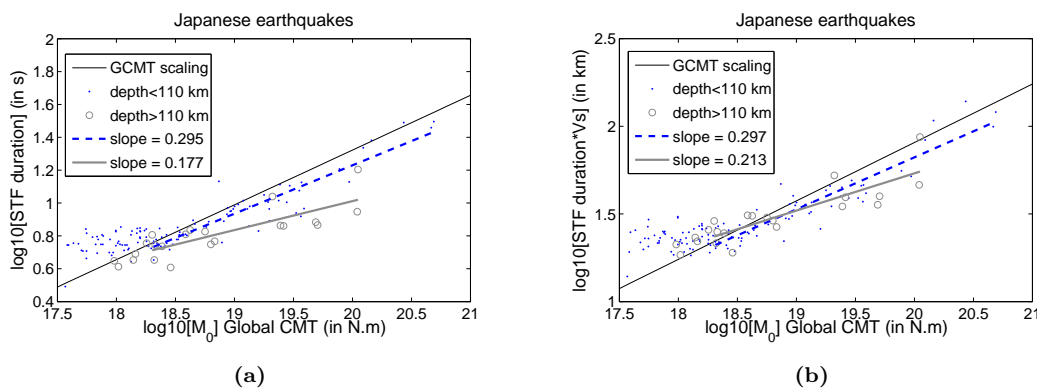


Figure 3.2 – Identique à la Fig. 3.1 pour des séismes situés dans la zone de subduction japonaise uniquement. [extrait de Garcia *et al.*, 2012]

Une première analyse des paramètres de source peut être faite sur la possible dépendance, vis-à-vis de la profondeur, de la relation entre la durée ΔT_{STF} des fonctions source déterminées par SAWIB, et le moment sismique M_0 (produit de la surface de la faille, de la rigidité de la roche, et du déplacement moyen de la faille, directement relié à la magnitude du séisme), issu de la base de données GCMT (*Global Centroid Moment Tensor*). La Fig. 3.1 présente une telle analyse pour l'ensemble des séismes de notre base de données. On peut observer une différence assez nette dans le pente de la droite $\log_{10}(\Delta T_{STF}) = f(\log_{10}(M_0))$ entre les séismes profonds (0.188) et superficiels (0.256).

Une analyse similaire a été faite sur un échantillon de séismes japonais, région où la forte densité de stations d'enregistrements permet la comparaison avec des paramètres de source très bien contraints [Garcia *et al.*, 2012]. Dans ce cas régional, et comme cela a déjà été remarqué par des précédents travaux (*e.g.* Tocheport *et al.*, 2007), les durées de STF de séismes profonds sont plus courtes que celles de séismes superficiels. Puisque les STF déterminées par SAWIB n'utilisent que des enregistrements d'ondes P non corrigés de l'atténuation, cet effet pourrait expliquer l'observation faite sur la Fig. 3.2. Or, cet effet est négligeable pour des STF plus longues que 14 s, et est inférieur à 1.5 s pour des séismes superficiels (respectivement profonds) dont les STF sont plus courtes que 7.5 s (respectivement 5 s) [Garcia *et al.*, 2012]. L'effet de l'atténuation des ondes P ne peut donc pas à lui tout seul expliquer cette observation.

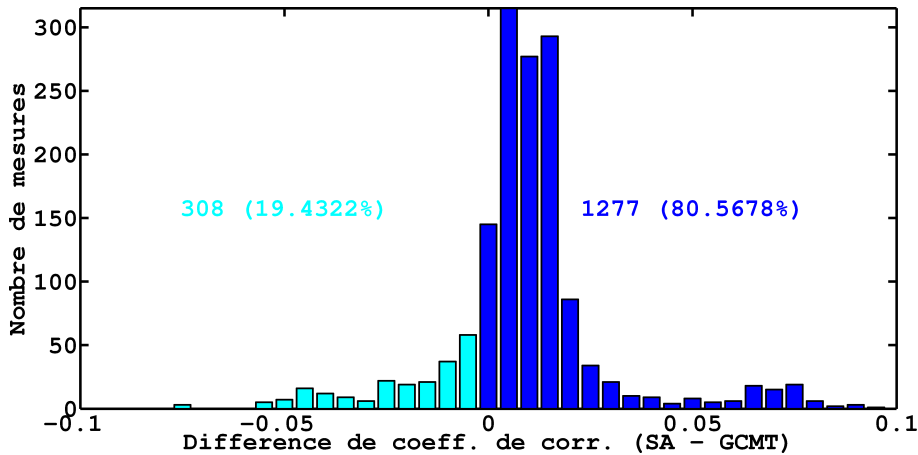


Figure 3.3 – Histogramme des différences de coefficient de corrélation entre ondes P observées et synthétiques en utilisant les STF obtenues par SAWIB (SA) et celles du projet *Global Centroid Moment Tensor* (GCMT). Les nombres et pourcentages indiquent les quantités de données pour lesquelles la différence de coefficient de corrélation est négative (cyan), ou positive (bleu). [d’après Garcia *et al.*, 2012]

La différence entre durées de STF de séismes profonds et superficiels est particulièrement significative pour les séismes les plus forts. Dans notre analyse régionale, les pentes observées de la relation entre durée de STF et moment sismique pour les cas profond ($\simeq 0.213 \pm 0.1$) et superficiel ($\simeq 0.297 \pm 0.05$) sont proches de la pente de la relation d’échelle attendue ($\simeq 0.33$) [Kanamori & Anderson, 1975], comme cela a été précédemment observé dans la même région [Oth *et al.*, 2010], ou à plus faible magnitude dans d’autres régions [Abercrombie, 1995 ; Mayeda & Walter, 1996b].

Enfin, lorsque les durées de STF sont multipliées par la vitesse des ondes S à la profondeur des séismes correspondants, la relation avec les moments sismiques est similaire pour des séismes superficiels et profonds. Une telle relation pourrait ainsi être utilisée pour correctement estimer la durée de la STF à partir du moment sismique de séismes de profondeur intermédiaire [Garcia *et al.*, 2012].

Les plus faibles valeurs de pente observées sur l’étude globale, par rapport à l’étude régionale, peuvent être attribuées à une moyenne effectuée sur des séismes provenant de différents contextes tectoniques.

3.1.2 Fonction source

Le contenu haute fréquence des STF obtenues par SAWIB est un atout majeur pour une modélisation fidèle des sismogrammes [Garcia *et al.*, 2012], alors que les méthodes plus classiques [Dziewonski *et al.*, 1981 ; Dziewonski & Woodhouse, 1983] se contentent de représenter cette impulsion initiale par une simple fonction triangle. Ceci peut être assez clairement démontré en mesurant la corrélation entre sismogrammes observés et synthétiques obtenus avec la STF de SAWIB d’une part, et celle entre sismogrammes observés et synthétiques obtenus avec la STF de GCMT d’autre part. Un histogramme de la différence de coefficients de corrélation entre ces deux types de mesures donne une distribution clairement positive Fig. 3.3. Cet histogramme étant réalisé à partir de mesures de bonne qualité uniquement, cela montre bien que les sismogrammes synthétiques obtenus par convolution avec la STF déterminée par SAWIB sont plus fidèles aux données observées.

3.2 Sélection des résidu de temps de trajet mesurés par corrélation croisée

La méthode de mesure de résidu de temps de trajet que nous avons développée nous a permis de réaliser plus de 23 millions de mesure, pour 14 phases sismiques, dans onze gammes de fréquence différentes, et tout ceci de manière quasiment automatique. Pour ne conserver que des mesures de très bonne qualité, de nouveaux critères de sélection sont définis.

3.2.1 Sélection sur la qualité des mesures

Comme vu précédemment [Sec. 2.2.2], la sélection des sismogrammes est assez peu contraignante. Ainsi, il est possible de réaliser des mesures aberrantes sur des cas assez particuliers de stations n'ayant pas une bonne référence temporelle. Cela aurait pour conséquence de décaler significativement le sismogramme synthétique (proportionnellement à l'erreur sur les coordonnées), ceci aboutissant alors à la mesure d'un résidu (en valeur absolue) très important. D'autres cas particuliers peuvent fausser les mesures, comme l'enregistrement de deux (ou plus) séismes successifs, observables alors sur un même sismogramme (notamment lors de crises sismiques, telles que celles de Tohoku-Oki, au Japon, ou de Maule, au Chili).

Pour éviter d'intégrer de telles mesures aberrantes dans le jeu de données utilisé pour l'inversion, une nouvelle étape de sélection va être appliquée sur les résidus. Celle-ci va notamment s'appuyer sur plusieurs critères : deux rapports signal-sur-bruit (SNR) différents et le coefficient de corrélation (CC). Le premier rapport signal-sur-bruit (dénomé *classique* par la suite) représente le rapport entre le signal observé autour de la phase sismique (entre 2 s avant et 10 s après le temps d'arrivée théorique), et le signal observé sur une durée de 50 s avant la phase (entre 52 et 2 s avant le temps d'arrivée théorique) :

$$\text{SNR}_{\text{clas}} = \frac{\sum_{t=tt-2\text{ s}}^{tt+10\text{ s}} |u(t)|}{\sum_{t=tt-52\text{ s}} |u(t)|}. \quad (3.1)$$

où $u(t)$ représente le signal observé, et tt le temps d'arrivée théorique calculé avec l'algorithme TauP [Buland & Chapman, 1983].

Ce critère de sélection vient s'ajouter aux différents critères de sélection précédemment définis [Sec. 2.2.3]. Le rapport signal-sur-bruit permet d'éliminer les traces contaminées par des sources de bruit aussi bien périodiques (houle), que ponctuelles (vie urbaine, ...). Le bruit dû à la houle (également appelé *bruit microsismique*) possède un pic d'intensité autour de 7 s de période, correspondant à la période avec laquelle les vagues heurtent les côtes. Il est d'autant plus intense sur des enregistrements provenant de stations sismologiques proches des côtes. La distribution de ce SNR dans différentes gammes de fréquence montre un net changement de comportement aux alentours de la fréquence correspondante ($T_0 = 7\text{ s} \rightarrow f_0 \simeq 0.14\text{ Hz}$) [Fig. 3.4].

Le second rapport signal-sur-bruit, le SNR *a posteriori*, mesure quant à lui, dans la fenêtre de temps $[t_1, t_2]$ où a été faite la mesure [Sec. 2.3.3], le rapport entre le signal observé $u(t)$ et le bruit résiduel après soustraction des formes d'onde synthétique $u_0(t)$

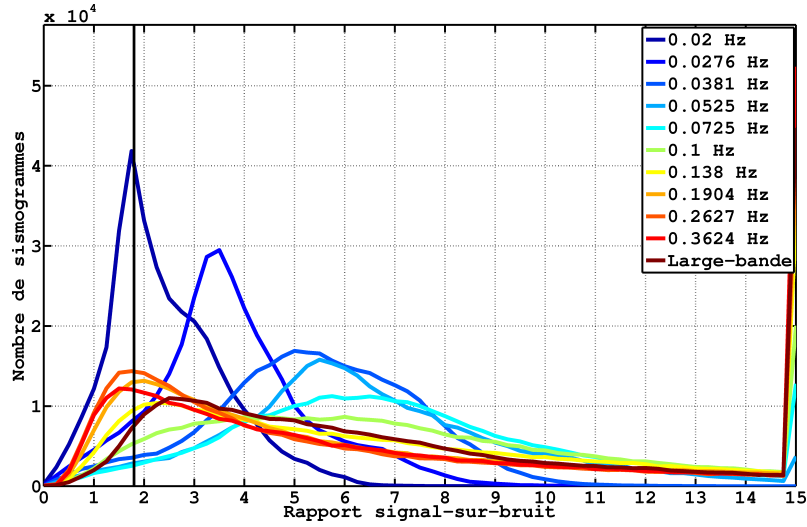
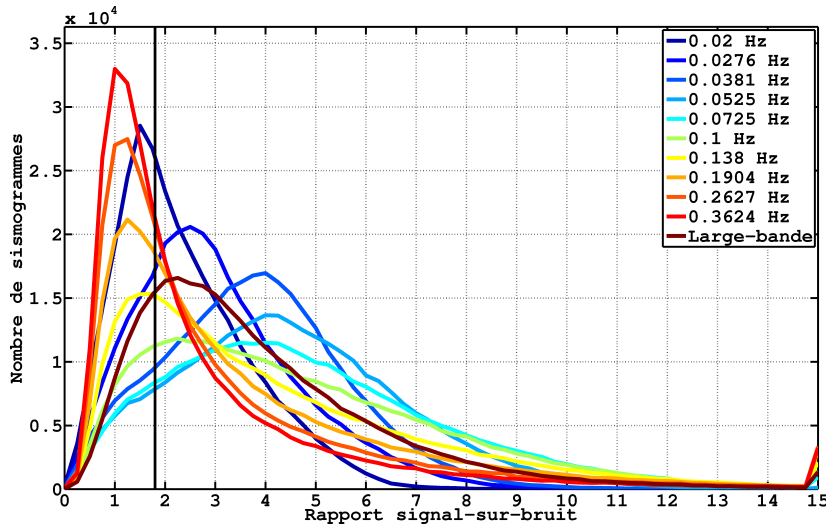
(a) *P*(b) *SH*

Figure 3.4 – Distributions des mesures de l'ensemble de la base de données selon le rapport signal-sur-bruit *classique*, pour les phases (a) *P* et (b) *SH*. L'échelle de couleur donne la fréquence centrale du filtre appliqué et la ligne verticale noire le seuil de pré-sélection appliqué dans la section suivante ($\text{SNR}_2 = 1.8$). On observe une amélioration brutale du $\text{SNR}_{\text{classique}}$ entre les hautes (couleurs chaudes) et les basses (couleurs froides) fréquences, autour de 0.1 Hz, avec à nouveau des traces assez bruitées à très basse fréquences.

(corrigée en temps et en amplitude) et observée $u(t)$:

$$\text{SNR}_{\text{post}} = \frac{\sum_{t=t_1}^{t_2} |u(t)|}{\sum_{t=t_1}^{t_2} |(1 + \delta A) \cdot u_0(t - \delta\tau) - u(t)|} \quad (3.2)$$

où $u(t)$ et $u_0(t)$ représentent respectivement les portions de sismogrammes observé et synthétique dans la fenêtre de temps $[t_1, t_2]$, la portion synthétique étant ramenée à l'amplitude maximale de la portion observée.

Le critère de sélection sur ces deux SNR sera donc :

$$\text{SNR}_{\text{post}} \geq \text{SNR}_1 \quad \text{et} \quad \text{SNR}_{\text{clas}} \geq \text{SNR}_2 \quad (3.3)$$

où SNR_1 et SNR_2 sont les seuils de sélection sur, respectivement, le SNR *a posteriori* [Fig.

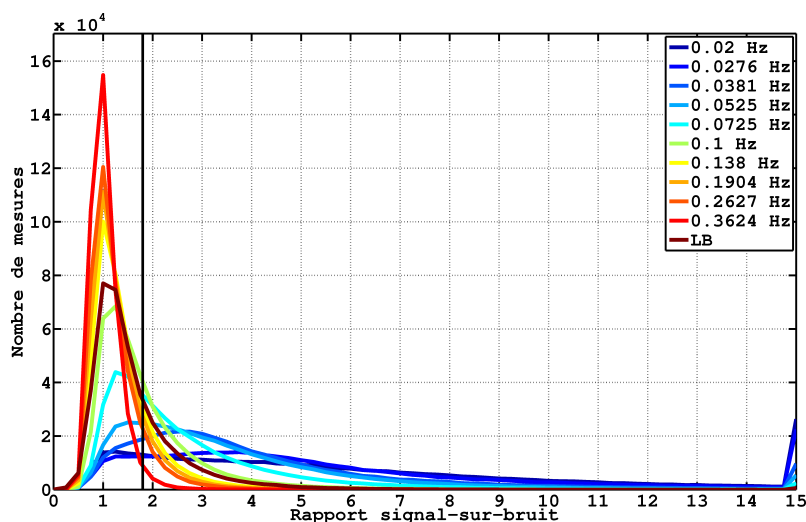
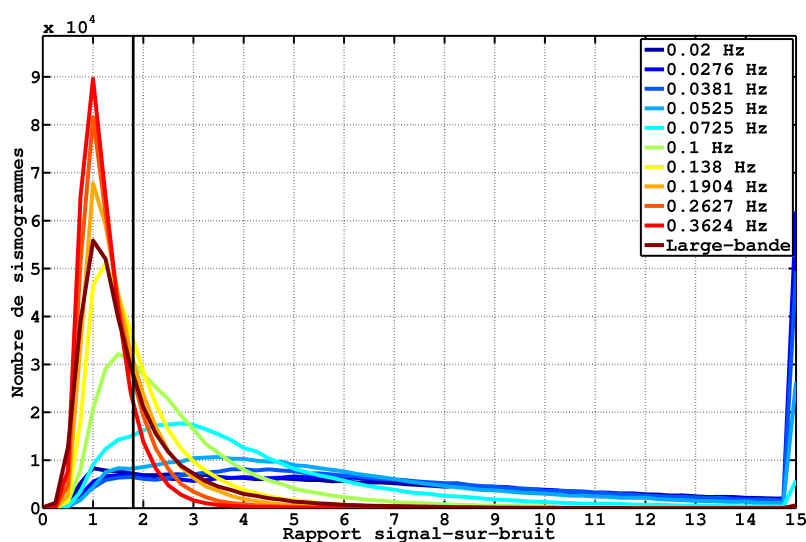
(a) P , SNR_{post} (b) P_{diff} , SNR_{post}

Figure 3.5 – Distributions des mesures de l'ensemble de la base de données selon le rapport signal-sur-bruit *a posteriori*, pour les phases (a) P et (b) P_{diff} . L'échelle de couleur donne la fréquence centrale du filtre appliqué et la ligne verticale noire le seuil de pré-sélection appliqué dans la section suivante ($\text{SNR}_1 = 1.8$).

3.5] et le $\text{SNR}_{classique}$ [Fig. 3.4].

Le coefficient de corrélation est défini comme étant le maximum de la fonction de corrélation mesurée entre les sismogrammes observé et synthétique [Eq. 2.2 & 2.7]. Le critère de sélection dans ce cas-là est [Fig. 3.6] :

$$\text{CC} \geq \text{CC}_0 \quad (3.4)$$

où CC_0 est le seuil de sélection sur le coefficient de corrélation.

Les deux derniers critères présentés (SNR_{post} et CC) assurent ainsi une similitude maximale entre les sismogrammes observé et synthétique, une fois ces derniers corrigés des résidus de temps et d'amplitude. On peut voir que c'est le critère sur le SNR_{post} qui sera le plus efficace pour éliminer les mesures de mauvaise qualité [Fig. 3.5]. Le critère sur le CC est en effet moins contraignant, mais on peut tout de même voir que les mesures à hautes fréquences sur des ondes diffractées à la CMB (*e.g.* P_{diff}) [Fig. 3.6] sont éliminées en plus grandes proportions. En effet, pour ce type d'ondes, la différence entre observations et prédictions par le modèle de référence est plus importante à cause de leur long

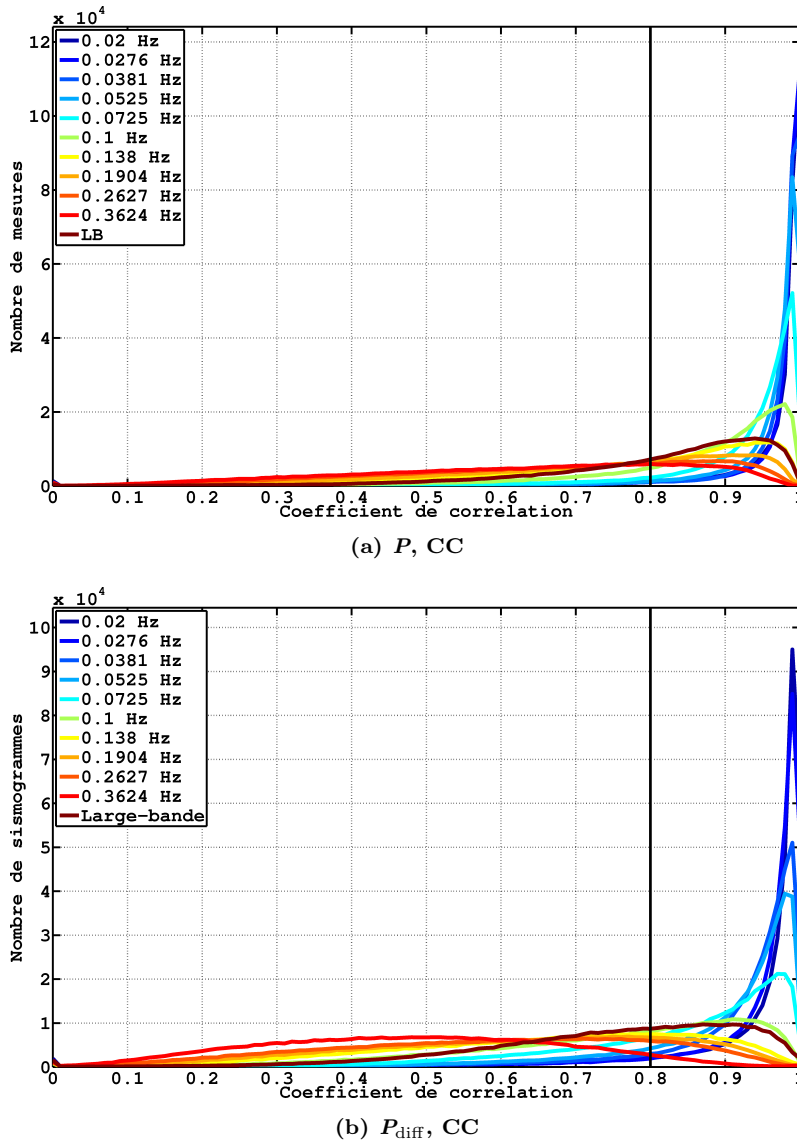


Figure 3.6 – Distributions des mesures de l'ensemble de la base de données selon le coefficient de corrélation, pour les phases (a) P et (b) P_{diff} . L'échelle de couleur donne la fréquence centrale du filtre appliqué et la ligne verticale noire le seuil de pré-sélection appliqué dans la section suivante ($CC_0 = 0.8$).

parcours dans le manteau inférieur, région où le taux d'hétérogénéités latérales de vitesse est particulièrement élevé.

Un critère supplémentaire sur la qualité de la mesure du résidu (de temps de trajet) en elle-même est également nécessaire. Pour cela, la sélection préliminaire d'un jeu de données est réalisée, et la déviation par rapport au résidu moyen de chaque séisme est calculée.

3.2.2 Sélection sur la cohérence des résidus de temps au sein d'un séisme (Étape 7)

La qualité des mesures de résidus de temps ne peut être établie uniquement sur leurs incertitudes. Par exemple, une mesure peut avoir une incertitude faible, mais ne pas correspondre au résultat attendu (*e.g.* phénomène de *cycle skip* : mesure du résidu de temps sur la mauvaise phase sismique). Un critère de sélection sur la déviation par rapport à un résidu moyen par évènement va ainsi être défini, pour éviter ce type de biais.

Les critères de sélection définis précédemment vont dans un premier temps être appliqués au jeu de mesures corrigées des effets de la topographie et de l'ellipticité [Sec. 2.4].

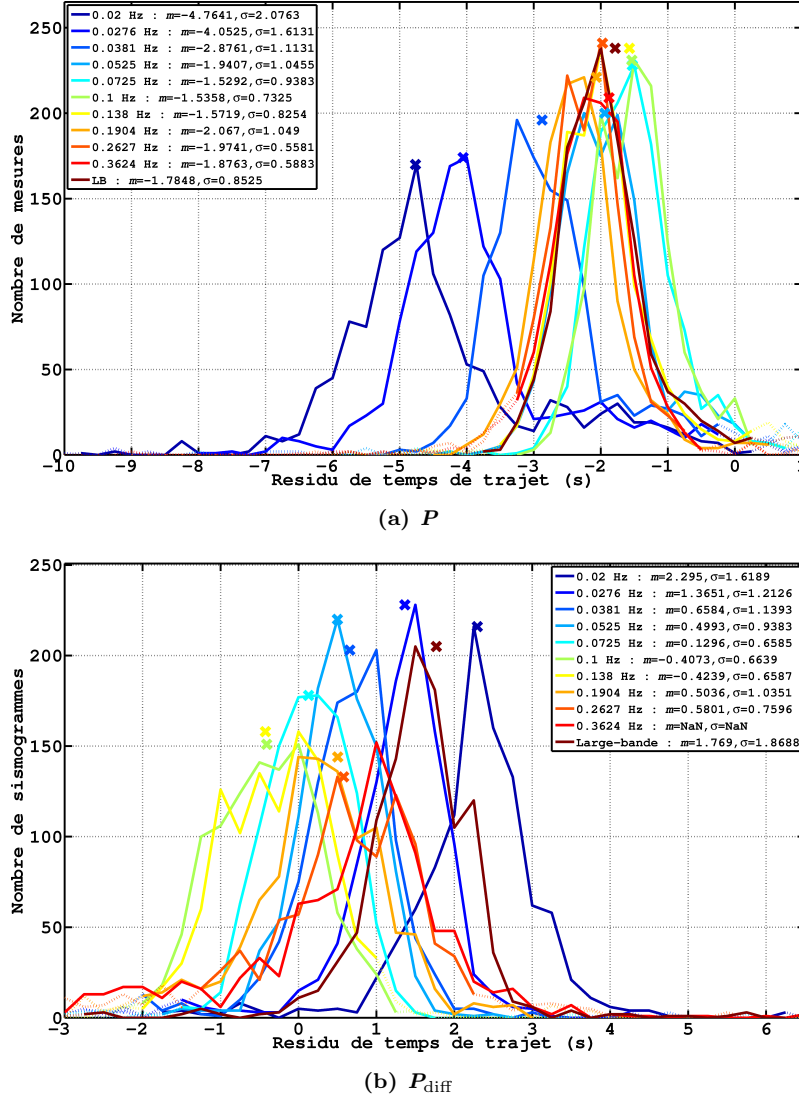


Figure 3.7 – Exemples de distribution de résidus par évènement sismique pour des phases (a) P et (b) P_{diff} . Les traits pleins indiquent les ensembles de mesures, dans chaque gamme de fréquences, sélectionnés selon le critère sur la déviation par rapport au résidu médian du séisme [Eq. 3.5], et les traits pointillés les ensembles de mesures rejetés. Les positions des médianes de chaque distribution sont indiquées par les croix colorées, la couleur indiquant la fréquence correspondante.

La pré-sélection réalisée ici est peu contraignante ($CC_0 = 0.8$, $SNR_{1,2} = 1.8$).

Pour chaque séisme, la médiane m et l'écart-type σ , dans chaque bande de fréquence et pour chaque phase sismique, sont calculés. Ceci nous permet de définir un nouveau critère de sélection visant à éliminer les résidus $\delta\tau$ aberrants :

$$|\delta\tau| \leq m \pm s_0 \cdot \sigma \quad (3.5)$$

où $\pm s_0 \cdot \sigma$ représente l'intervalle de confiance autour de la médiane m . Ce critère de sélection s'applique sur la médiane de la distribution, car la présence de résidus aberrants a tendance à fausser le calcul de la valeur moyenne.

Cette sélection, effectuée sur la déviation des résidus de temps par rapport au résidu médian de l'évènement correspondant, nous permet d'éliminer la plupart des résidus aberrants de façon automatique, sans avoir à examiner chaque cas particulier. C'est notamment grâce à ce critère qu'il est possible de réaliser des cartes de résidus différentiels dans lesquelles la structure hétérogène du manteau est observable, sans avoir à réaliser aucune inversion [Sec. 3.3.2].

3.2.3 Sélection finale (Étape 8)

Au terme des différentes étapes de sélection sur la similitude entre sismogrammes observés et synthétiques [Sec. 3.2.1] et sur la distribution des résidus par évènement sismique [Sec. 3.2.2], plus de 5 millions de résidus de temps de trajet et d'amplitude, dans 11 gammes de fréquence, et pour 14 phases sismiques, sont sélectionnés [Tab. 3.1].

Phase	Fréquence centrale (Hz)										
	0.0200	0.0276	0.0381	0.0525	0.0725	0.1000	0.1380	0.1904	0.2627	0.3624	LB
<i>P</i>	126529	248850	272786	266470	234906	155669	87386	52962	31722	19266	75586
<i>PP</i>	120312	182681	197328	171314	108966	49831	21288	14535	7629	736	51564
<i>P_{diff}</i>	32887	44215	52974	52520	47664	27421	10596	5135	1958	1292	20876
<i>PKP</i>	3574	9684	10545	10044	8553	6614	3702	2091	998	394	2912
<i>PKIKP</i>	4607	9503	16405	20286	19480	12783	6645	3281	1833	1011	3794
<i>SH</i>	76716	117609	143181	133414	112756	71765	39019	22932	9492	4396	45588
<i>SSH</i>	62231	78534	88683	82975	54906	24387	9565	2003	793	35	34954
<i>SH_{diff}</i>	15290	22988	28641	25309	17566	9587	4080	1519	352	71	7586
<i>SKSH</i>	388	499	971	1114	1380	685	398	224	148	98	29
<i>ScSH</i>	16257	17680	17797	15640	12360	7897	4699	2932	1294	896	8691
<i>SV</i>	39176	62783	85415	88347	74647	49823	29402	14699	5477	2609	33455
<i>SSV</i>	20517	23948	34769	35105	25155	10355	2899	1073	205	71	10127
<i>SV_{diff}</i>	329	593	842	840	546	341	137	45	20	0	501
<i>SKSV</i>	25760	36454	47655	47560	39172	26200	13863	7656	3555	1797	17069
Total	514573	856021	963223	950938	758057	453358	233682	131087	53020	32601	312732

Tableau 3.1 – Nombre de résidus sélectionnés par phase sismique et par fréquence centrale.

Phase	Fréquence centrale (Hz)										
	0.0200	0.0276	0.0381	0.0525	0.0725	0.1000	0.1380	0.1904	0.2627	0.3624	LB
<i>P</i>	38.1%	75.0%	82.2%	80.3%	70.8%	46.9%	26.3%	16.0%	9.6%	5.8%	22.8%
<i>PP</i>	31.1%	47.2%	51.0%	44.3%	28.2%	12.9%	5.5%	3.8%	2.0%	0.2%	13.3%
<i>P_{diff}</i>	43.7%	58.7%	70.3%	69.7%	63.3%	36.4%	14.1%	6.8%	2.6%	1.7%	27.7%
<i>PKP</i>	23.4%	63.5%	69.1%	65.8%	56.0%	43.3%	24.3%	13.7%	6.5%	2.6%	19.1%
<i>PKIKP</i>	9.5%	19.5%	33.7%	41.7%	40.0%	26.2%	13.6%	6.7%	3.8%	2.1%	7.1%
<i>SH</i>	26.0%	39.8%	48.5%	45.2%	38.2%	24.3%	13.2%	7.8%	3.2%	1.5%	15.4%
<i>SSH</i>	17.7%	22.3%	25.2%	23.6%	15.6%	6.9%	2.7%	0.6%	0.2%	0.1%	9.9%
<i>SH_{diff}</i>	16.4%	24.6%	30.7%	27.1%	18.8%	10.3%	4.4%	1.6%	0.7%	0.1%	8.1%
<i>SKSH</i>	0.7%	0.9%	1.7%	1.9%	2.4%	1.2%	0.7%	0.4%	0.3%	0.2%	0.1%
<i>ScSH</i>	6.5%	9.1%	9.1%	8.0%	6.3%	4.0%	2.4%	1.5%	0.7%	0.5%	4.4%
<i>SV</i>	17.2%	27.6%	37.5%	38.2%	32.8%	21.9%	12.9%	6.5%	2.4%	1.1%	14.7%
<i>SSV</i>	4.9%	5.8%	8.4%	8.5%	6.1%	2.5%	0.7%	0.3%	0.1%	0.1%	2.4%
<i>SV_{diff}</i>	0.4%	0.7%	1.0%	1.0%	0.6%	0.4%	0.2%	0.1%	0.1%	0.0%	0.6%
<i>SKSV</i>	28.3%	40.0%	52.3%	52.2%	43.0%	28.7%	15.2%	8.4%	3.9%	2.0%	18.7%

Tableau 3.2 – Taux de sélection des résidus par phase sismique et par fréquence centrale.

On remarque tout d'abord une forte différence entre les taux de sélection pour les ondes *P*, et pour les ondes *S* (*SH* ou *SV*) [Tab. 3.2]. À basse fréquence, il est légèrement plus faible pour les ondes *S* que pour les ondes *P*, tandis qu'à haute fréquence, le taux de sélection pour les ondes *S* est plus de deux fois plus faible que pour les ondes *P*, surtout pour les ondes *SH*, dont les sismogrammes sont bien plus bruités que pour les ondes *SV*. Les ondes *S* sont en effet bien plus atténuées que les ondes *P* durant leur trajet, et donc perdent plus de hautes fréquences.

Si on se penche sur le cas des phases sismiques théoriquement inobservables (*SKSH*), ou difficilement observables (*SV_{diff}* et *SV*), on voit une diminution très nette du nombre de mesures sélectionnées par rapport au nombre de sismogrammes de départ [Tab. 2.4], confirmant ainsi que notre procédure de sélection, bien que assez drastique, reste cohérente.

On peut également noter une importante différence entre les taux de sélection des résidus [Tab. 3.2] mesurés à hautes et basses fréquences, due au bruit microsismique dans les hautes fréquences. Une explication similaire peut également être apportée au cas des mesures large-bande, possédant également un faible taux de sélection. Lorsque l'on a affaire à des séismes de faible magnitude, l'amplitude résultante des ondes est plus faible, ainsi que la longueur de la STF. Ainsi, la période dominante du signal se retrouve dans le pic de bruit microsismique. Cela peut être facilement illustré par une représentation des taux de sélection selon différentes gammes de magnitude [Fig. 3.8]. Sur cette figure, on voit que la position du pic de la distribution des mesures effectuées à 0.0725 *Hz* (fréquence des mesures utilisées dans le Chap. 5 pour inversion du modèle tomographique) ne varie pas avec la magnitude. Au contraire, pour les mesures large-bande, pour les petits de faible magnitude, dont la longueur de STF est comparable à la demi période du pic de bruit

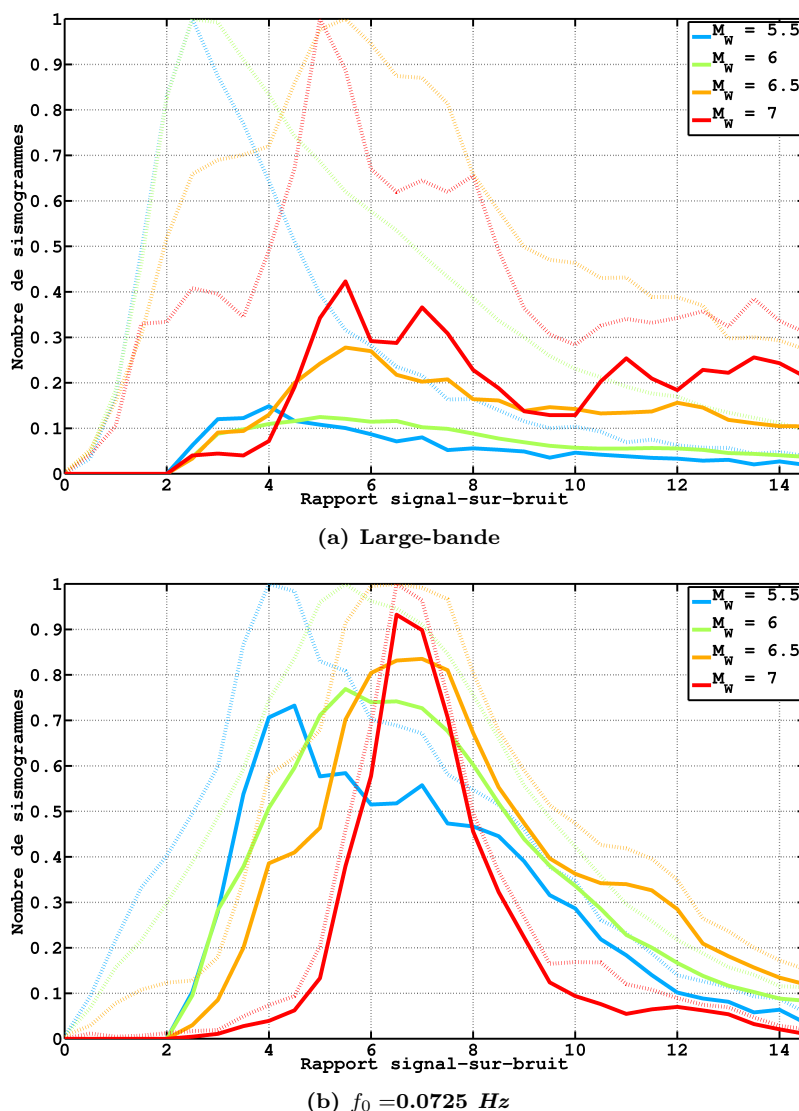


Figure 3.8 – Comparaison des distributions de sismogrammes avant (pointillés) et après sélection (trait plein), en fonction du rapport signal-sur-bruit *classique*, dans différentes gammes de magnitude (voir légende), et pour des mesures (a) large-bande et (a) à 0.0725 Hz de résidus de phases *P*. Pour faciliter la lecture, les distributions avant et après sélection ont été normalisées de façon identique dans chaque gamme de magnitude.

microsismique secondaire ($\simeq 5-7$ s), le taux de mesures sélectionnées par le critère sur le SNR chute avec la magnitude.

Concernant toujours le taux de sélection des mesures large-bande, il faut garder à l'esprit que la corrélation entre sismogrammes large-bande observés et synthétiques est plus faible, du fait de la plus large gamme de fréquences contenue dans ces signaux. Ainsi, seul un nombre réduit de mesures respecte les conditions de sélection sur le coefficient de corrélation et le rapport signal-sur-bruit *a posteriori*.

Résidus de temps de trajet

Une fois sélectionnées ($CC_0=0.9$, $SNR_1=2.0$, $SNR_2=2.5$, $s_0=2.5$) et corrigées [Sec. 2.4], les mesures de résidus de temps de trajet des différentes phases sismiques étudiées [Fig. 3.9 – 3.20] montrent une distribution plus élargie pour les ondes *S* que pour les ondes *P*, comme précédemment observé [Fig. 3.21] [Houser *et al.*, 2008]. La plupart des mesures sont par ailleurs décalées vers les résidus négatifs, montrant que le modèle de référence utilisé (ak135) peine à expliquer certaines observations globales.

Les résidus de temps de trajet des phases SH_{diff} présentent une distribution bimodale

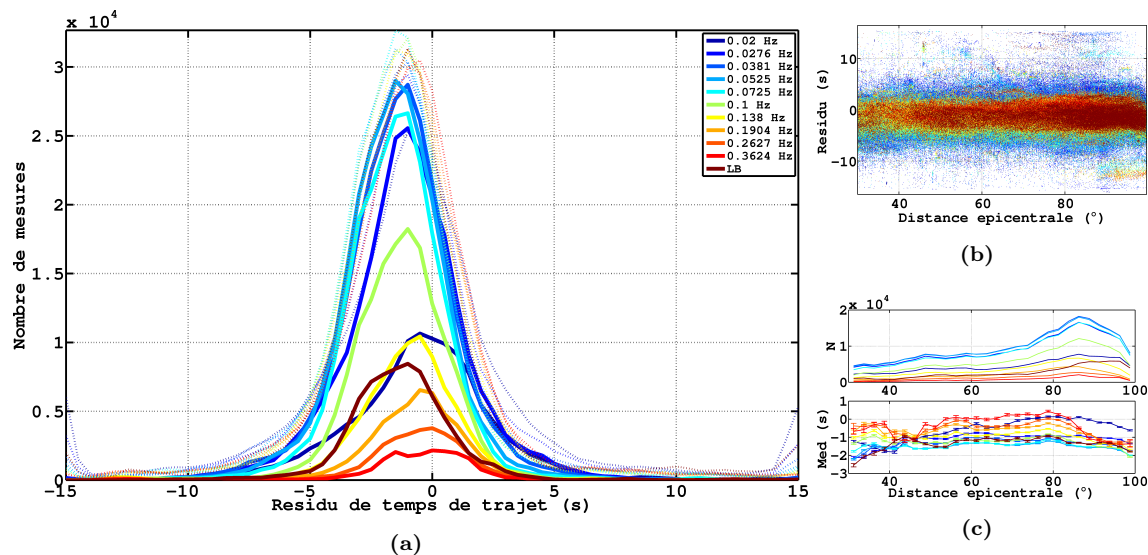


Figure 3.9 – (a) Distributions des résidus temps de trajet des phases *P*, sélectionnés et corrigés (trait plein), comparés aux distributions des résidus de *P* bruts (traits pointillés). (b) Distributions des résidus en fonction de la distance épicentrale et (c) variations du nombre de résidus et de la médiane des résidus en fonction de la distance épicentrale. Le code de couleur correspond aux différentes gammes de fréquence (superposées en (b)).

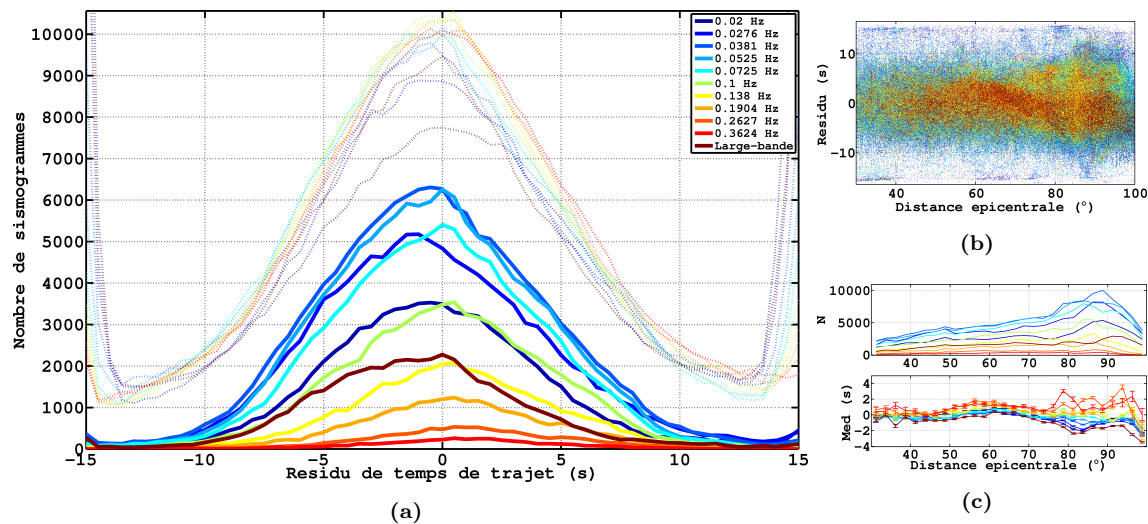


Figure 3.10 – Identique à la Fig. 3.9 pour des résidus sélectionnés et corrigés de *SH*.

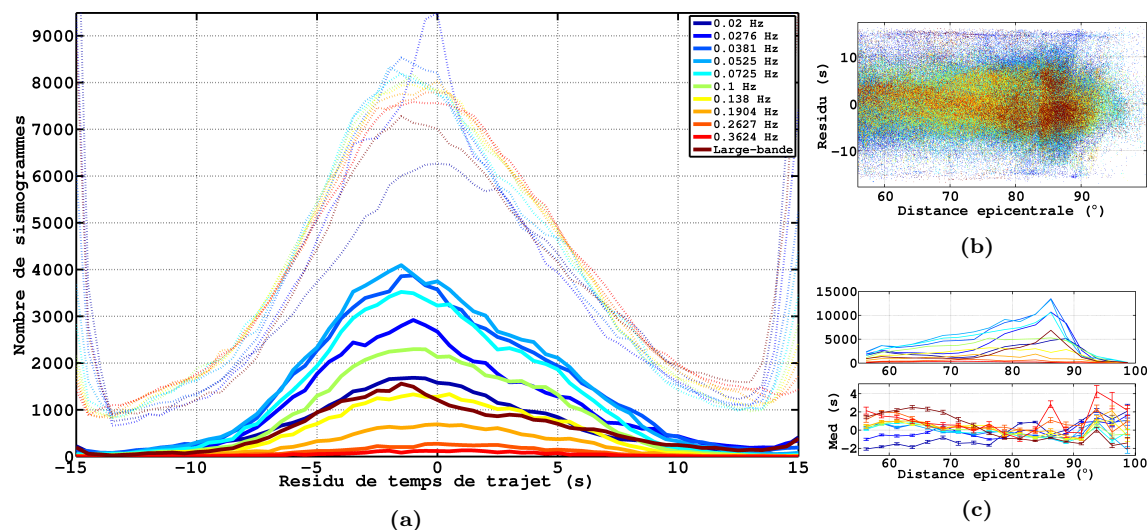


Figure 3.11 – Identique à la Fig. 3.9 pour des résidus sélectionnés et corrigés de *SV*.

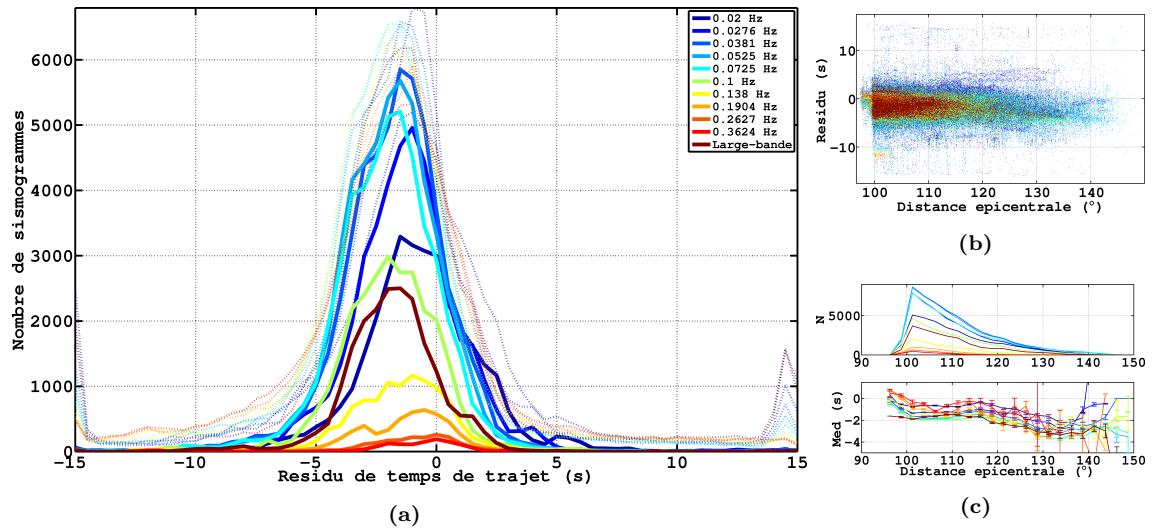


Figure 3.12 – Identique à la Fig. 3.9 pour des résidus sélectionnés et corrigés de P_{diff} .

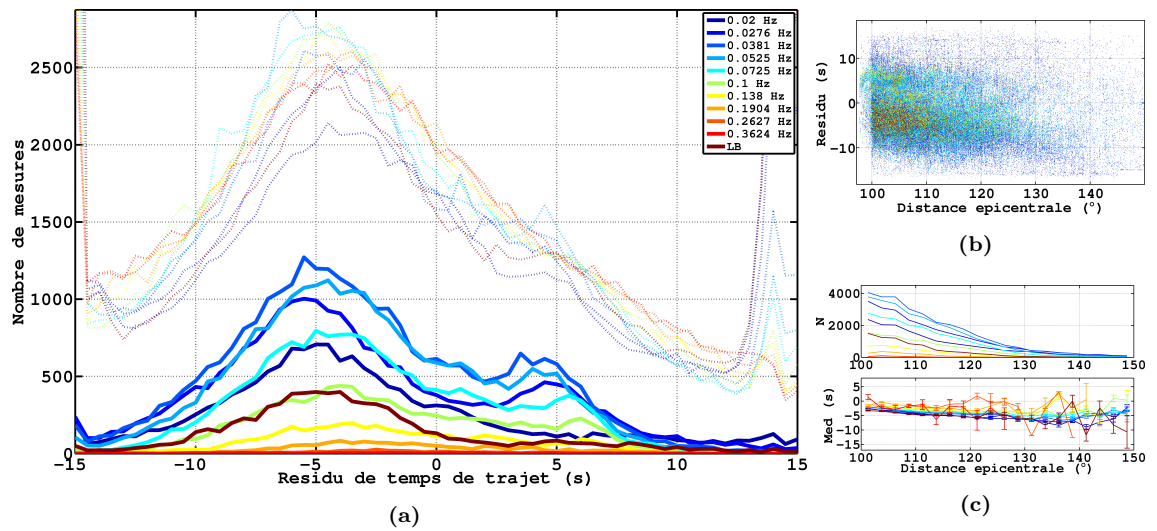


Figure 3.13 – Identique à la Fig. 3.9 pour des résidus sélectionnés et corrigés de SH_{diff} .

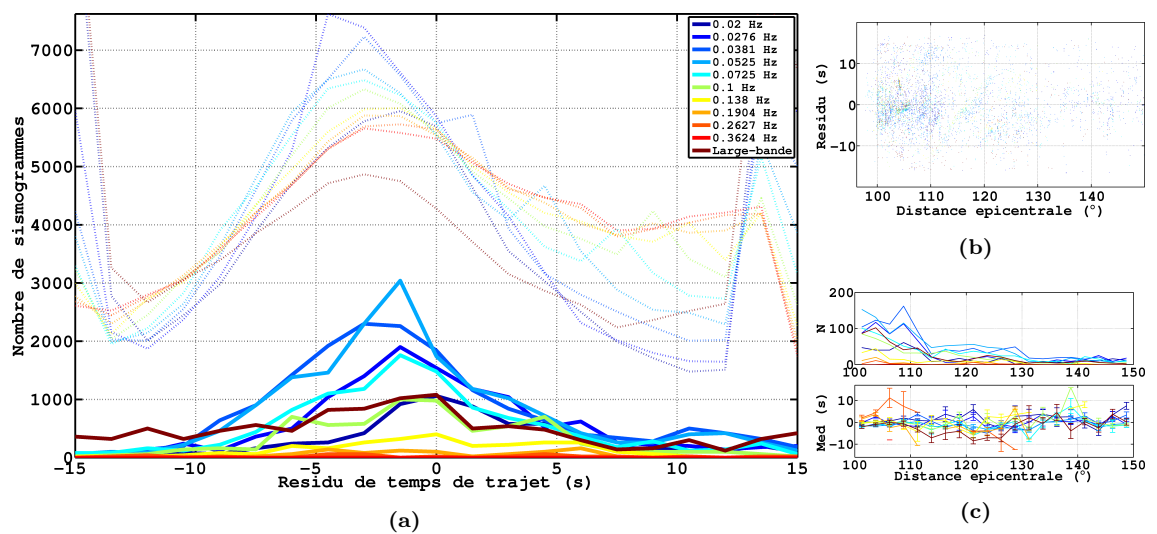


Figure 3.14 – Identique à la Fig. 3.9 pour des résidus sélectionnés et corrigés de SV_{diff} . Pour une meilleure lisibilité, les courbes de résidus sélectionnés ont été amplifiées 20 fois.

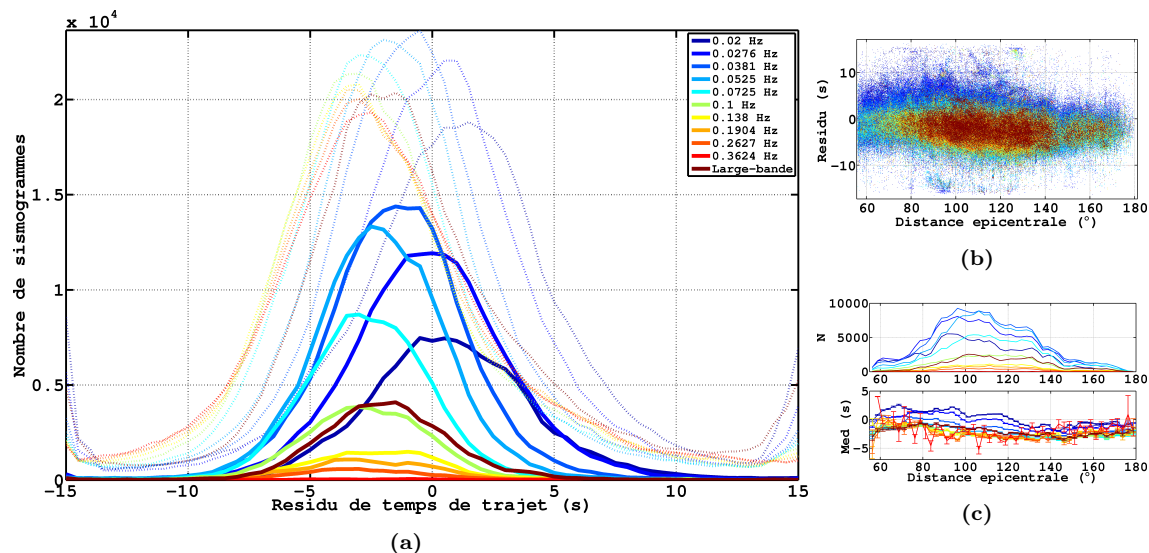


Figure 3.15 – Identique à la Fig. 3.9 pour des résidus sélectionnés et corrigés de *PP*.

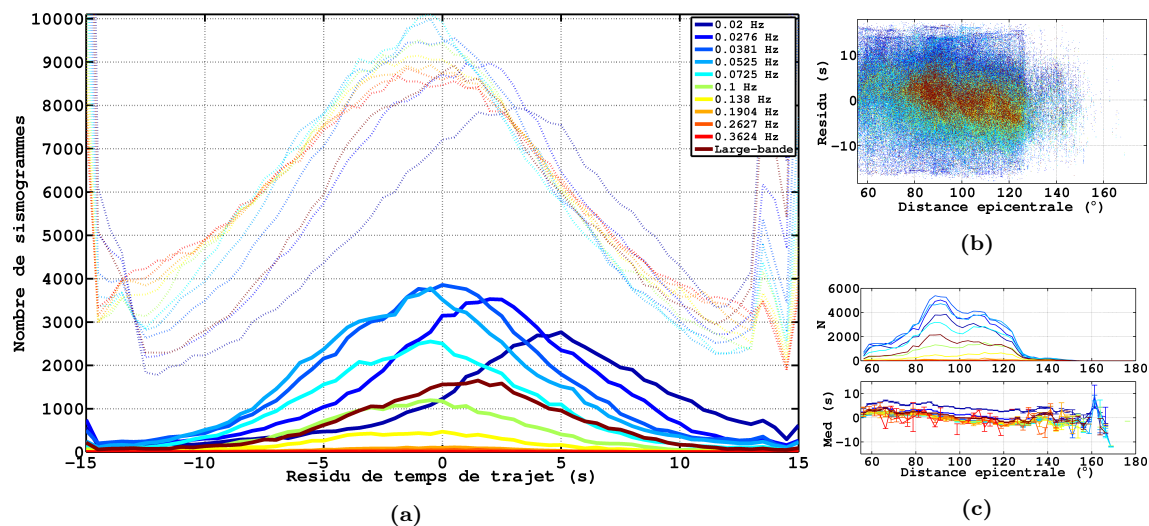


Figure 3.16 – Identique à la Fig. 3.9 pour des résidus sélectionnés et corrigés de *SSH*.

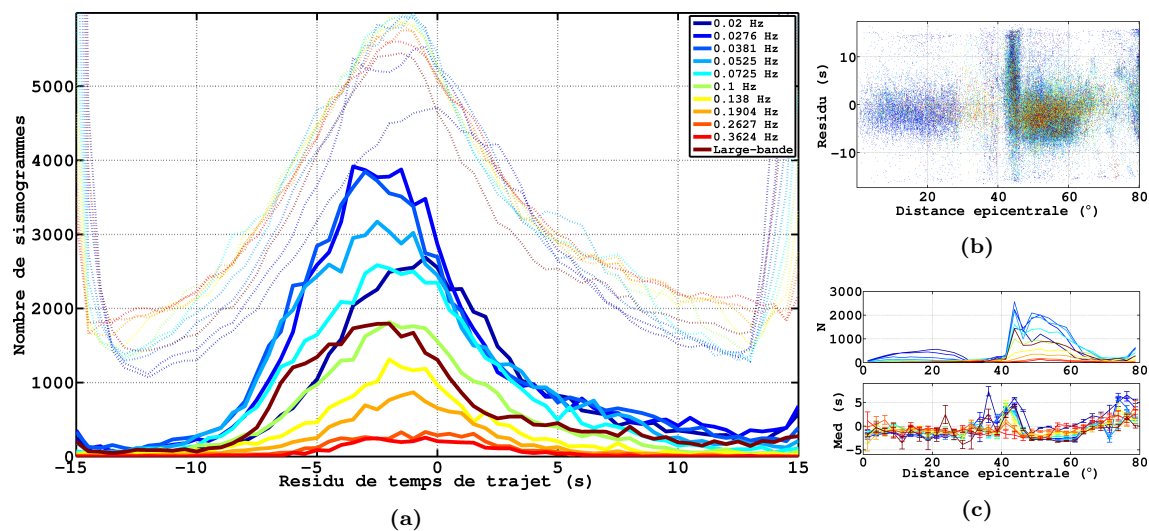


Figure 3.17 – Identique à la Fig. 3.9 pour des résidus sélectionnés et corrigés de *ScSH*. Pour une meilleure lisibilité, les courbes de résidus sélectionnés ont été amplifiées 4 fois.

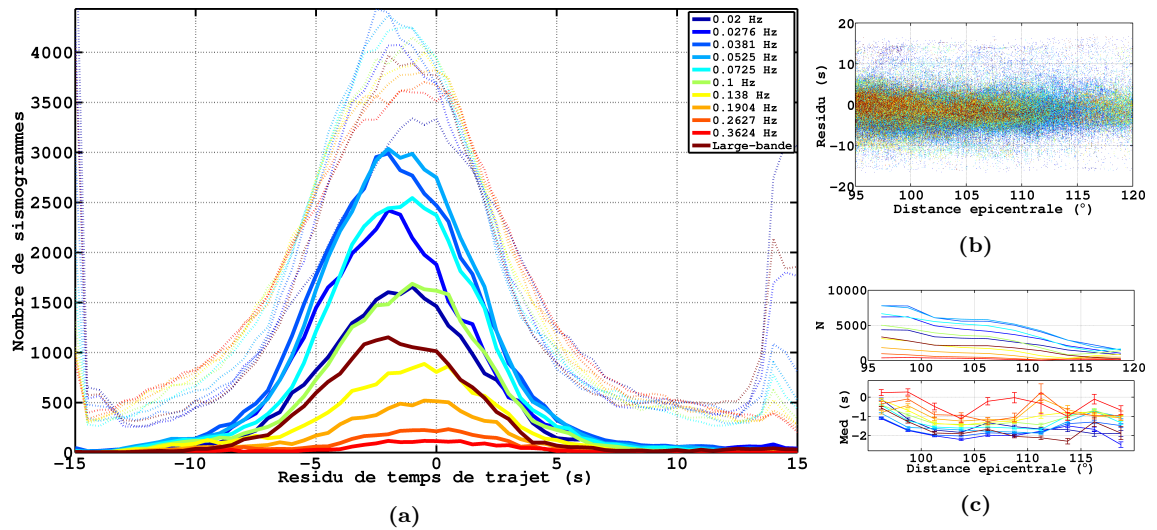


Figure 3.18 – Identique à la Fig. 3.9 pour des résidus sélectionnés et corrigés de *SKSV*.

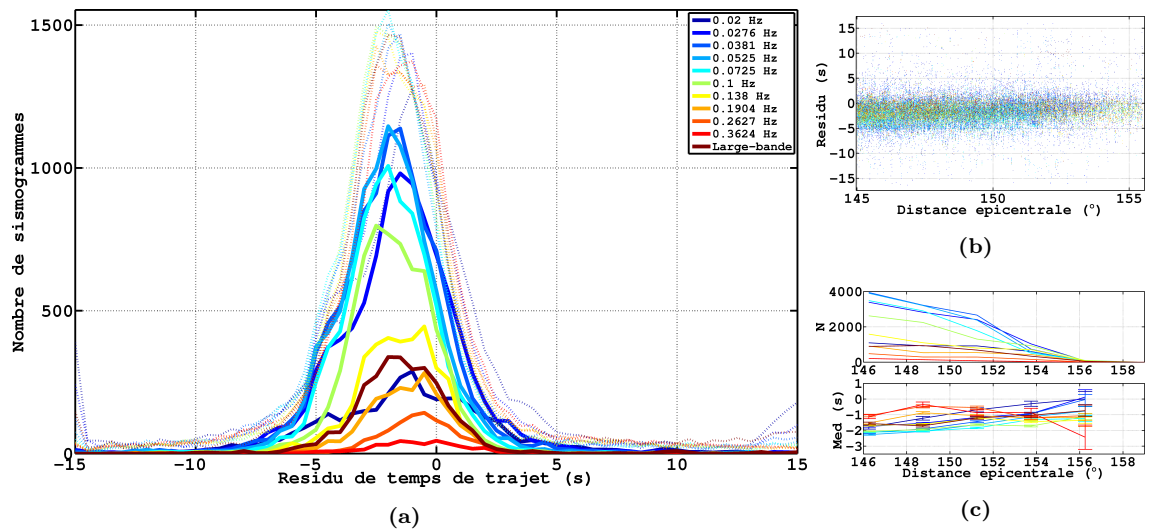


Figure 3.19 – Identique à la Fig. 3.9 pour des résidus sélectionnés et corrigés de *PKP*.

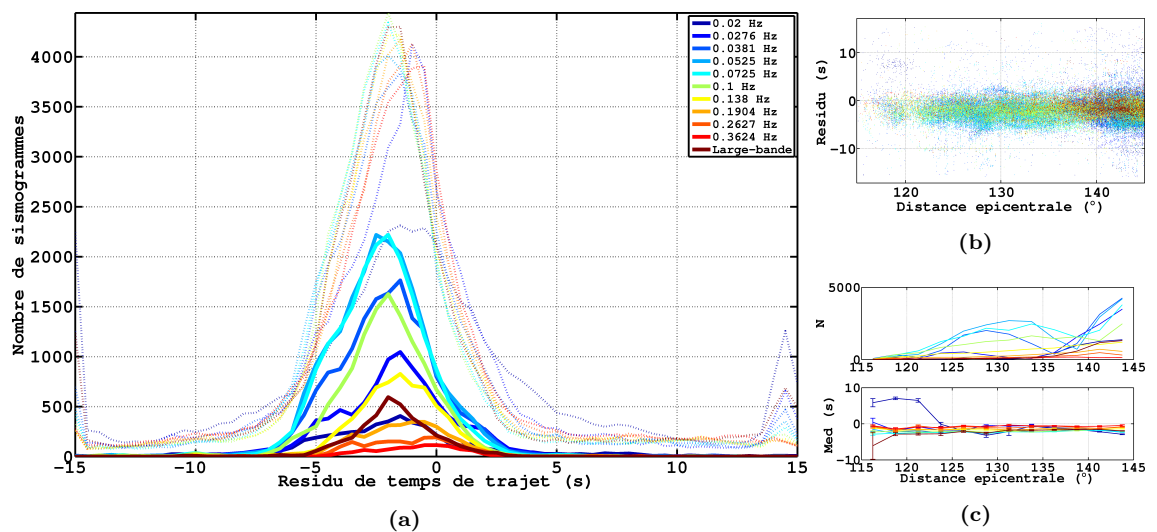


Figure 3.20 – Identique à la Fig. 3.9 pour des résidus sélectionnés et corrigés de *PKIKP*.

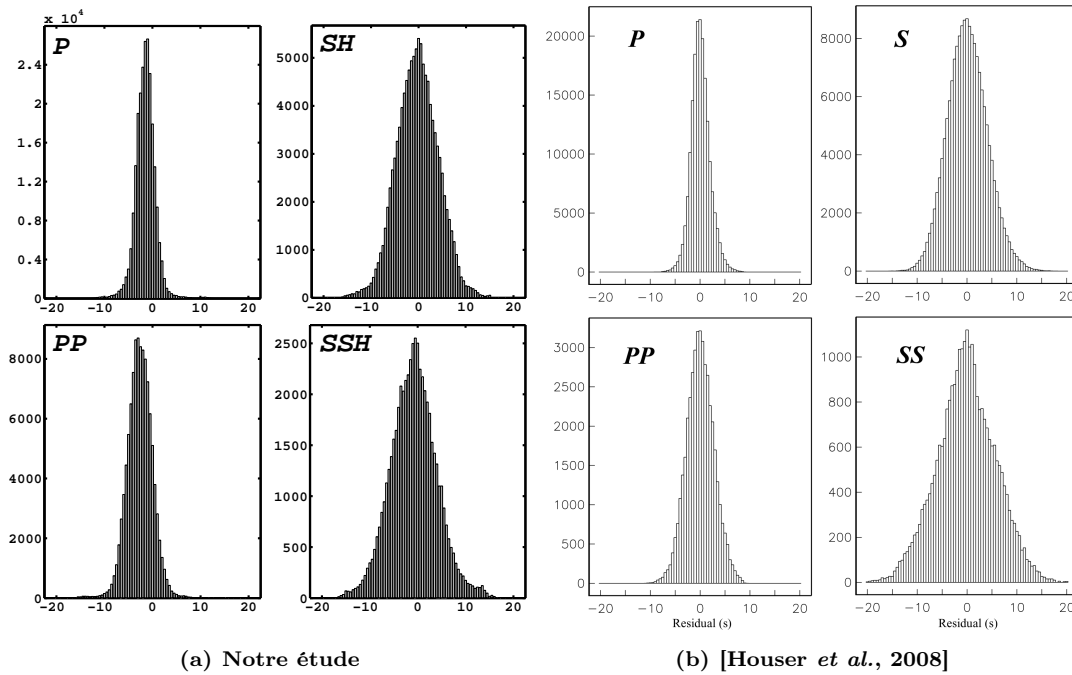


Figure 3.21 – Comparaison des distributions de résidus de temps de trajet de phases P , SH , PP et SSH entre (a) un échantillon de nos résidus (mesurés à 0.0725 Hz, sélectionnées et corrigés), et (b) un échantillon de résidus utilisés pour construire les modèles tomographiques HSML-P06 et HSML-S06 [Houser *et al.*, 2008].

très marquée (étudiée plus en détails dans la Sec. 3.3.1), que nous n’observons pas pour les phases P_{diff} .

La représentation des mesures de résidu de temps de trajet en fonction de la distance épacentrale confirme une dispersion plus large pour les ondes S que pour les ondes P (b). Dans certains cas, celle-ci peut être biaisée par les critères de sélection sur la distance épacentrale [Sec. 2.2.3]. De façon générale, le nombre de données sélectionnées est très mal réparti selon la distance épacentrale (c, haut). Enfin, les variations de la médiane des distributions sont relativement faibles avec la distance épacentrale, si on se concentre sur les gammes de distance relativement bien couvertes.

Résidus d’amplitude

Puisque les mesures sont sélectionnées selon leur qualité, et que les mesures de résidu d’amplitude sont déduites des mesures de résidus de temps, la sélection sur les résidus d’amplitude est tout simplement la même que celle sur les résidus de temps de trajet. Les Fig. 3.22 & 3.23 donnent les distributions du logarithme des résidus d’amplitude ($\log_{10}(\Delta A + 1)$) des différentes phases sismiques, dans les différentes gammes de fréquence.

De manière générale, les médianes des distributions du logarithme des résidus d’amplitude des différentes phases sismiques [Fig. 3.22 & 3.23] sont légèrement négatives à basses fréquences ($f_0 \leq 0.1$ Hz), et plus fortement positives à hautes fréquences. On observe de plus une médiane des distributions des résidus d’amplitude des phases S_{diff} bien plus importante que pour les phases S , notamment à haute fréquence. Et puisque cet écart n’est pas observé entre les phases P_{diff} et P , on peut supposer que le manteau inférieur est composé d’hétérogénéités affectant de manière plus importante les ondes S , que les ondes P .

Puisque ces distributions représentent le résidu sous la forme $\log_{10}(\Delta A + 1)$, une médiane positive (respectivement négative) des logarithmes de résidu signifie une médiane également positive (respectivement négative) des résidus eux-mêmes. Par ailleurs, un résidu d’amplitude positif (respectivement négatif) correspond à une amplitude observée plus forte (respectivement plus faible) que l’amplitude modélisée [Eq. 2.10]. Ainsi, il semblerait que le

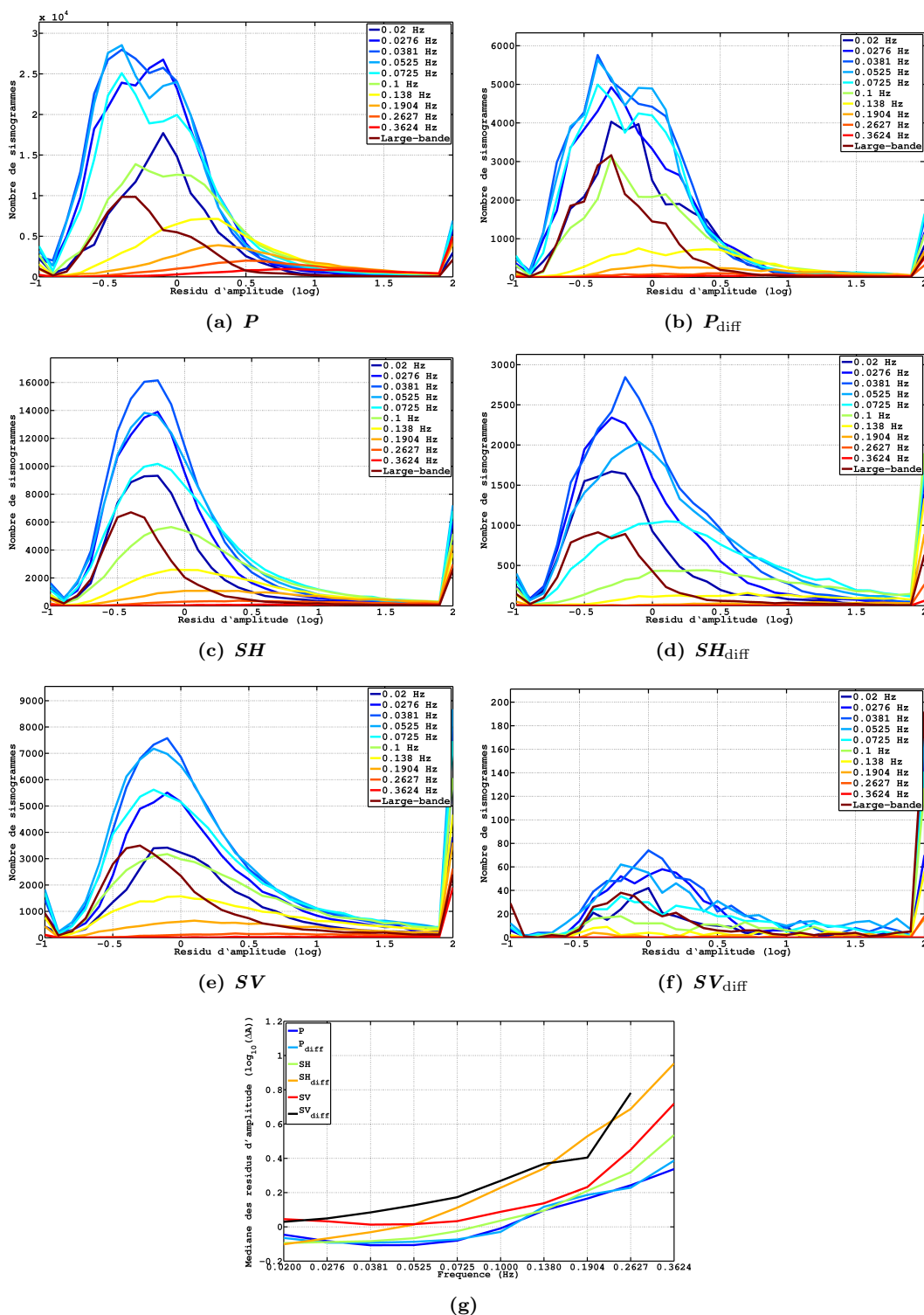


Figure 3.22 – Distribution des résidus d'amplitude sélectionnés des phases P , SH , SV (a,c,e), P_{diff} , SH_{diff} , et SV_{diff} (b,d,f), dans les différentes gammes de fréquence. (g) Variations de la médiane des distributions en fonction de la fréquence, pour les différentes phases sismiques.

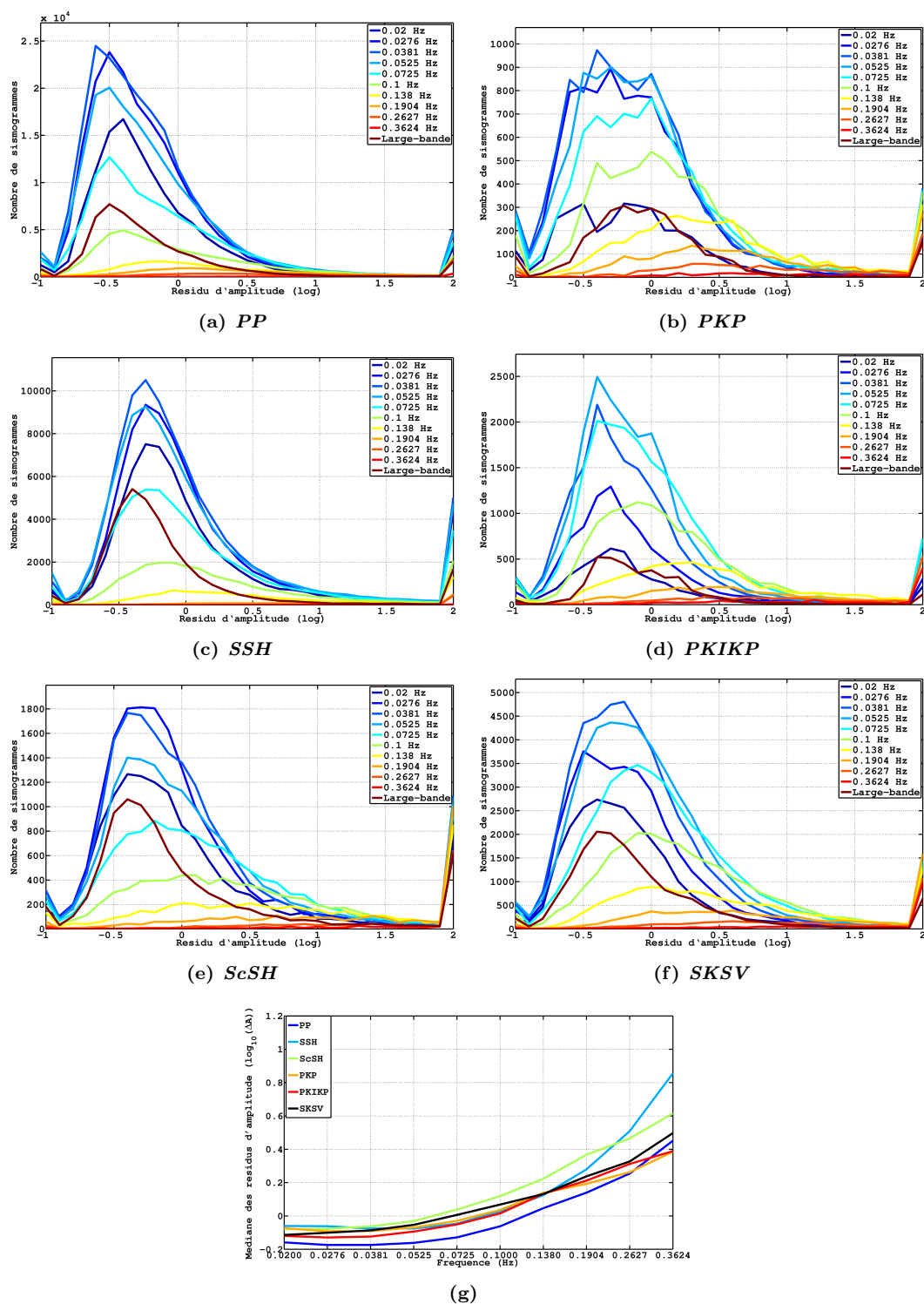


Figure 3.23 – Identique à la Fig. 3.22, pour les phases *PP*, *SSH*, *ScSH* (a,c,e) *PKP*, *PKIKP*, et *SKSV* (b,d,f).

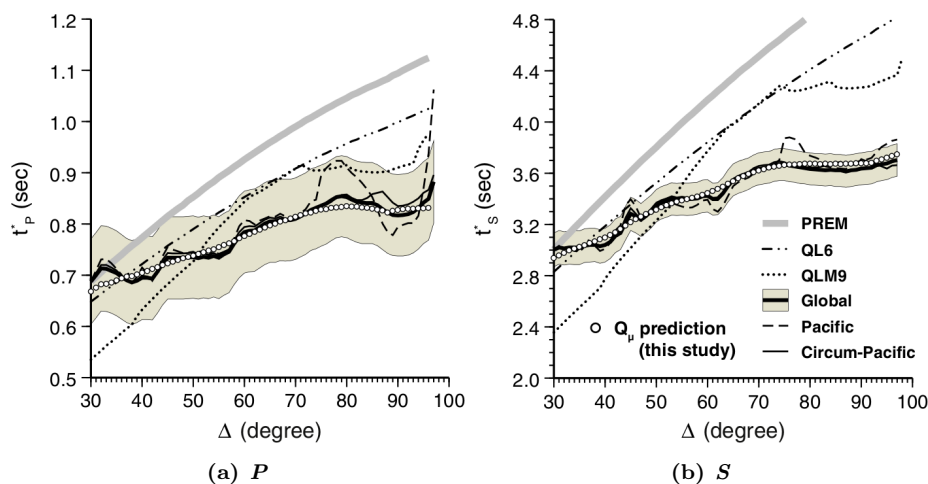


Figure 3.24 – Variations, en fonction de la distance épiscoptrale, du paramètre d’atténuation t^* pour les ondes (a) P et (b) S , mesurées sur un jeu de données global (trait noir épais), représenté avec son erreur (zone grisée), et sur des échantillons de données du Pacifique (tirets) et de la Ceinture Pacifique (trait noir fin), pour des distances comprises entre 30 et 97°. Les variations du paramètre d’atténuation déduites des modèles PREM [Dziewonski & Anderson, 1981] (trait gris épais), QL6 [Durek & Ekström, 1996] (tirets/pointillés), et QLM9 [Lawrence & Wysession, 2006] (pointillés), dans la même gamme de distance, sont également représentées. [extrait de Hwang & Ritsema, 2011b]

modèle de référence utilisé (ak135) fournisse un paramètre d’atténuation cohérent à basses fréquences (médiane faiblement négative ou proche de zéro), mais nettement surévalué à hautes fréquences, pour l’ensemble des différentes phases sismiques [Fig. 3.22(g) & 3.23(g)]. Cette surévaluation du paramètre d’atténuation dans les modèles de référence 1D, par rapport aux observations a par ailleurs déjà été mis en évidence [Hwang & Ritsema, 2011b]. Sur la Fig. 3.24, on peut clairement voir que les courbes des paramètres d’atténuation données par les modèles de référence sont toujours supérieures aux valeurs déduites des observations, aussi bien au niveau local, que global. Ceci est de plus vrai pour les ondes P , comme pour les ondes S .

3.3 Études de cas

3.3.1 Signature de la couche D'' dans les résidus de phases SH_{diff}

La distribution bimodale des résidus de temps de trajet pour les phases SH_{diff} [Fig. 3.13] mérite une attention particulière. Elle pourrait s’expliquer par la prédominance de certains trajets traversant des anomalies particulièrement négatives (séismes japonais enregistrés en Europe et traversant l’anomalie rapide de l’Est de l’Asie) ou positives (séismes Fidji/Tonga enregistrés à l’USArray traversant l’anomalie lente du Pacifique) du manteau inférieur. Ainsi, la distribution des résidus des phases SH_{diff} serait représentative de cette dualité des anomalies très rapides et très négatives de la couche D'' . L’atténuation des ondes S semble particulièrement mal estimée dans ak135 dans la couche D'' . En effet, sur la Fig. 3.22(g), on constate que les médianes des résidus d’amplitude pour les ondes S_{diff} sont systématiquement largement supérieures à celles des ondes P , S et P_{diff} sur toute la gamme de fréquence.

La distribution bimodale des résidus observé sur la Fig. 3.13 est due au mode 2 des anomalies de vitesse observées dans les modèles tomographiques de la couche D'' . On peut mettre en évidence cette relation en représentant les résidus au point milieu, essentiellement représentatifs des hétérogénéités du manteau inférieur [Fig. 3.25]. Pour réaliser cela, la médiane des résidus est calculée pour chaque bloc de $10^\circ \times 10^\circ$. Les résidus utilisés sont issues de mesures faites sur des sismogrammes filtrés à 0.0525 Hz, et représentés au point milieu. On note un claire corrélation entre les structures à grande échelle dans les cartes

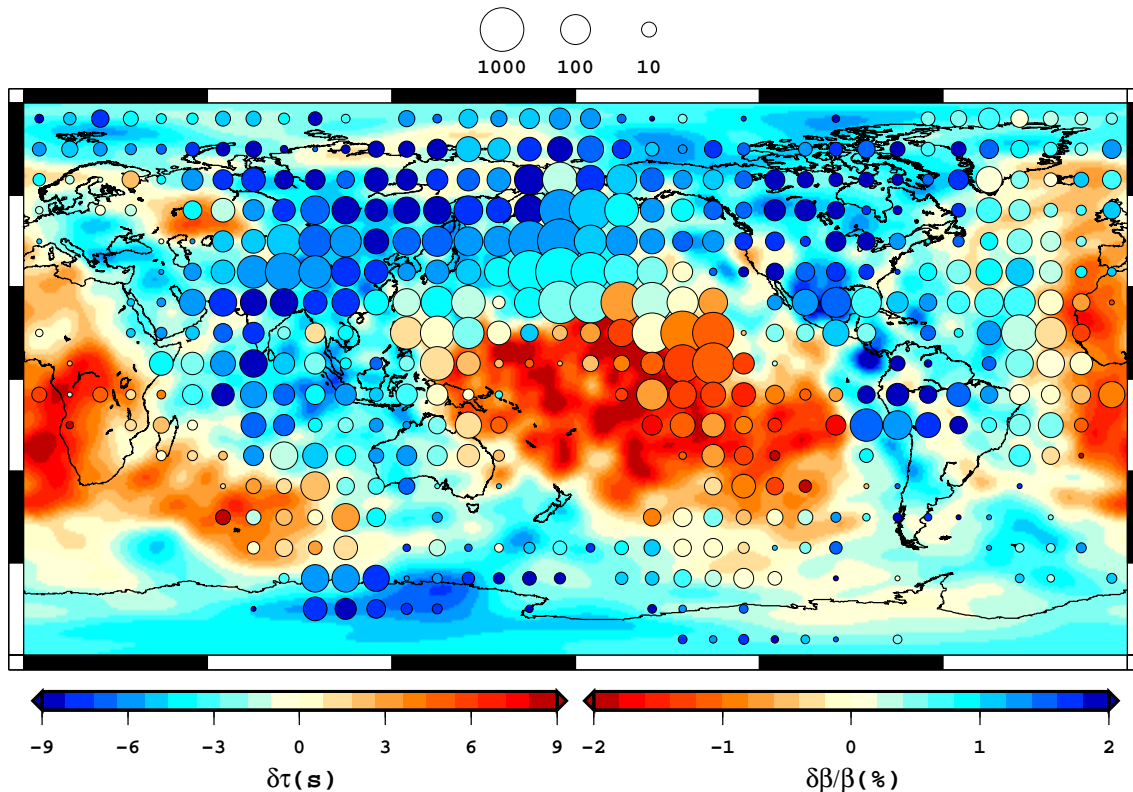


Figure 3.25 – Carte globale de résidus de temps de trajet de phases SH_{diff} (mesurés à 0.0525 Hz, sélectionnés et corrigés). Les résidus sont moyennés au point milieu (médiane) par blocs de $10^\circ \times 10^\circ$. La couleur de chaque cercle indique la valeur du résidu médian dans le bloc, et la taille du cercle donne le logarithme du nombre de mesures utilisées pour le calcul de cette médiane; les couleurs de fond donnent les anomalies de vitesse selon le modèle tomographique S40RTS. [d’après Ritsema *et al.*, 2011]

de résidus, et les principales anomalies de vitesse données par le modèle tomographique global S40RTS [Ritsema *et al.*, 2011].

3.3.2 Validation de la base de données par imagerie lithosphérique

La qualité des mesures de résidus obtenues par notre méthode nous permet de réaliser une étude simple, sans avoir à réaliser d’inversion, de la structure hétérogène de la croûte et du manteau supérieur.

Pour cela, nous calculons des résidus différentiels provenant d’enregistrements réalisés dans le réseau sismologique américain. Depuis 2002, l’expérience temporaire EarthScope/USArray déploie progressivement plus de 400 stations sur le sol américain. Cette concentration inédite de stations sismologiques (USArray et stations permanentes) nous permet d’établir des cartes de résidus différentiels faciles à interpréter, principalement représentatives de la structure lithosphérique.

Cette cartographie est réalisée avec des résidus de temps de phases P_{diff} . En effet, lorsqu’elles proviennent de séismes localisés dans la même région, les P_{diff} enregistrées par un réseau dense de stations (*e.g.* USArray) ont des trajectoires identiques du côté de la source et le long de la CMB [Fig. 3.26]. Ainsi, seule la structure hétérogène du manteau supérieur sous le réseau est susceptible d’affecter les résidus différentiels.

Pour l’ensemble des stations américaines ($23^\circ N \leq \text{lat} \leq 50^\circ N$, $-130^\circ O \leq \text{lon} \leq -70^\circ O$), un jeu de résidus de P_{diff} (mesurés à 0.0725 Hz, sélectionnés et corrigés), provenant de séismes localisés dans une même région, est donc constitué. Une station de référence est choisie parmi les stations ayant enregistré l’ensemble des séismes. Le résidu mesuré à cette station de référence est alors soustrait à chaque résidu de P_{diff} du jeu de données, constituant ainsi notre jeu de résidus différentiels.

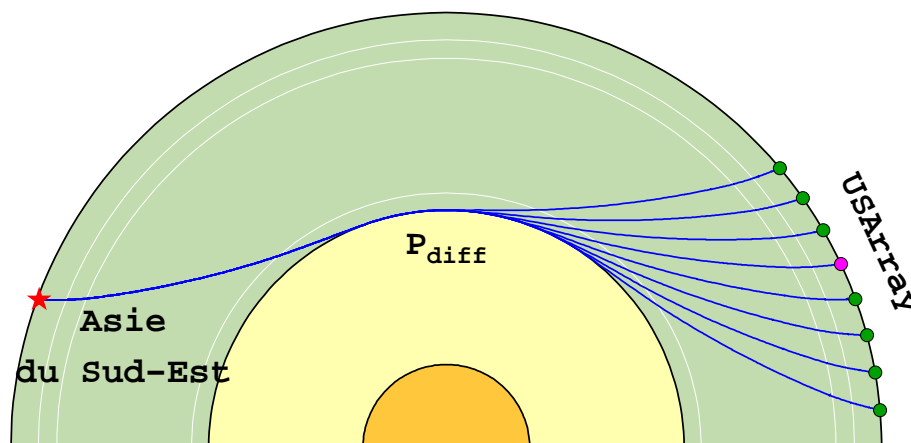


Figure 3.26 – Trajectoires de phases P_{diff} émises par un même séisme localisé en Asie du Sud-Est (étoile rouge), et enregistrées par le réseau temporaire USArray (cercles verts). Le cercle magenta représente la station de référence utilisée pour le calcul des résidus différentiels.

À chaque station du jeu de données, la médiane des résidus mesurés à partir des séismes provenant d’une même région, est calculée. Ce sont ces résidus différentiels médians aux stations qui sont utilisés pour observer les anomalies de vitesse de la croûte et du manteau supérieur [Fig. 3.27].

La comparaison entre les cartes ainsi obtenues et un modèle tomographique nord-américain [Fig. 3.28] [Sigloch, 2011] nous permet d’effectuer plusieurs interprétations. On peut ainsi voir que nos résidus différentiels sont particulièrement sensibles aux anomalies du manteau inférieur ($\simeq 80\text{--}150\text{ km}$ de profondeur). Les principales structures présentes sur nos cartes sont assez bien corrélées avec les images tomographiques (Yellowstone, Montagnes Rocheuses, ...). Les différences d’amplitudes des résidus différentiels observées entre les deux cartes nous montre que les résidus différentiels de P_{diff} sont bien sensibles au manteau inférieur le long du trajet diffracté. En effet, les résidus différentiels mesurés sur des P_{diff} ayant traversé l’anomalie lente formée par le superpanache Pacifique [Fig. 3.27(b)] sont décalés vers les valeurs négatives par rapport aux autres [Fig. 3.27(a)].

3.3.3 Résidus de temps et d’amplitude dans la couche D''

Nous avons réalisé une autre étude de cas, consistant à chercher une éventuelle corrélation entre résidus (mesurés à 0.0525 Hz , sélectionnés et corrigés) de temps de trajet $\delta\tau$ [Eq. 2.7] et résidus d’amplitude δA [Eq. 2.10] de P_{diff} dans une région particulière. Pour cela, nous choisissons de travailler dans une région où les résidus de temps de trajet sont majoritairement négatifs : la Chine Centrale [Fig. 3.29].

Dans cette région, tous les résidus de temps négatifs (mesurés à 0.0525 Hz , sélectionnés et corrigés), sont extraits et constituent, avec les résidus d’amplitude correspondants, notre jeu de données. Les résidus d’amplitude sont corrigés de la médiane à chaque station. Dans un premier temps, les résidus d’amplitude sont représentés en fonction de la distance épacentrale [Fig. 3.30].

On peut ainsi constater que les résidus d’amplitude augmentent avec la distance épacentrale, et donc avec la distance parcourue dans la couche D'' (la longueur du parcours diffracté est directement relié à la distance épacentrale). Dans un second temps, les résidus pour des distances épacentrales comprises entre 115 et 125° sont sélectionnés, et les résidus d’amplitude sont représentés en fonction des résidus de temps de trajet [Fig. 3.31].

On peut voir ici que, plus le résidu de temps de trajet est négatif, plus le logarithme du résidu d’amplitude est négatif, et donc que l’amplitude du sismogramme synthétique est plus importante que celle du sismogramme observé [Eq. 2.10]. Ainsi, dans la région étudiée, les anomalies de vitesse observées ont tendance à accélérer les ondes, et à les défocaliser

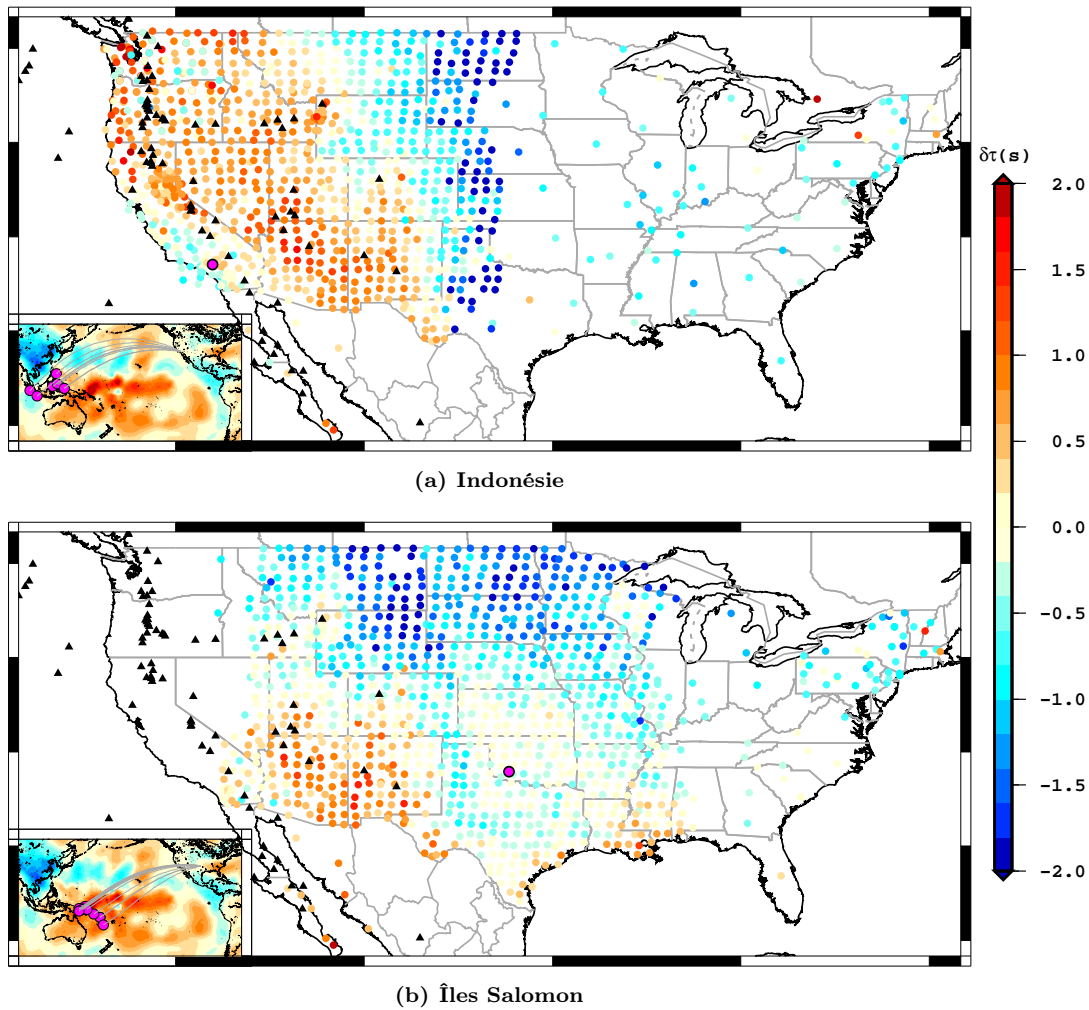


Figure 3.27 – Cartes de résidus différentiels médians (mesurés à 0.0725 Hz , sélectionnés et corrigés) de P_{diff} provenant de (a) 9 séismes localisés en Indonésie mesurés à 1043 stations américaines, et (b) 13 séismes localisés aux Îles Salomon mesurés à 1145 stations. Les points colorés donnent les valeurs de résidu différentiel médian mesurées aux différentes stations (voir échelle de couleur). Les triangles noirs donnent la position des principaux volcans ouest-américains, et le cercle magenta celle de la station de référence utilisée. La carte dans le coin inférieur gauche donne la position des séismes correspondants, ainsi que le trajet suivi par la P_{diff} enregistrée à la station de référence, par rapport aux anomalies de vitesse des ondes P dans la couche D'' . [d'après Li *et al.*, 2008]

(une onde focalisée voit son amplitude concentrée dans un plus faible volume, et une onde défocalisée voit donc son amplitude diminuer).

Par ailleurs, des calculs de sismogrammes pour des phases P_{diff} ont été faits pour vérifier ce lien entre résidus de temps et d'amplitude [Fig. 3.32(b)]. Cet ensemble de sismogrammes a été modélisé avec le logiciel GEMINI [Friederich & Dalkolmo, 1995] en utilisant différentes versions du modèle de Terre de référence ak135 [Kennett *et al.*, 1995], dont la vitesse des ondes P au sein de la couche D'' (entre 2740 et 2891 km de profondeur) a été perturbée de -3% à +3% [Fig. 3.32(a)]. À partir de ces versions perturbées du modèle de vitesse, des mesures de résidus de temps de trajet et d'amplitude ont été réalisées [Fig. 3.32(c)] à la même fréquence que les observations présentées plus haut.

En analysant les sismogrammes synthétiques ainsi obtenus, et les valeurs de résidus correspondantes, on peut voir que plus la vitesse est grande par rapport à celle de ak135 (traversée d'une anomalie de vitesse très rapide), plus l'amplitude, et le temps de trajet, sont faibles. Ceci nous permet de soutenir l'idée que les observations sont bien dues à la présence d'une anomalie rapide de vitesse sismique dans le manteau inférieur, et entre autres qu'une augmentation de 3% de la vitesse ne suffit pas à expliquer correctement les observations.

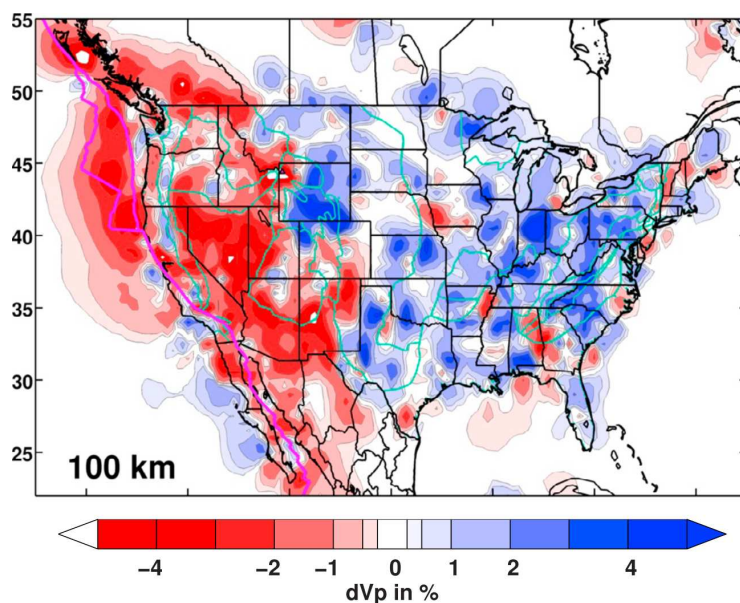


Figure 3.28 – Anomalies de vitesse des ondes P sous l'Amérique du Nord, à 100 km de profondeur. Le modèle de Terre de référence utilisé ici est IASP91 [Kennett & Engdahl, 1991]. [extrait de Sigloch, 2011]

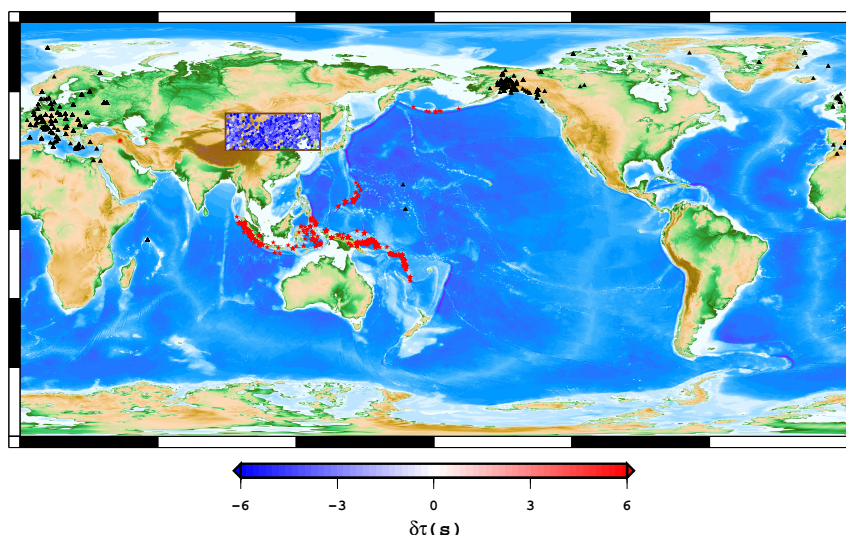


Figure 3.29 – Configuration des données utilisées dans cette étude. Les résidus de temps de trajet (points bleus) sont représentés au point milieu des trajectoires suivies par les phases P_{diff} . Les événements sismiques (étoiles rouges), et les stations d'enregistrement (triangles noirs) correspondants sont également représentés.

3.4 Conclusions et perspectives

On peut clairement établir que notre base de données de résidus de temps de trajet et d'amplitude est validée par l'ensemble des analyses présentées dans ce chapitre.

Des résultats prometteurs peuvent être tirés de ces mesures, aussi bien au niveau régional [Sec. 3.3.1 & 3.3.3], que global [Sec. 3.3.2]. La signature de la couche D'' est de plus présente dans les résidus des phases diffractées à l'interface entre le manteau et le noyau (P_{diff} et SH_{diff}).

Par ailleurs, le potentiel de notre base de données n'a pas encore été complètement exploité, et certaines pistes sont encore à étudier.

Comme nous l'avons vu précédemment [Sec. 2.2.3], nous avons choisi d'inclure certaines phases particulières dans notre base de données. Une étude des résidus de temps de trajet différentiel entre ondes de cisaillement horizontal et vertical ($SH-SV$ ou $SKSH-SKSV$)

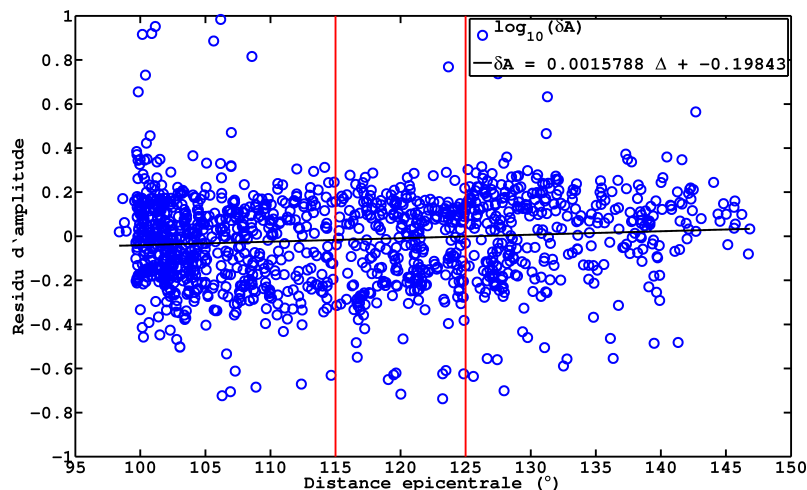


Figure 3.30 – Résidu d’amplitude en fonction de la distance épacentrale. La ligne noire donne la tendance générale des données (équation en légende), et les lignes rouges la gamme de distance épacentrale de laquelle sont issues les données représentées sur la Fig. 3.31.

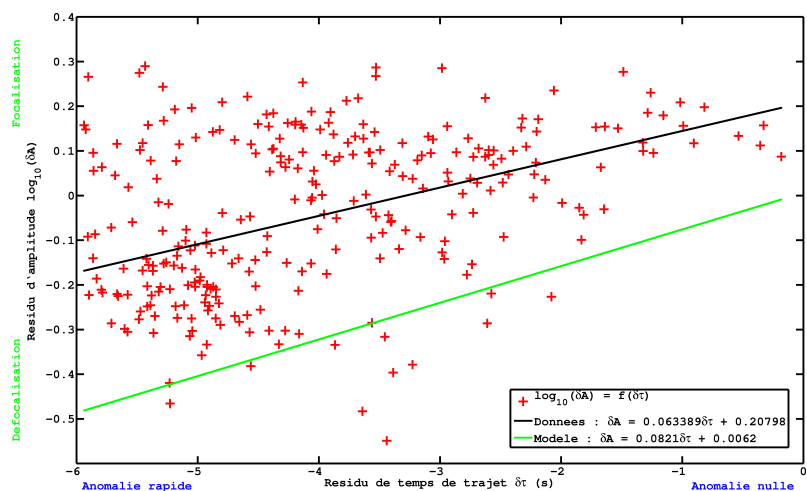


Figure 3.31 – Résidu d’amplitude en fonction du résidu de temps de trajet correspondant. Les tendances générales des données observées (ligne noire), et modélisées (ligne bleue) sont également représentées (équations en légende). Les données modélisées correspondent à la variante $v_P + 3\%$ du modèle ak135 [Fig. 3.32(a)].

pourrait nous apporter de nouvelles informations sur certaines zones anisotropes connues [Sec. 1.3.5], et même nous aider pour la détection de nouvelles régions anisotropes. De plus, l’étude des résidus d’amplitude de phases sismiques théoriquement inobservables, car trop atténuées, pourrait également nous permettre d’étudier la présence, dans le manteau inférieur (avec les phases SV_{diff}) ou supérieur (avec les phases SSV), d’anomalies de vitesse capables de focaliser (amplifier) les ondes sismiques les ayant traversées.

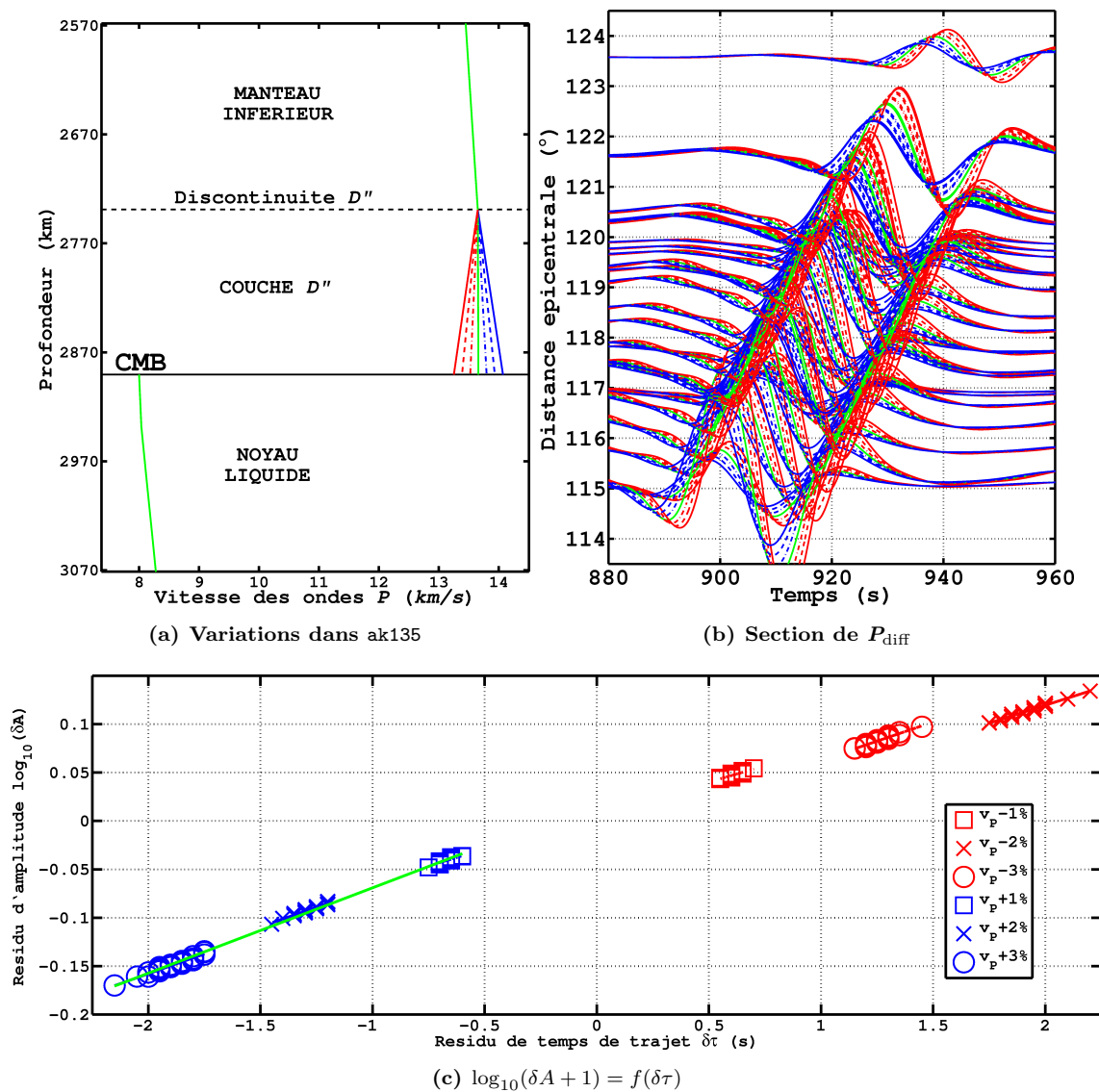


Figure 3.32 – (a) Vitesse (v_P) des ondes P (vert) selon le modèle ak135 dans le manteau inférieur, et modifiée comme suit : $v_P + 1\%$ (tirets pointillés bleus), $v_P + 2\%$ (tirets bleus), $v_P + 3\%$ (trait plein bleu), $v_P - 1\%$ (tirets pointillés rouges), $v_P - 2\%$ (tirets rouges), $v_P - 3\%$ (trait plein rouges). (b) Section de sismogrammes synthétiques pour des phases P_{diff} correspondant aux différentes variantes du modèle ak135. (c) Résultats de mesures de résidus de temps de trajet et d’amplitude ($\log_{10}(\delta A + 1)$) effectuées sur les sismogrammes synthétiques issus des différentes variantes du modèle ak135. Les points représentent les mesures effectuées à partir des modèles $v_P + 1\%$ (bleu) et $v_P - 1\%$ (rouge), les croix à partir des modèles $v_P + 2\%$ (bleu) et $v_P - 2\%$ (rouge), et les cercles à partir des modèles $v_P + 3\%$ (bleu) et $v_P - 3\%$ (rouge). Les droites représentent les tendances des différents groupes de mesures, et ont la même couleur et le même trait que le modèle et les sismogrammes synthétiques correspondants. Ce sont les mesures à $v_P + 3\%$ (cercles et trait plein bleus) qui sont reportées sur la Fig. 3.31.

Chapitre 4

Détermination de la structure crustale par les fonctions récepteurs

Sommaire

Introduction générale	77
Résumé	78
4.1 Introduction	79
4.2 Method	79
4.2.1 Determination of source-time functions by waveform inversion . .	80
4.2.2 Data selection	81
4.2.3 Rotation	81
4.2.4 Source-time function deconvolution	81
4.2.5 Summation	82
4.3 Other examples	82
4.3.1 Station AML	82
4.3.2 Station BJT	85
4.4 Applications	85
4.4.1 Determination of the crustal V_P/V_S ratio and thickness	85
4.4.2 Observation of other discontinuities	89
4.4.3 Comparison with classical receiver functions	89
4.5 Conclusions	90
Révisions et perspectives	90

Introduction générale

Les variations de l'épaisseur de la croûte terrestre peuvent générer des anomalies de temps de trajet plus importantes que celles dues à la topographie. Les images tomographiques globales ne sont généralement pas capables de résoudre correctement ces variations. Ainsi, lorsque l'on veut réaliser une tomographie de la lithosphère, il devient indispensable de corriger les temps de trajet mesurés des variations de l'épaisseur de la croûte.

Le modèle le plus utilisé actuellement est **CRUST2.0**, une version mise à jour du modèle **CRUST5.1** [Mooney *et al.*, 1998], basé sur des données de réfraction sismique et d'épaisseur des couches de glace et de sédiments. Ce modèle [Fig. 4.0] est une amélioration des précédents selon les points suivants : (1) l'épaisseur et la structure (en termes de vitesse sismique et de densité) des bassins sédimentaires sont mieux prises en compte, (2) les profils de vitesse des régions où aucune mesure n'a été faite sont estimés statistiquement à

partir d'importants de jeux de données de structure crustale, et (3) la structure en densité et en vitesses de compression et de cisaillement a été déterminée à partir de nouvelles mesures sur le terrain ou en laboratoire. La principale limitation de ce modèle réside dans sa résolution de seulement 2° .

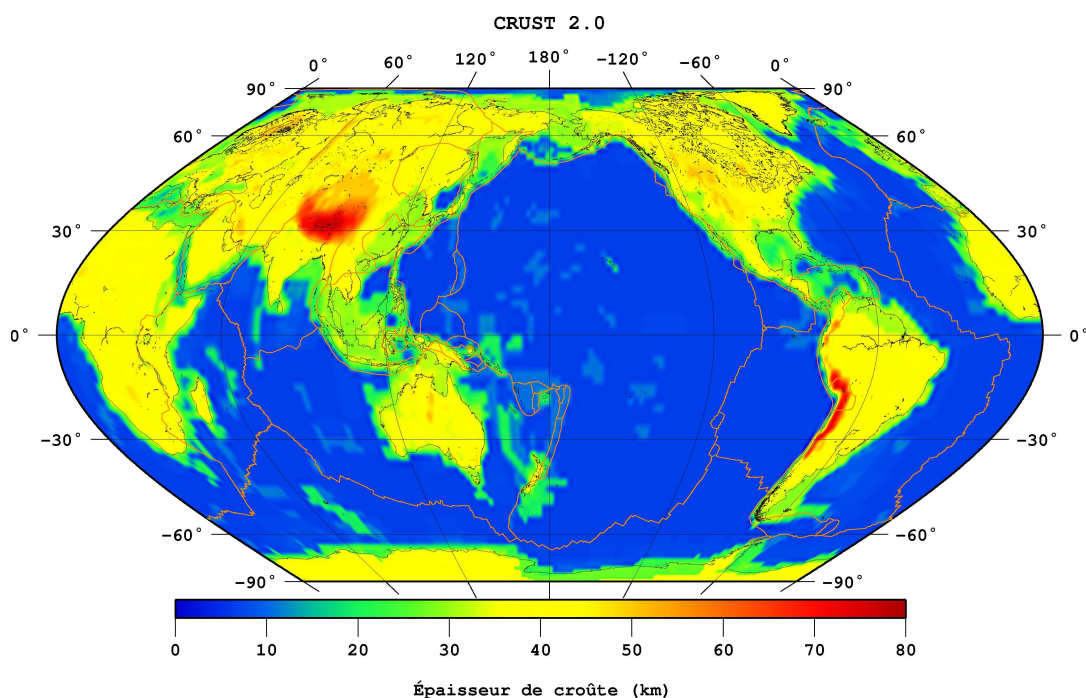


Figure 4.0 – Modèle d'épaisseur de croûte CRUST2.0 [Mooney *et al.*, 1998].

Pour palier à ce problème, et être capable de déterminer la structure crustale précise sous n'importe quelle station sismologique du globe, nous avons développé une nouvelle approche pour le calcul de fonctions récepteurs, en utilisant la méthode développée par notre équipe [Sec. 2.3.2] pour la détermination de STF haute fréquence.

Classiquement, les fonctions récepteurs sont obtenues par déconvolution des différentes composantes d'un sismogramme par sa composante verticale. Par cette technique, seule la composante radiale résultante est exploitable, puisque la composante verticale ne contient plus que le pic de la phase P , et la composante transverse ne contient aucune phase P . L'approche développée ici consiste à effectuer le même exercice, mais en déconvoluant cette fois-ci par la STF haute fréquence, nous permettant ainsi d'exploiter les composantes radiale, comme verticale.

La fonction récepteur (obtenue par l'une ou l'autre technique) fait apparaître les réflexions et conversions aux différentes interfaces rencontrées par l'onde. De plus, l'amplitude des phases correspondant à ces réflexions et transmissions est un indicateur du contraste et de l'épaisseur sur laquelle ont lieu les sauts de vitesse sismique aux différentes discontinuités. Ce sont finalement les temps d'arrivée de ces phases qui nous permettent de déterminer les vitesses de propagation des ondes dans les roches au niveau des interfaces étudiées.

Cette étude a fait l'objet d'une publication écrite par moi-même, S. Chevrot et R.F. Garcia [Schardong *et al.*, 2012], soumise dans la revue *Geophysical Journal International*, mais rejetée dans sa forme actuelle. La version présentée ici a donc été améliorée par rapport à celle soumise.

Résumé

Les fonctions récepteurs sont un moyen crucial de contraindre la structure crustale moyenne sous les stations sismologiques. Elles sont obtenues de manière classique par dé-

convolution de la composante radiale par la composante verticale d'enregistrements d'ondes P . Toutefois, avec cette approche, il est impossible d'exploiter les composantes verticales, qui contiennent les ondes P réfléchies sur les interfaces crustales. Dans cette étude, nous explorons une approche alternative pour la construction des fonctions récepteur, qui consiste à déconvoluer les enregistrements en ondes P par une fonction source déterminée par inversion de forme d'onde. Le problème non linéaire d'inversion de formes d'onde est résolu par recuit simulé et utilise pour cela un jeu de données global d'enregistrements d'ondes P . Ce nouveau type de fonctions récepteurs nous permet de détecter les conversions d'ondes P en ondes S au niveau du *Moho* et les multiples crustaux associés dans les composantes radiales, tout comme l'approche classique, mais également les réflexions d'ondes P au sommet du *Moho* sur les composantes verticales. Nous présenterons et discuterons les résultats obtenus pour plusieurs stations sismologiques, localisées dans différents environnements tectoniques.

4.1 Introduction

The detailed knowledge of crustal and upper mantle structures beneath seismological stations has always been an important issue in seismology. A major source of information comes from the so-called P and S receiver functions (RFs), which allow seismologists to retrieve approximate transfer functions for incident teleseismic P - or S -waves. Burdick & Langston [1977], and then Langston [1979], first applied the idea of using the vertical (Z) component to remove the signature of the P wavelet from the radial (R) component. By computing the ratio between the spectral amplitudes of the vertical and radial components, they were able to remove the contribution of the source-time function (STF) of the earthquake and to enhance the P -to- S conversion at the *Moho* discontinuity [Mohorovičić, 1910]. Since then, this approach has been used on a considerable number of stations, and RFs are now part of the routine analysis of seismological data. Despite its tremendous success, this approach still suffers from the limitation of approximating the incident P -wave by the signal recorded on the vertical component, which hampers the detection of P -waves reflected on crustal or mantle discontinuities in the coda of direct P -waves.

Various approaches have been attempted to estimate the incident P wavelet. For example, Bostock [2004] and Baig *et al.* [2005] used the homomorphic deconvolution with some success, and Langston & Hammer [2001] simply averaged the vertical components recorded by a regional array. Here, we explore the potential of using STFs obtained by waveform inversion [Chevrot, 2002 ; Garcia *et al.*, 2006, 2009] to obtain radial and vertical P RFs. We show that after deconvolving the STF from the radial and vertical components of P -wave records, we are then able to detect P -to- S conversions in the radial component, but also P reverberations on internal discontinuities on the vertical component. The simultaneous detection of these converted and reflected phases gives direct constraints on the depth of the *Moho* or the lithosphere-asthenosphere boundary (LAB) [Gutenberg, 1926], but also on the ratio of P -to- S wave velocities (V_P/V_S), a key parameter to get insight into crustal composition [Christensen, 1996 ; Chevrot & van der Hilst, 2000].

4.2 Method

The interaction of the incident P -wave with a crustal interface generates a train of converted and multiply reflected phases such as P_{Ds} , Pp_{Ds} , Ps_{Ds} or Pp_{Dp} (see Fig. 4.1 for waves interacting with the *Moho* discontinuity) where 'D' indicates conversion or reflection at discontinuity 'D' (for example the *Moho*). These phases are buried in the coda of the P -wave and cannot usually be directly identified on raw traces. Their isolation and

detection involve a multistep processing scheme.

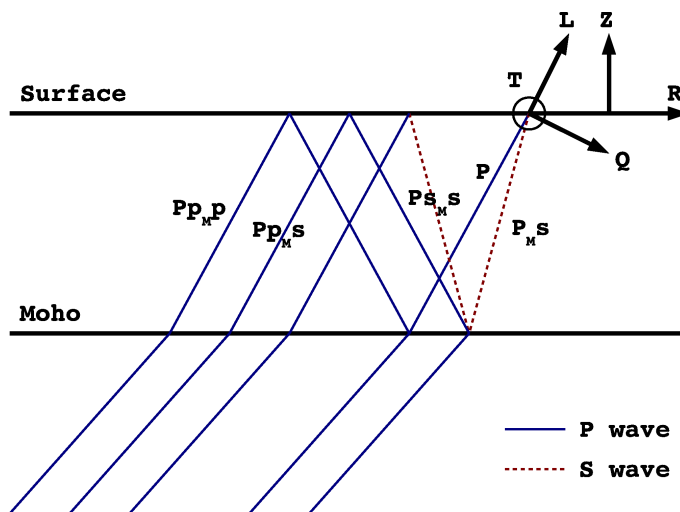


Figure 4.1: The first-order crustal phases. The configuration here represents the *Moho* conversions and reflections. Ray paths are for *P*- (full blue lines) and *S*-waves (dashed red lines).

In this section, we illustrate the different steps involved in the construction of the RFs on the data of GEOSCOPE station HYB (Hyderâbâd, India), which has been chosen because of the exceptional quality of its records [Kumar *et al.*, 2010].

4.2.1 Determination of source-time functions by waveform inversion

The originality of our method resides in the source wavelet used in the deconvolution process. The source wavelet is determined by waveform inversion of vertical components recorded by a set of stations globally distributed. The problem consists in finding the average STF and the time shifts at each station that minimize the discrepancy with the observed seismic records. This non-linear inverse problem involves a large number of model parameters (each time sample of the STF, and the time delay at each station). It is solved with an efficient simulated annealing approach [Chevrot, 2002]. We refer the reader to a companion paper [Garcia *et al.*, 2012] for more detail. A similar approach has been used to analyse a global dataset of intermediate and deep earthquakes by Tocheport *et al.* [2007]. The STF obtained with our simulated annealing approach better resolves the temporal complexity of the source compared to, for example, Harvard's *GlobalCMT* [Dziewonski *et al.*, 1981] solutions which approximate the STF by a triangle function whose width is obtained by using a scaling relation with the magnitude of the event. Fig. 4.2 shows the source solution obtained with our inversion method compared to the *GlobalCMT* solution on different events (top panel). Once the inverse problem is solved, we compute a synthetic vertical component seismogram that includes the contribution of depth phases (*pP* and *sP*) but excludes the response of the medium beneath the receiver (bottom panel). This vertical component synthetic seismogram will be used in the deconvolution to construct radial and vertical *P* RFs.

We have analysed with this method all the teleseismic *P*-wave records in the IRIS data center in the time period from 1990 to 2006 ($m_b \geq 5.8$). Our main objective was to construct a high quality global dataset of body wave traveltime data to produce a new global *P*-velocity tomographic model. The new data set and the tomographic model will be presented in forthcoming publications.

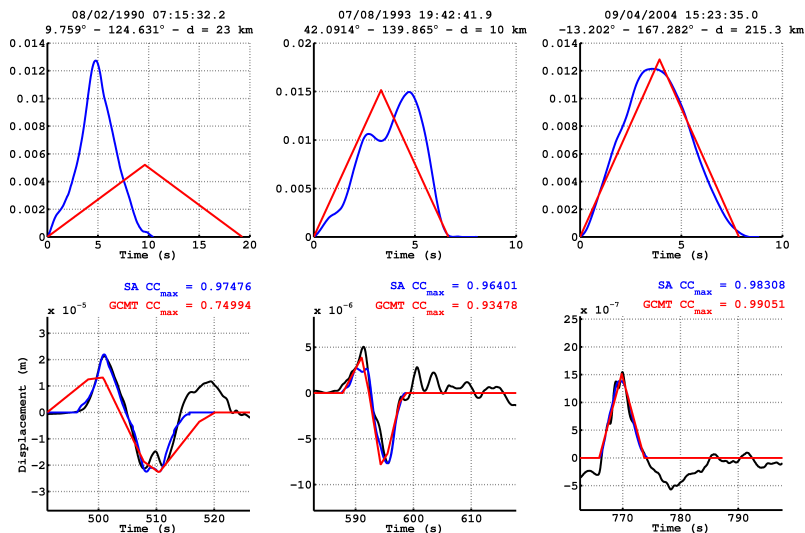


Figure 4.2: (Top) Comparison between Simulated Annealing (blue) and GlobalCMT (red) STF solutions for three different seismic events (origin times and locations are given on the top of each column). (Bottom) Comparison between synthetic seismograms obtained by correlating STF convolved with Green’s functions computed with ray theory with observed seismograms. Coefficients of correlation between observed and synthetic seismograms are given on the top of the traces.

4.2.2 Data selection

From the global database we have gathered, we assemble station datasets by selecting all the P -waves recorded by each station between 28° and 90° . However, we apply very restrictive selection criteria on the records that we keep to determine P RFs. We keep only records for which the correlation coefficient between the observed and synthetic vertical components is larger than 0.95, in a time window of a few seconds around the theoretical arrival time of the P phase. These traveltimes are calculated with the TauP package, which relies on the method of [Buland & Chapman, 1983]. Being very restrictive, we end up with a rather small number of selected traces for each station, but of very high quality. We found that this is a critical point to detect the P reflections on the *Moho*.

Comparisons between synthetic and observed vertical component seismograms are shown on the bottom panel of Fig. 4.2 for three different events recorded at station HYB.

4.2.3 Rotation

This step consists in rotating the (Z,N,E) components to the (Z,R,T) components. This rotation enhances P -to- S conversions and reflections on the radial components. Another rotation is sometimes introduced to project the vertical and radial components on the longitudinal (L) and SV (Q) components [Husebye *et al.*, 1975 ; Vinnik, 1977]. The L component corresponds to the polarisation direction of the incoming P -wave. The Q component is defined along the direction perpendicular to the L component in the great-circle plane. This additional rotation enhances the P -wave on the L component and the P -to- S conversion on the Q component.

4.2.4 Source-time function deconvolution

In our approach, we deconvolve by a synthetic seismogram, obtained by convolving a Green’s function that includes depth phases (on the source side) but not the crustal reverberations beneath the receiver, with the STF obtained after waveform inversion. For the deconvolution, we use the iterative time-domain deconvolution process of Ligorria & Ammon [1999]. We have performed different tests in order to determine the optimal parameters for the deconvolution: maximum number of iterations, minimum change of the residue

required to stop the iterative process, and width of the Gaussian filter applied to the resulting RF. Satisfactory results are obtained with a maximum number of 200 iterations, a minimum residue change of 10^{-3} , and a 2.5 Hz Gaussian filter.

4.2.5 Summation

After rotating and deconvolving each individual RF, summation allows us to better detect conversions and reflections. After applying moveout corrections, stacking will enhance any coherent phase (for example the Pp_{MP}) that may be present in the data. The observed differential traveltimes of the reverberation with respect to the P -wave will then constrain the depth of the discontinuity. Fig. 4.3(a) & 4.3(b), show respectively the Q and L components of the P RFs for station HYB that have been stacked in different slowness windows, ranging from 4.5 to 8.5 $s/^\circ$, with a step of 0.5 $s/^\circ$. The Q components have been corrected for the moveouts of the P_{Ms} phase, whereas L components have been corrected for the moveouts of the Pp_{MP} phase. In both cases, a reference slowness of 6.5 $s/^\circ$ has been used. The top trace shows the result of summing all the stacks corresponding to the different slowness windows.

The P -to- S conversion (P_{Ms}) is clearly detected on the stacks of the Q components in Fig. 4.3(a), around 3 s after the P -wave. The first (Pp_{Ms}) and second (P_{sMs}) multiples are also clearly detected, around 12 and 17 s after the P -wave. These observations are very similar to those obtained by Kumar *et al.* [2010]. Moving to Fig. 4.3(b), a pronounced phase with a polarity opposite to the P -wave, which we interpret as the Pp_{MP} , is observed around 10 s after the P -wave, again in good agreement with the study by Kumar *et al.* [2010]. Simple calculations show that these values are in good agreement with a crustal thickness of about 30 km, as already proposed by Kumar *et al.* [2010]. This first order estimate will be refined in Sec. 4.4.1.

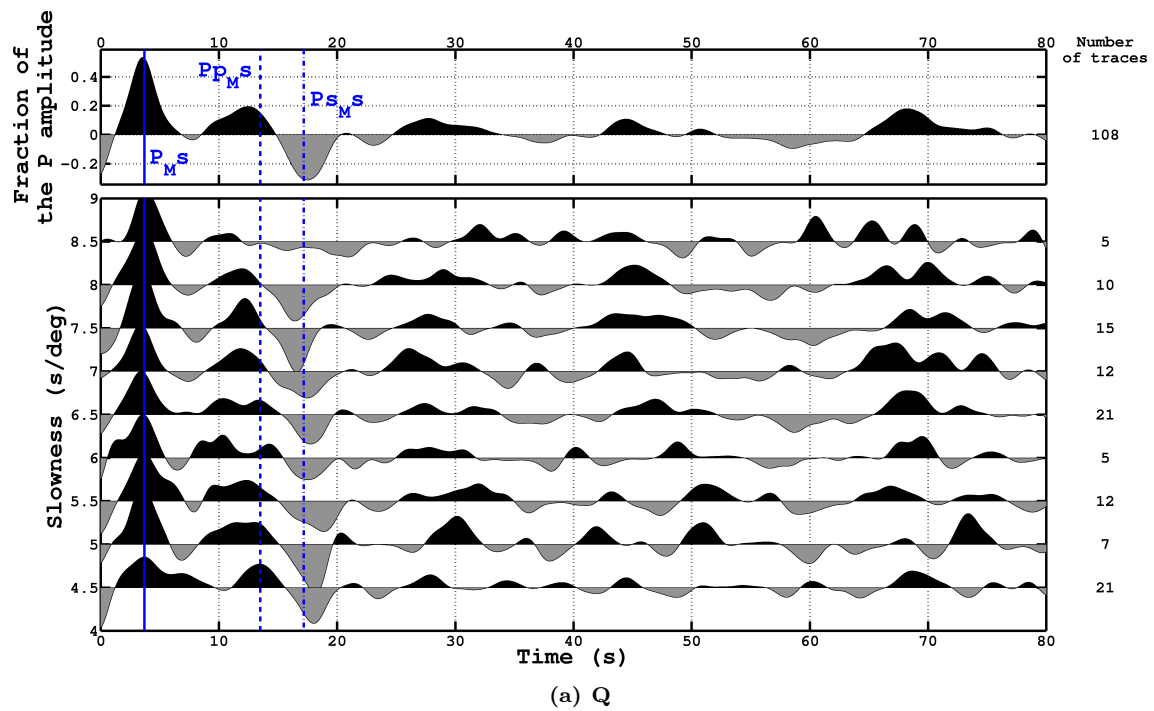
4.3 Other examples

The example of station HYB has shown that it is indeed possible to detect P reflections on vertical P RFs. To investigate if such observations could be reproduced on other locations, we have analysed in detail two other stations, AML (Almayashu, Kyrgyzstan) located to the north-west of the Tibetan Plateau, in the Tien Shan Mountains, and BJT (Beijing, China), located on the Sino-Korean craton.

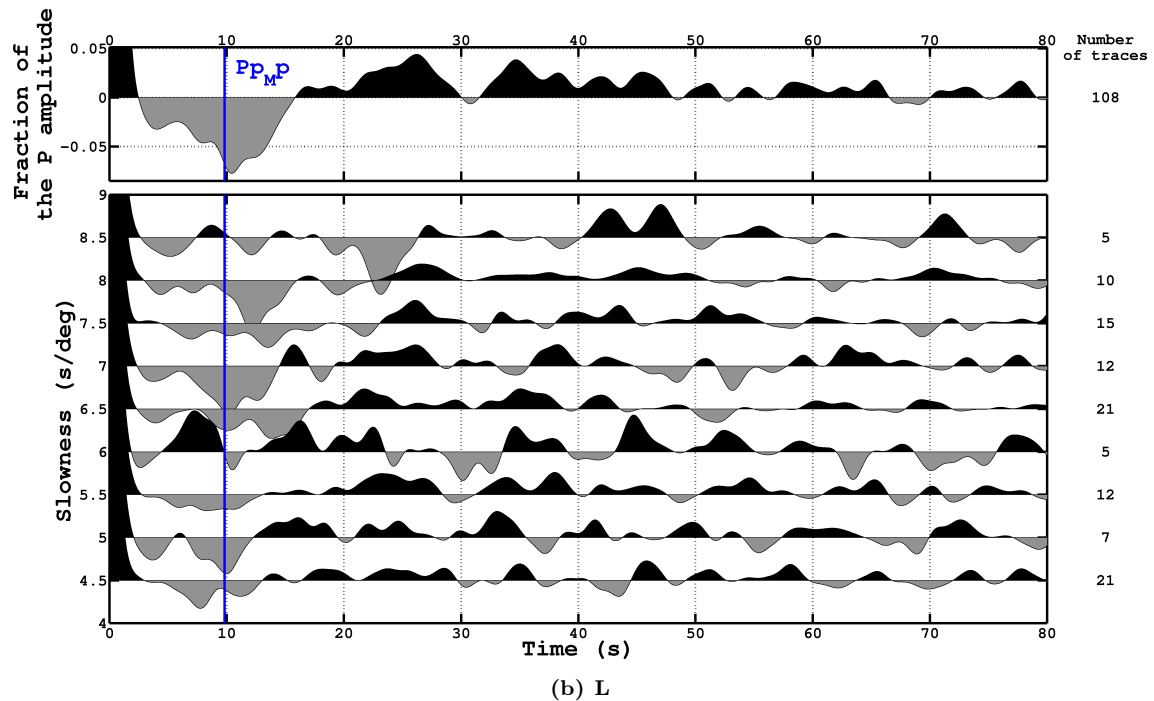
4.3.1 Station AML

Fig. 4.4(a) & 4.4(b) show respectively the stacks of Q and L RFs for station AML. The P -to- S conversion at the *Moho* (P_{Ms}) is clearly detected in the stacks of Q components around 7 s after the P -wave, while the first (Pp_{Ms}) and second (P_{sMs}) multiples are detected respectively 24 and 30 s after the P -wave. These different phases are thus detected at much later times than for station HYB, as indicated by the arrival times traced with vertical color lines in Fig. 4.4(a) & 4.4, which points to a much larger crustal thickness, of $\simeq 50$ km, in relative good agreement with recent studies [Vinnik *et al.*, 2004 ; Kumar *et al.*, 2005b]. Such a large crustal thickness makes the detection of conversions on intracrustal discontinuities much easier. There is some hint in Fig. 4.4(a) for such a conversion (labelled P_{Cs}) arriving around 4 s after the P -wave.

On the stacks of vertical RFs, the phase with a negative polarity (interpreted as Pp_{MP}) arriving about 15 s after the P -wave is in good agreement with a reflection on a *Moho* discontinuity located around 50 km of depth. This phase is barely detected on the individual stacks, which have a poor signal-to-noise ratio owing to the small number of high quality traces that could be found in each slowness window.



(a) Q



(b) L

Figure 4.3: (a) Q and (b) L components RFs for station HYB stacked in several slowness windows, corrected for the (a) $P_M S$ and (b) $P_P M P$ and moveouts with a reference slowness of $6.5 \text{ s}/^\circ$. The top trace is the stack of the whole data set. The numbers on the right give the numbers of records stacked in each slowness window. The colored lines give the traveltimes computed with the method described in Sec. 4.4.1.

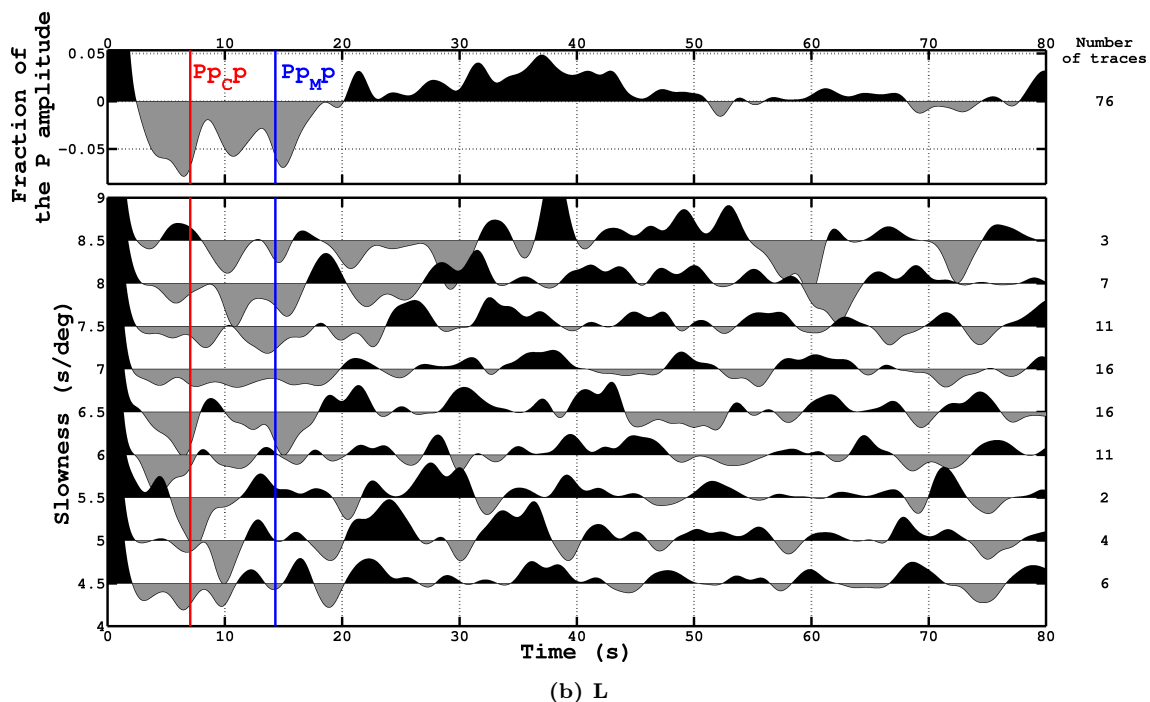
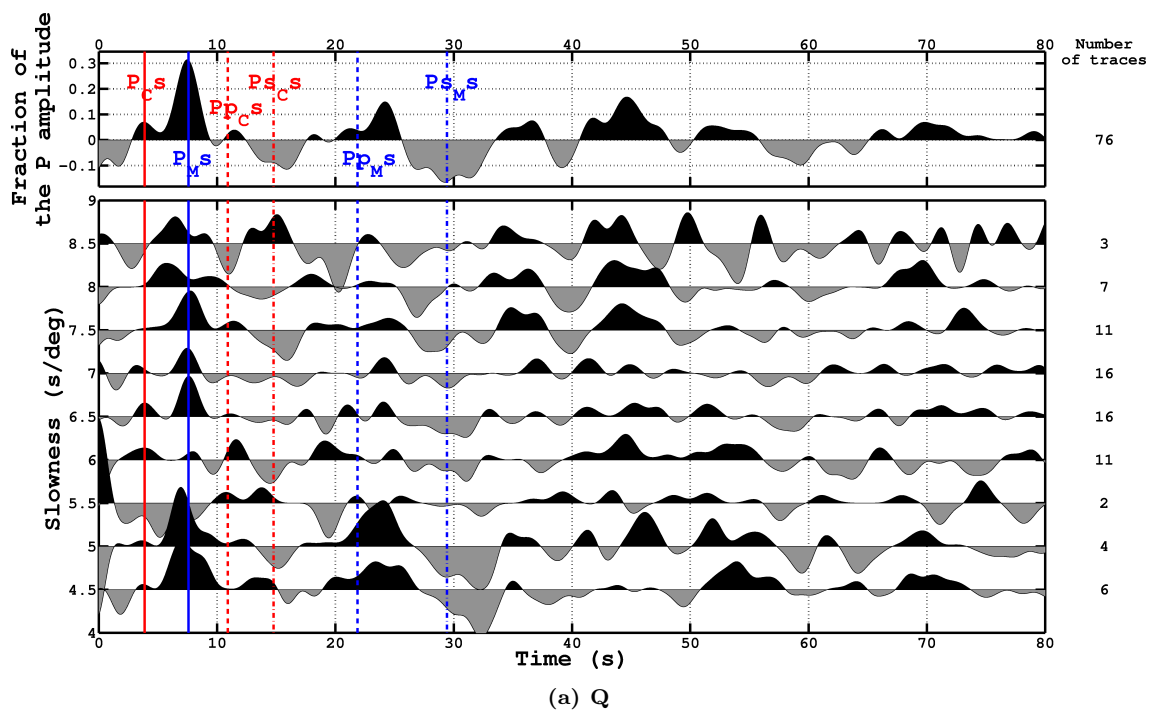


Figure 4.4: (a) Q and (b) L components RFs for station AML stacked in several slowness windows, corrected for the (a) P_{Ms} and (b) Pp_{Mp} moveouts with a reference slowness of $6.5 \text{ s}/^\circ$. The top trace is the stack of the whole data set. The numbers on the right give the numbers of records stacked in each slowness window. The colored lines give the traveltimes computed with the method described in Sec. 4.4.1.

4.3.2 Station BJT

Fig. 4.5(a) & 4.5(b) show respectively the stacks of Q and L RFs for station BJT. The P -to- S conversion at the *Moho* (P_{Ms}) is clearly detected in the stacks of Q components around 5 s after the P -wave, while the first (Pp_{Ms}) and second (Ps_{Ms}) multiples are detected respectively 16 and 20 s after the P -wave. On the stacks of vertical RFs, the phase with a negative polarity (assimilated to Pp_{Mp}) arrives about 11 s after the P -wave. All these arrival times are roughly compatible with a crustal thickness of about 34 km, which gives the arrival times traced with vertical color lines in Fig. 4.5(a) & 4.5(b).

4.4 Applications

4.4.1 Determination of the crustal V_P/V_S ratio and thickness

RFs have historically been made on SV components rather than on P components owing to the difficulty to exploit the latter. In this section, we will assess their potential to constrain crustal structure, and in particular the average V_P/V_S ratio.

In order to determine *Moho* depth and crustal V_P/V_S ratio, we stack RFs along the curves given by theoretical traveltimes of Pp_{Mp} , P_{Ms} , Pp_{Ms} and Ps_{Ms} phases. The computation of these traveltimes only requires these two functions:

$$\tau_P(p, H) = \frac{H}{V_P} \sqrt{1 - p^2 V_P^2} \quad (4.1)$$

$$\tau_S(p, H) = \frac{H}{V_P} \sqrt{\left(\frac{V_P}{V_S}\right)^2 - p^2 V_P^2} \quad (4.2)$$

where H is the crustal thickness, V_P and V_S respectively the crustal P - and S -waves velocities, and P the ray parameter, or slowness; the crustal P -wave velocity V_P is assumed to be 6.45 km/s in the whole crust [Christensen & Mooney, 1995], except for HYB, where it is assumed to be 6.1 km/s [Ravi Kumar & Bostock, 2008]. In these expressions, we have assumed that seismic velocities are constant inside the crust. It is straightforward to generalize these expressions to the case of seismic velocities varying as a function of depth.

Using the quantities computed with Eq. 4.1 & 4.2, it is easy to derive the differential traveltimes of the different phases with respect to the P -wave:

$$t_{Pp_{Mp}}(p, H) - t_P = 2 \tau_P(p, H) \quad (4.3)$$

$$t_{P_{Ms}}(p, H) - t_P = \tau_S(p, H) - \tau_P(p, H) \quad (4.4)$$

$$t_{Pp_{Ms}}(p, H) - t_P = \tau_S(p, H) + \tau_P(p, H) \quad (4.5)$$

$$t_{Ps_{Ms}}(p, H) - t_P = 2 \tau_S(p, H) \quad (4.6)$$

where t_P is the theoretical traveltime of the P -wave (calculated with the `TauP` package, based on the method of [Buland & Chapman, 1983]).

For each seismogram, all these theoretical traveltimes are computed for numerous values of *Moho* depth H and V_P/V_S ratio. For each pair $(H, V_P/V_S)$, the records are time-shifted in order to align a particular phase on all the traces, and then stacked [Zhu & Kanamori, 2000]. The maximum value of the stack gives an estimate of optimal $(H, V_P/V_S)$. Corresponding diagrams are known as H - k stacks (where $k = V_P/V_S$) [Fig. 4.6]. These values allow us to compute the theoretical differential times of all the conversions and reflections on the *Moho* with respect to the P -wave, which are marked with vertical color lines on all the figures. From the crustal V_P/V_S ratio, we can also deduce the Poisson's ratio σ , according to:

$$\sigma = \frac{1}{2} \left(1 - \left[\left(\frac{V_P}{V_S} \right)^2 - 1 \right]^{-1} \right) \quad (4.7)$$

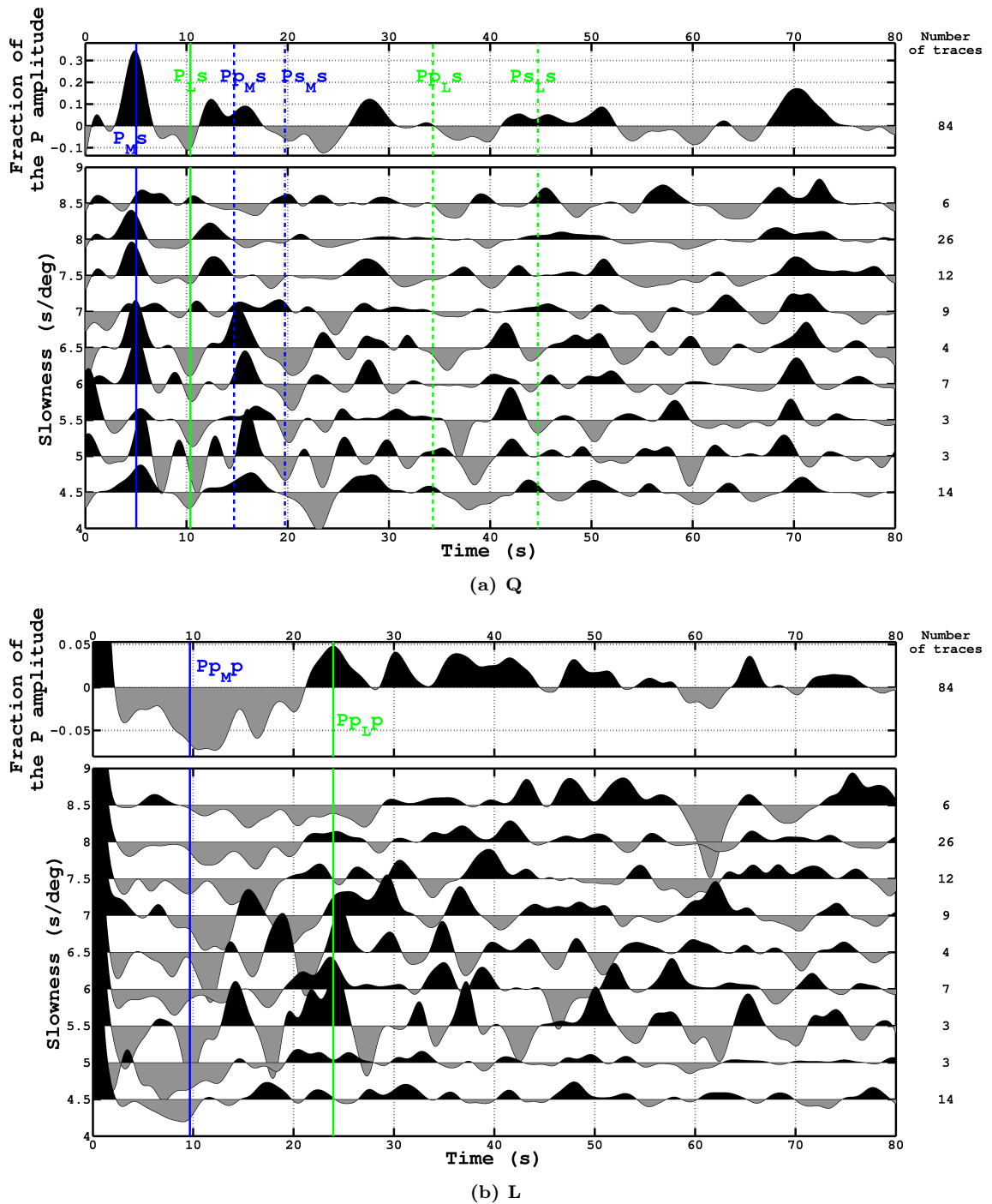


Figure 4.5: (a) Q and (b) L components RFs for station BJT stacked in several slowness windows, corrected for the (a) P_Ms and (b) P_PMP moveouts with a reference slowness of 6.5 s/deg . The top trace is the stack of the whole data set. The numbers on the right give the numbers of records stacked in each slowness window. The colored lines give the traveltimes computed with the method described in Sec. 4.4.1.

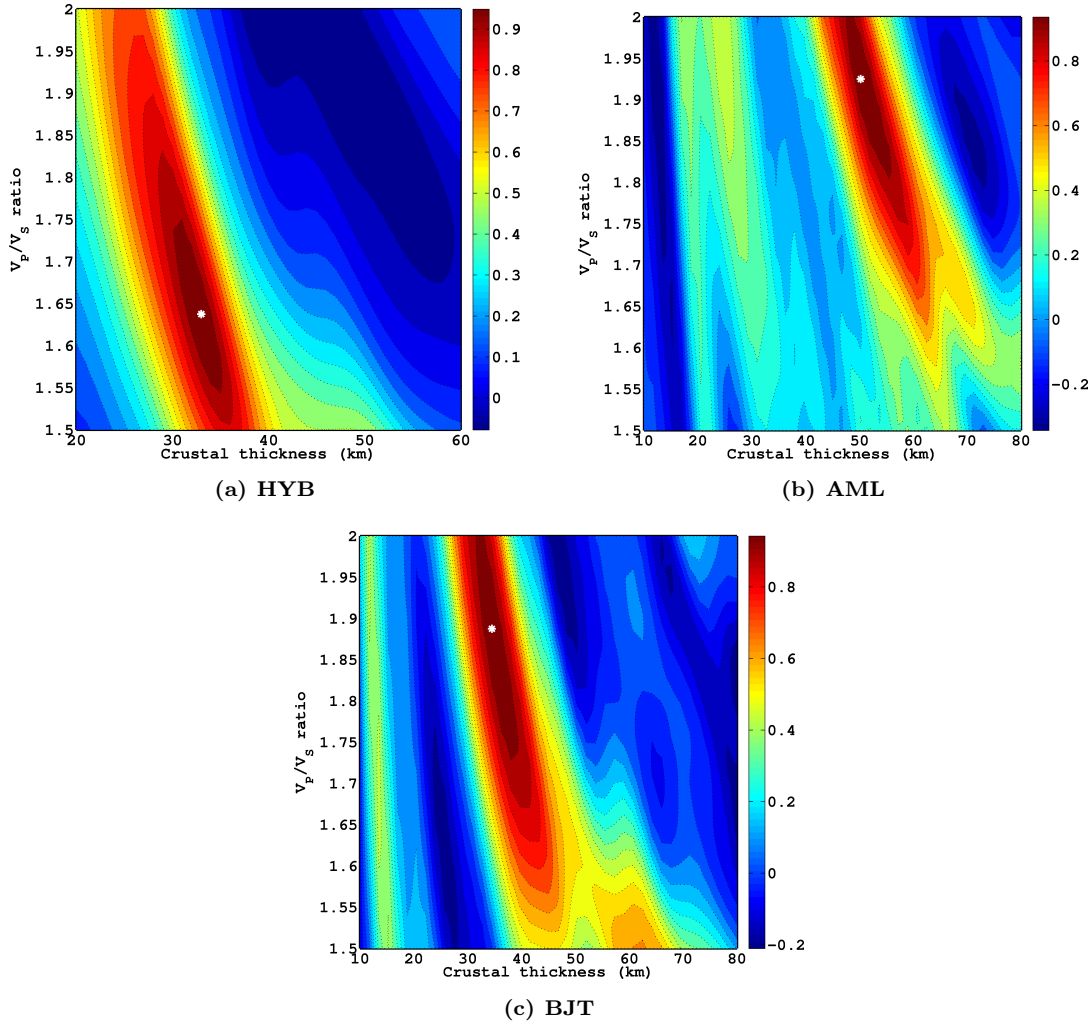


Figure 4.6: Normalized amplitude of the stack along traveltime curves corresponding to $PpMP$, P_Ms , $PpMs$ and $PsMs$ phases detected in (a) HYB, (b) AML and (c) BJT RFs. The white star gives the position of the maximum amplitude of the stack (see the color bar on the right for the values of amplitude): $H_{\text{HYB}} = 32.8 \text{ km}$, $[V_P/V_S]_{\text{HYB}} = 1.64$; $H_{\text{AML}} = 50.6 \text{ km}$, $[V_P/V_S]_{\text{AML}} = 1.92$; $H_{\text{BJT}} = 34.5 \text{ km}$, $[V_P/V_S]_{\text{BJT}} = 1.89$.

This parameter gives crucial constraints on the average composition of the crust [Christensen, 1996; Chevrot & van der Hilst, 2000].

Following this method, we obtain crustal thicknesses below HYB, AML and BJT of 32.8 km , 50.6 km and 34.5 km , respectively, in good agreement with values found in previous studies. The crustal thickness thus seems to be determined robustly.

On the other hand, as seen in Fig. 4.6, crustal V_P/V_S ratio values are less well defined. For example, the selection of crustal multiples considered in the process has strong influence on the final value of V_P/V_S . Below HYB, AML and BJT, we found crustal V_P/V_S ratios of 1.92, 1.64 and 1.89, respectively. These values are quite extreme (ak135 gives an average value of 1.69 for the whole crust) and may not reflect reality. Three-dimensional (3D) effects on the different seismic phases may partly explain such variations. In the following, we propose and discuss such possible 3D effects.

We explore three possible types of the lateral variations in the crust that may impact the estimation of the Poisson's ratio.

In the case of seismological stations located in high altitude areas (typically several thousands of meters), station and reflection points are not necessarily at the same altitude. In fact, *Moho* depth tends to be located deeper beneath higher topographic reliefs, locating the reflection point further away from the station. For example, the reflection point is located 25 km from the station for a $PpMs$ reflected on a *Moho* at 40 km depth. In Fig.

4.7(a), we present the two possible cases: (1) a reflection point lower or (2) higher by $\Delta h = 2000 \text{ m}$ than the seismological station. In either case, the traveltime perturbation is given by $\Delta\tau_P = 2\tau_P(p, \Delta h) = \pm 0.57 \text{ s}$. This configuration changes the crustal thickness to (1) 33.0 km and (2) 37.0 km , respectively, and the crustal V_P/V_S ratio to (1) 1.64 and (2) 1.74, respectively.

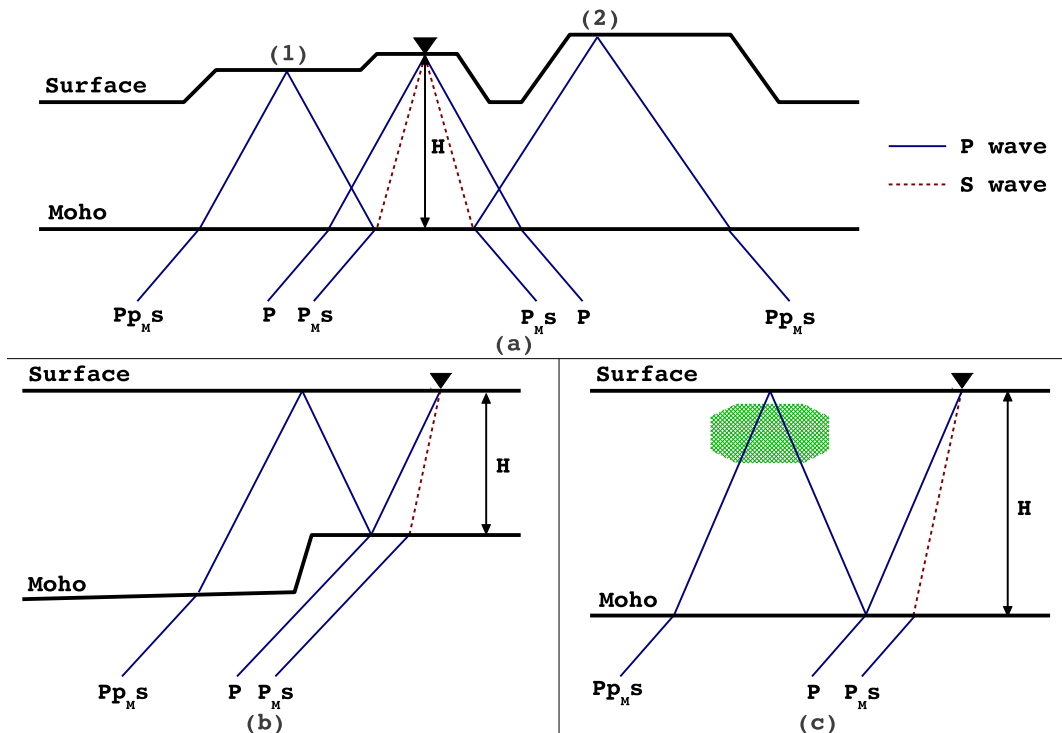


Figure 4.7: (a) Schematic ray paths of converted and reflected phases for a seismological station located on a high plateau with reflection points at (1) lower and (2) higher altitudes than the station. (b) Schematic ray paths of converted and reflected phases for a seismological station above a *Moho* discontinuity more shallow than below the reflection point. (c) Schematic ray paths of converted and reflected phases for a seismological station recording a reflected phase having travelled through a velocity anomaly (green area).

One can also imagine that the depth of the *Moho* discontinuity may vary between the station's location and the reflection points of crustal multiples. We illustrate such a configuration in Fig. 4.7(b), where we consider an abrupt change in the *Moho* depth of $\Delta h = 10 \text{ km}$. The corresponding traveltime perturbation is then $\Delta\tau_P = \tau_P(p, \Delta h) - \tau_P^M(p, \Delta h) = \pm 0.32 \text{ s}$ where τ_P^M represents the traveltime of *P*-waves along Δh in the uppermost mantle. This configuration changes the crustal thickness to 37.3 km , and the crustal V_P/V_S ratio to 1.75.

The last configuration we consider in Fig. 4.7(c) is a classical representation of plane free-surface and *Moho* interfaces, with the presence of a velocity anomaly dV_P right below the reflection point, only influencing *P*-waves reflecting at this point. We studied four cases with velocity anomalies of $\pm 5\%$ and $\pm 10\%$. The corresponding traveltime perturbation is then $\Delta\tau_P = 2\tau_P^{dV_P}(p, H) - 2\tau_P(p, H)$, where $\tau_P^{dV_P}(p, H)$ represents the traveltime perturbation induced by the velocity anomaly dV_P . Given the four values of dV_P , the corresponding traveltime perturbation values are then -0.55 s , $+0.61 \text{ s}$, -1.06 s , and $+1.28 \text{ s}$. This configuration changes the crustal thickness to 33.0 km , 37.1 km , 31.3 km , and 39.5 km , respectively, and the crustal V_P/V_S ratio to 1.64, 1.74, 1.59, and 1.81, respectively.

In reality a thickening of the crust in surface is often accompanied by a deepening of the crustal root into the upper-most mantle, and these effects are likely to combine. In mountain areas, crustal V_P/V_S ratio can thus show strong variations while the crustal thickness estimates are much more stable.

4.4.2 Observation of other discontinuities

P reflections on other discontinuities are also observed in vertical RFs.

The *Conrad* discontinuity

The observation of the upper-lower crustal discontinuity (often called the *Conrad* discontinuity) is facilitated if the crust is very thick. In this case, the P -to- S conversion at the *Moho* arrives much later than usual, allowing the observation of reflections on shallower discontinuity. Such a thick crust is found underneath station AML, located in the Tien Shan Mountains in Kyrgyzstan, where collision between the Indian and Eurasian plates have produced an important thickening of the crust. The P -to- S conversion at the *Conrad* discontinuity is clearly observable on AML Q components (see Fig. 4.4(a)). On the global stack of vertical components in the top of Fig. 4.4(b), two phases with a negative polarity are also clearly visible between the P -wave and the wave reflected on the *Moho*. The first one arrives at a time that is in good agreement with the conversions detected on the stack of Q components. We thus interpret it as a reflection on the *Conrad* discontinuity, and label this phase Pp_{CP} on the figure. The second arrival could correspond to another reflection on a deeper crustal discontinuity, but it is difficult to associate this phase to any conversion in the Q components. Using the method described in Sec. 4.4.1, we obtain a depth of the *Conrad* discontinuity of 21.9 km, and a V_P/V_S ratio of 2 ($\sigma = 0.33$).

The lithosphere-asthenosphere boundary

Besides deciphering crustal structure, RF analysis is also able to detect deeper discontinuities. The main problem in classical RF studies is that conversions on interfaces below the *Moho* are difficult to separate from *Moho* multiples. For this reason, S RFs have been extensively used during the last decade to map the LAB from the analysis of S_{DP} and P_{DS} precursors to the S phase [Farra & Vinnik, 2000 ; Kumar *et al.*, 2005b,a ; Kind *et al.*, 2012]. We detect a reflection on a deep discontinuity arriving around 24 s after the P -wave on the L components of stations HYB [Fig. 4.3(b)], in good agreement with the study by Kumar *et al.* [2010]. We interpret this phase as a P reflection on the LAB. Integrating the τ_P function as a function of depth, we obtain a depth estimate of 144 km for the LAB beneath station BJT.

Mantle transition zone discontinuities

While the conversions on transition zone discontinuities are clearly visible on the Q components of station HYB, for example (see Fig. 4.8), we were not able to unambiguously identify P reflections on these discontinuities on the vertical components. In any case, the detection of waves reflected on these very deep discontinuities is very challenging, owing to their small amplitude, and to the lateral variations in the upper mantle that diminish the coherence in the stacks. Larger and higher quality datasets are probably required.

4.4.3 Comparison with classical receiver functions

It is well known that classical RFs are obtained by deconvolving the vertical component from the radial and vertical ones. On Fig. 4.9, we present a comparison between this classical technique and ours for the determination of the crustal structure below station HYB. From our approach, stacked Q component RFs present sharper peaks for crustal converted and reflected phases than classical RFs. L-component RFs is obviously enhanced thanks to the detection of the P reflection at the *Moho*. This allows a clearer determination of crustal V_P/V_S ratio in $H-k$ diagrams, since the spot surrounding the maximum (white

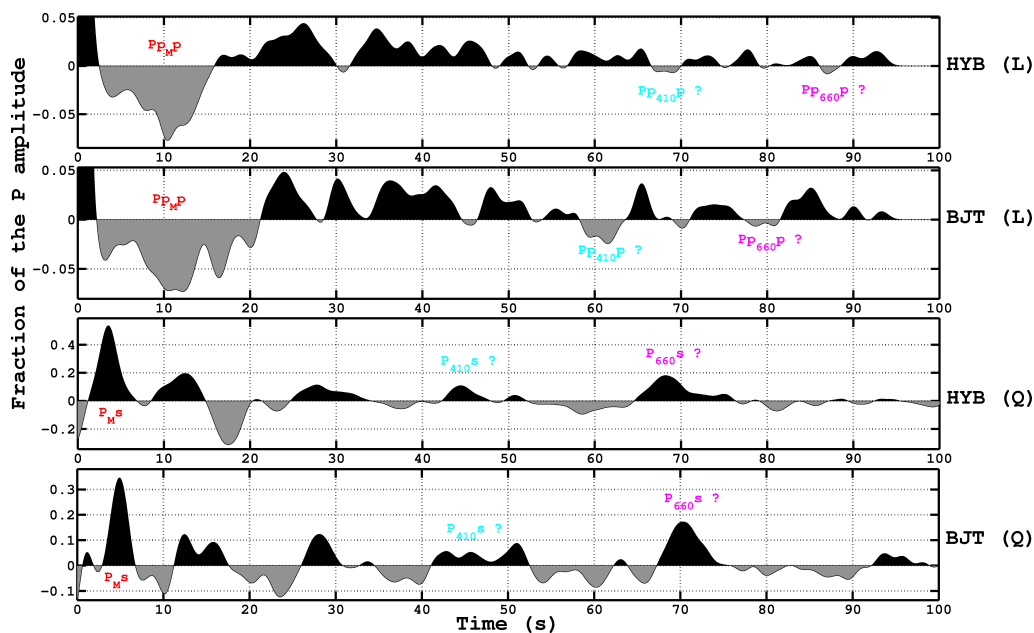


Figure 4.8: Most probable positions of the P -to- S conversions and P reflections at 410 km (cyan) and 660 km (magenta) MZT discontinuities at HYB (first and third traces) and BJT (second and fourth traces) seismological stations.

star) is less spreaded in the vertical (V_P/V_S) direction with our method. Local maxima are moreover lower.

4.5 Conclusions

We have explored an alternative solution to deconvolve seismic records to isolate the medium response for an incident P -wave. Instead of using the vertical component of the P -wave as a proxy for the incident wavelet, as it is classically done in standard RF studies, we instead deconvolve from synthetic seismograms in which the source wavelet has been extracted by waveform inversion.

The analysis of the data from stations HYB, AML and BJT suggests that it is indeed possible to isolate P reverberations on crustal and mantle discontinuities. A crucial point is to keep only the records which are very well matched by the synthetic seismogram. This limits considerably the number of exploitable records and thus the detection potential of P reverberations. To further improve on these very preliminary results, it would be necessary to increase the volume of reliable P RFs for any particular station, either by using more sophisticated source inversion methods, or simply scanning longer period of times when collecting waveform data.

Révisions et perspectives

L'article, sous la forme dans laquelle il a été soumis, a reçu un avis négatif de la part des relecteurs, pour une publication dans la revue *Geophysical Journal International*.

En premier lieu, l'article compagnon [Garcia *et al.*, 2012] n'ayant pas été pas publié le jour de la soumission, des détails sur la méthode de détermination des fonctions source ont été demandés.

Les résultats présentés, en dehors de ceux sur la station HYB, ont été jugés peu convaincants, et plus de détails sur les deux autres exemples (calcul d'erreur, diagrammes $H-k$, ...) sont indispensables pour une nouvelle soumission. De plus, l'observation de phases

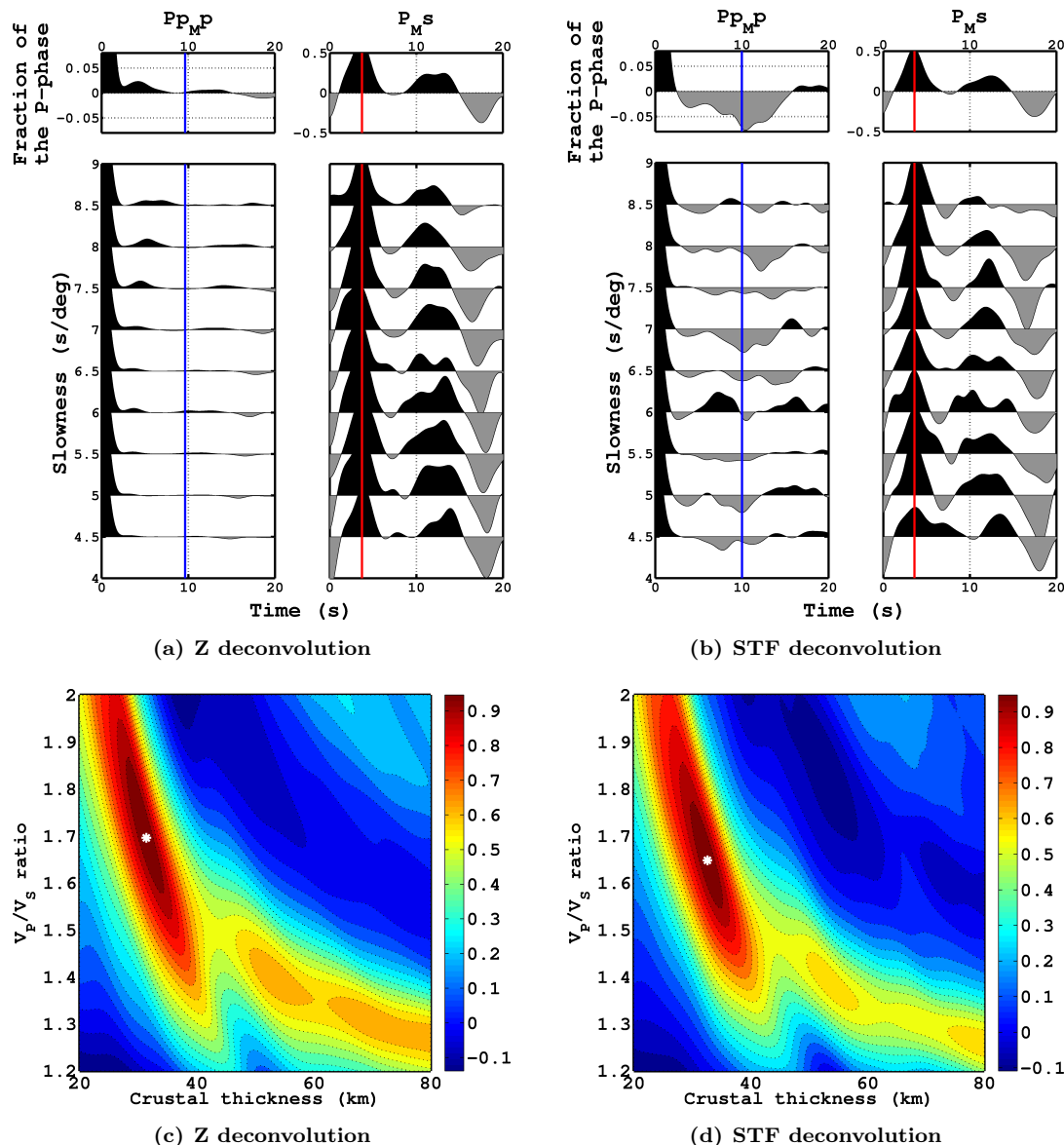


Figure 4.9: Comparison between classical vertical component deconvolution (left) and source-time function deconvolution (right) RFs. (a),(b) are L (left) and Q (right) components RFs stacked in several slowness windows, corrected for $PpMp$ and P_Ms moveouts, respectively. The top trace is the stack of the whole data set. (c),(d) are corresponding $H-k$ diagrams, along $PpMp$, P_Ms , $PpMs$ and $PsMs$ traveltimes curves, and along P_Ms , $PpMs$ and $PsMs$ traveltimes curves only, respectively.

ismiques issues de conversion et/ou réflexions sur des discontinuités profondes (410 km et 660 km) a été estimée peu concluante [Fig. 4.8].

La présentation de résultats supplémentaires a été requise, comme des fonctions récepteurs sur la composante transverse, ou des fonctions récepteurs en ondes S (processus similaire, mais avec maximisation de la conversion $P-S$, plutôt que $S-P$ comme ici, pour la rotation effectuée en Sec. 4.2.3).

Enfin, l'absence de comparaison des fonctions récepteurs observées avec des fonctions récepteurs synthétiques a également été critiquée.

Au regard des critiques présentées précédemment, quelques modifications ont été effectuées sur la version présentée ici. Les diagrammes $H-k$ des stations AML et BJT ont été ajoutés et, contrairement aux spéculations des relecteurs, n'ont pas été omis à cause de leur mauvais résultat [Fig. 4.6].

Une partie décrivant la comparaison avec des fonctions récepteurs *classiques* (issues de

la déconvolution par la composante verticale) a également été insérée dans l'article présenté ici [Sec. 4.4.3].

Enfin, la Fig. 4.10 donne les épaisseurs de croûte pour plusieurs stations à travers le monde. Une claire corrélation géographique entre les différentes épaisseurs de croûte déterminées par notre méthode, et un assez bon accord avec le modèle CRUST2.0, montre la robustesse de nos résultats.

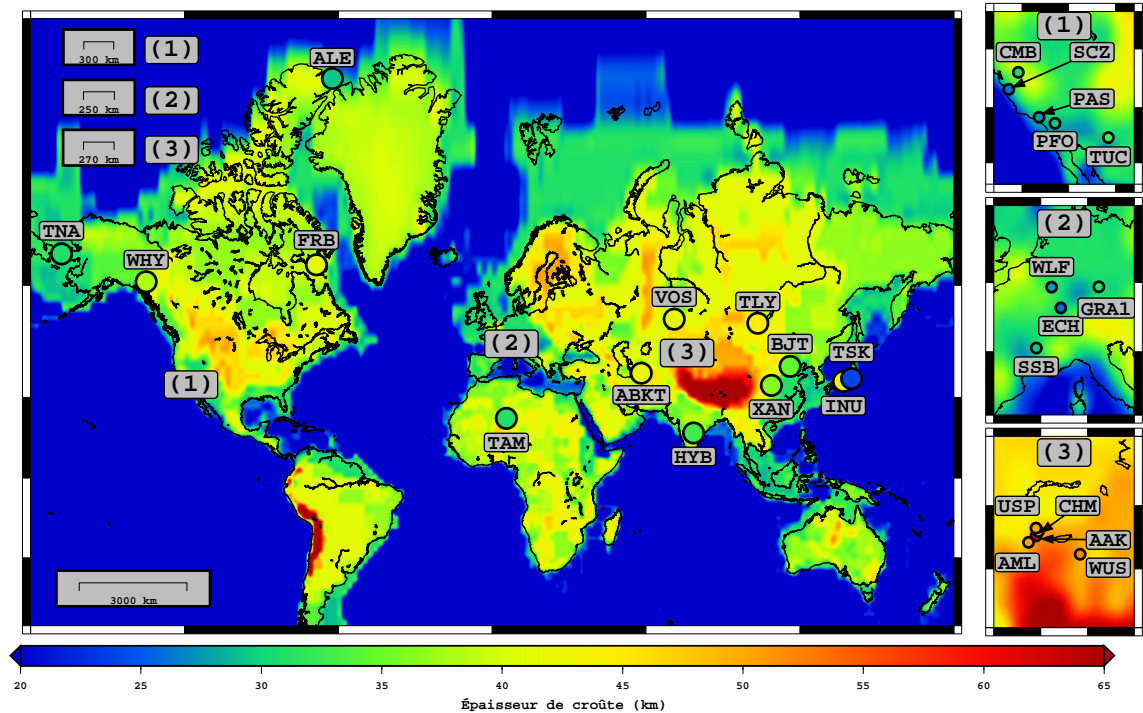


FIGURE 4.10 – Épaisseur de croûte sous plusieurs stations sismologiques selon la méthode des fonctions récepteurs (cercles colorés), et épaisseur de croûte selon le modèle CRUST2.0 [Mooney *et al.*, 1998] (couleurs de fond). Les régions (1) de la Californie, (2) de l'Europe et (3) du Lac Baïkal bénéficient de vues rapprochées (droite). Les échelles des différentes cartes sont indiquées dans les coins inférieur et supérieur gauches de la carte principale. [d'après Schardong *et al.*, 2012]

Ainsi, il est assez difficile de déterminer simultanément la profondeur du *Moho* et le rapport V_P/V_S de la croûte précisément. Si, de manière générale, l'épaisseur de croûte est assez bien contrainte, le coefficient de Poisson est quant à lui difficile à déduire des fonctions récepteurs seules. Cela serait néanmoins possible si la qualité des fonctions récepteurs était meilleure, et particulièrement autour des réflexions multiples dans la croûte (Pp_{Ms} et Ps_{Ms}) [Vinnik *et al.*, 2004 ; Zhu & Kanamori, 2000]. Une sélection différente des données utilisées pour le calcul des fonctions récepteurs pourrait nous aider à atteindre ce but, comme par exemple une sélection statistique basée sur la ressemblance mutuelle de fonctions récepteurs provenant d'une même région [Tkalčić *et al.*, 2011].

Afin d'être capable de déterminer une valeur mieux contrainte du coefficient de Poisson, il serait indispensable d'utiliser une technique plus robuste concernant l'extraction de cette information des fonctions récepteurs. Les résultats obtenus par notre méthode pourraient être utilisés comme valeurs *a priori* pour l'inversion d'un modèle crustal à partir des fonctions récepteurs observées obtenues par notre technique, et des fonctions récepteurs synthétiques, obtenues, par exemple, avec l'algorithme IRFFM (pour *Interactive Receiver Functions Forward Modelling*) [Tkalčić & Banerjed, 2009 ; Tkalčić *et al.*, 2011]. Cette approche nous permettrait alors d'avoir un modèle de vitesse robuste pour chaque station sismologique.

Enfin, puisque l'amplitude de la phase Pp_{Mp} est près de 10 fois plus faible que celle de la phase P_{Ms} convertie, il serait judicieux de regarder la variation de la précision dans la détermination des paramètres crustaux avec le poids mis sur la phase Pp_{Mp} lors des

calculs de diagrammes $H-k$. L'augmentation de ce poids pourrait également nous aider dans la détermination d'autres paramètres crustaux sous les stations, comme les vitesses absolues des ondes sismiques.

Notre méthode de détermination de la structure crustale sous les stations sismologiques est donc assez prometteuse, mais nécessite des améliorations avant de pouvoir être à nouveau présentée à une revue scientifique. Une fois ce travail accompli, elle pourra finalement être utilisée pour le calcul de corrections crustales aux résidus de temps de trajet utilisés pour la construction d'images tomographiques.

Chapitre 5

Tomographie sismique préliminaire par la théorie des rais

Sommaire

5.1	Différentes échelles et méthodes de tomographie sismique . . .	95
5.1.1	Imagerie à différentes échelles	95
5.1.2	Inversion selon différentes techniques	96
5.2	Tomographie régionale	96
5.2.1	Données	96
5.2.2	Méthode d'inversion	97
5.2.3	Tests de résolution et régularisation	99
5.2.4	Résultats et interprétations	101
5.3	Tomographie globale	107
5.3.1	Données	107
5.3.2	Méthode d'inversion	107
5.3.3	Tests de résolution et régularisation	108
5.3.4	Résultats et interprétations	108
5.4	Discussion et perspectives	114

5.1 Différentes échelles et méthodes de tomographie sismique

5.1.1 Imagerie à différentes échelles

La tomographie sismique peut être utilisée pour imager des structures à différentes échelles. À l'échelle locale, elle est utilisée pour l'exploration minière [Goult, 1993], la cartographie de structures de petites dimensions, telles que les chambres magmatiques sous les rides océaniques [Dunn & Toomey, 1997] ou les volcans [Chiarabba *et al.*, 1995], pour la réalisation d'images détaillées de la croûte et du manteau supérieur [McNamara *et al.*, 1997], des régions d'arc-arrière [Zhao *et al.*, 1997], des chaînes de montagne [Souriau *et al.*, 2008] et des zones de faille [Chiarabba *et al.*, 1997], et pour les régions de source sismique [Eberhart-Phillips, 1998].

La tomographie à l'échelle régionale a principalement été utilisée pour l'imagerie de zones de collision et de subduction, régions les mieux échantillonnées du manteau supérieur, incluant entre autres : la Papouasie-Nouvelle Guinée, les Chaînes Côtières Californiennes, l'Amérique du Nord, les Caraïbes, la chaîne des Cascades, les Îles Aléoutiennes, l'Alaska, le Japon, le Pacifique Nord-Ouest, le Pérou, l'Amérique du Sud, Taïwan, la Tanzanie, l'Europe et la Méditerranée, les Îles Tonga-Kermadec, l'Australie, l'Islande, la Chine, l'Inde et l'Indonésie.

Enfin, à l'échelle globale, le manteau a été imagé à différentes gammes de profondeur par la tomographie sismique [Li *et al.*, 2008 ; Houser *et al.*, 2008 ; Simmons *et al.*, 2011b ; Ritsema *et al.*, 2011] [Sec. 1.2].

Les détails obtenus par la tomographie sismique sont par ailleurs intimement liés au volume d'étude. Les modèles globaux utilisent généralement une paramétrisation grossière et ne peuvent donc pas résoudre les structures de petite échelle. De plus, les données sismologiques sont généralement moins sensibles aux structures profondes masquées par les fortes hétérogénéités de la croûte, et rendues plus floues par la grande taille des zones de Fresnel à de telles profondeurs.

5.1.2 Inversion selon différentes techniques

L'inversion exacte du système matriciel présente de nombreux avantages, comme le calcul des matrices de résolution et de covariance. Toutefois, la taille importante des problèmes inverse ne le permet pas toujours, et une inversion approchée est souvent nécessaire.

Plusieurs techniques d'inversion tomographique approchée ont été développées, parmi lesquelles la technique de reconstruction algébrique (**ART** pour *Algebraic Reconstruction Technique*) [Herman *et al.*, 1973], la technique de reconstruction itérative simultanée (**SIRT** pour *Simultaneous Iterative Reconstruction Technique*) [Gilbert, 1972], la méthode des gradients conjugués (**CG** pour *Conjugate Gradients*) [Fletcher & Reeves, 1964], ou encore la méthode des moindres carrés par décomposition QR (**LSQR** pour *Least Squares by QR decomposition*) [Paige & Saunders, 1982a,b].

Ces différentes techniques d'inversion tomographique ont été comparées dans diverses études [Nolet, 1985 ; Spakman & Nolet, 1988] qui sont arrivées à la conclusion que les approches **CG** et **LSQR** sont les plus efficaces. C'est pourquoi nous avons choisi d'utiliser cette dernière pour notre inversion tomographique préliminaire par la théorie des rais [Nolet, 1985 ; Spakman, 1991 ; Bijwaard *et al.*, 1998 ; Bijwaard & Spakman, 1999 ; Bijwaard, 1999 ; Houser *et al.*, 2008].

5.2 Inversion tomographique régionale par la théorie des rais

La tomographie régionale nécessite un grand nombre de données sous la région d'étude. Un réseau dense de stations sismologiques est donc idéal, afin d'avoir un maximum de trajets qui se croisent sous chacune des stations qui le composent.

Depuis le début de l'expérience EarthScope/USArray, en 2002, qui consiste à déployer progressivement plus de 400 stations temporaires sur le territoire américain, avec une distance moyenne inter-station de 70 *km*, l'Amérique du Nord est devenu une des régions de prédilection pour la tomographie sismique régionale [Becker, 2012 ; Pavlis *et al.*, 2012].

Puisque notre base de données de résidus de temps de trajets échantillonne particulièrement bien cette zone, nous avons choisi de réaliser nos premières images tomographiques dans le manteau supérieur sous l'Amérique du Nord.

5.2.1 Données

Les données utilisées pour réaliser cette inversion régionale sont des résidus de temps de phases *P* et *PKIKP* (*PKP_{df}*) (voir le Tab. 2.1 pour les gammes de distances épacentrales), corrigés de l'ellipticité de la Terre et de la topographie à la station [Sec. 2.4.2] et sélectionnés [Sec. 3.2.3], et mesurés aux stations américaines uniquement ($23^\circ\text{N} \leq \theta \leq 55^\circ\text{N}$, $-132^\circ\text{O} \leq \phi \leq -68^\circ\text{O}$, où θ et ϕ représentent la latitude et la longitude des stations) [Fig. 5.1]. Puisque cette tomographie préliminaire est réalisée par la théorie des rais (hypothèse de fréquence infiniment grande), nous devons utiliser des mesures réalisées à haute fréquence. Ainsi, notre choix s'est porté sur l'ensemble de mesures réalisées à $f_0 = 0.0725 \text{ Hz}$, qui

présente un nombre plutôt grand de données sélectionnées comparé aux mesures à plus haute fréquence, plus affectées par le bruit de fond microsismique. Par ailleurs, puisque nous réalisons ici une tomographie régionale, les résidus de temps de trajet sont mesurés sur des ondes sismiques possédant un parcours majoritairement extérieur à la zone étudiée. Ainsi, pour s'affranchir des effets extérieurs à cette zone, la moyenne des résidus par séisme est soustraite à l'ensemble des mesures provenant de ce séisme. Pour éviter un éventuel biais dans cette correction, seuls les séismes possédant plus de 5 enregistrements aux stations américaines sont intégrés à l'inversion.

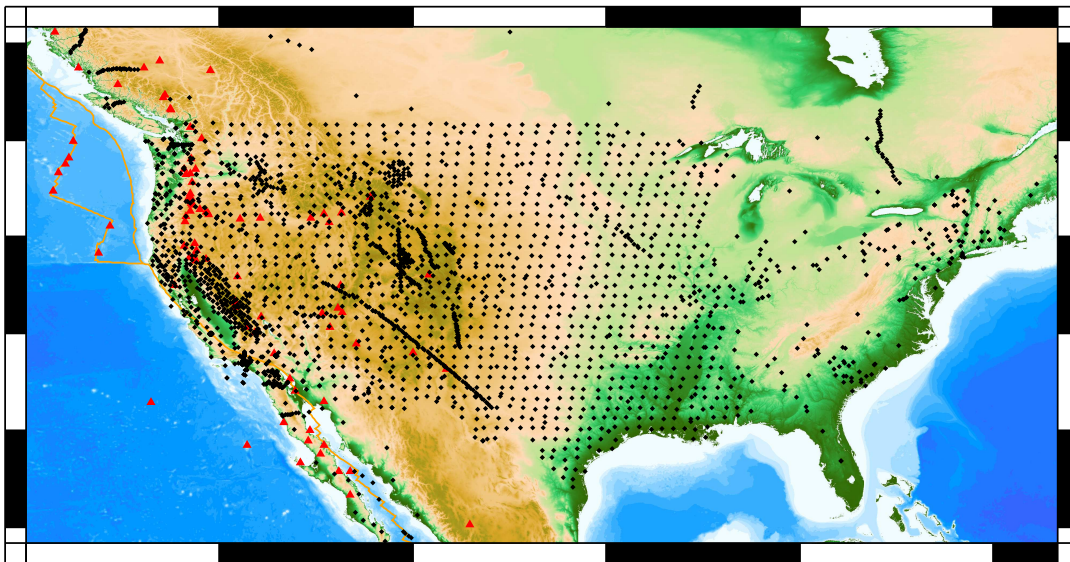


FIGURE 5.1 – Stations sismologiques (triangles noirs) utilisées dans l'inversion tomographique régionale, et profils (lignes marron) le long desquels les coupes verticales des Fig. 5.4 & 5.7 sont réalisées. Les lignes oranges indiquent les limites de plaques tectoniques et les triangles rouges les volcans actifs.

Notre jeu de résidus de temps de trajet, mesurés aux stations américaines, sur des sismogrammes filtrés autour de 0.0725 Hz , sélectionnés et corrigés de l'ellipticité de la Terre, de la topographie à la station, et de la moyenne des résidus de chaque séisme, est finalement constitué de 134741 résidus de phase P et 8004 résidus de phase $PKIKP$.

5.2.2 Méthode d'inversion

Formulation du problème inverse

Dans le cadre de la théorie des rais, le temps d'arrivée d'une onde de volume est l'intégrale de l'inverse de la vitesse le long du rai sismique [Eq. 2.1]. Mais dans les sections qui suivent, nous parlerons plutôt de lenteur (également appelé paramètre de rai), notée l . L'Eq. 2.1 devient alors :

$$T = \int_{\text{rai}} l(\mathbf{r}) ds, \quad (5.1)$$

où $l(\mathbf{r}) = 1/v(\mathbf{r})$ représente donc la lenteur.

Le résidu de temps de trajet est lié de manière similaire aux perturbations de lenteur $\delta l(\mathbf{r})$ traversées par le rai sismique :

$$\delta t = \int_{\text{rai}} \delta l(\mathbf{r}) ds. \quad (5.2)$$

Ainsi, en inversant le jeu de données de résidus de temps de trajet, les différentes perturbations de lenteur traversées par les rais peuvent être déduites. Ce problème est régi par un ensemble d'équations linéaires, dont la forme matricielle est la suivante :

$$\mathbf{G} \cdot \mathbf{m} = \mathbf{d} \quad (5.3)$$

où \mathbf{G} contient la longueur de rais dans chaque cellule, \mathbf{d} l'ensemble des résidus de temps de trajet mesurés, et \mathbf{m} les perturbations de lenteur à déterminer lors de l'inversion. Les tracés de rais sismiques, utilisés pour le calcul des longueurs de rais, sont réalisés grâce à la méthode de l'algorithme **TauP** [Buland & Chapman, 1983].

Régularisation

Cette inversion est instable à cause de la sous-détermination du système tomographique, et nécessite donc une régularisation par des opérateurs d'amortissement (*damping*) \mathbf{D} sur la norme du modèle et de lissage (*smoothing*) \mathbf{S} des données, afin de stabiliser la solution :

$$\begin{bmatrix} \mathbf{G} \\ \alpha \mathbf{D} \\ \beta \mathbf{S} \end{bmatrix} \cdot \mathbf{m} = \begin{bmatrix} \mathbf{d} \\ \mathbf{0} \\ \mathbf{0} \end{bmatrix} \quad (5.4)$$

où α et β sont respectivement les poids sur l'amortissement et le lissage, et où \mathbf{D} est égal à la matrice identité.

L'inversion de ce système linéaire se fait par la méthode des moindres carrés (LSQR) [Paige & Saunders, 1982a,b]. Le problème revient alors à trouver itérativement (max. 2000 itérations) le modèle \mathbf{m} minimisant la fonction coût S , possédant la forme :

$$S(\mathbf{m}) = \|\mathbf{d} - \mathbf{G}\mathbf{m}\|^2 + \alpha^2 \|\mathbf{m}\|^2 + \beta^2 \|\Delta\mathbf{m}\|^2. \quad (5.5)$$

où $\|\cdot\|$ représente la norme des matrices, et Δ le laplacien.

Paramétrisation de la grille

Dans la plupart des études tomographiques, la Terre est paramétrisée en cellules locales, ou en harmoniques sphériques. L'avantage principal des paramétrisations en cellules est leur capacité à obtenir des solutions bien résolues spatialement. Les applications en tomographie de cette paramétrisation utilisent des cellules de dimensions angulaires égales, ou de surface égale.

Pour des tailles de cellules utilisées en tomographie régionale, une telle paramétrisation résulterait en un très important nombre de cellules, dont la plupart seraient peu ou pas échantillonnées par des rais sismiques (*e.g.* dans le manteau supérieur, sous les océans). C'est pourquoi nous avons opté pour une grille irrégulière pour la tomographie régionale de l'Amérique du Nord. Ainsi, le nombre d'inconnues du système est largement réduit, et le problème inverse est plus rapidement résolu.

Notre grille est initialement composée de cellules de dimensions latérales $0.25^\circ \times 0.25^\circ$, et divisée verticalement en 39 couches de 25 km d'épaisseur, comprises entre la surface et 1000 km de profondeur. Les dimensions latérales des cellules sont itérativement (6 itérations) multipliées par deux tant que le nombre de rais les traversant est inférieur à 1. La grille ainsi construite possède des cellules de $8^\circ \times 8^\circ$ dans les zones les plus faiblement échantillonnées, et de $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ dans les régions les mieux couvertes. De cette manière, la grille ainsi construite est dimensionnée de telle sorte que chacune des cellules dont elle est composée soit traversée par au moins un rai sismique. La grille finale est constituée de près de 5.6×10^5 cellules [Fig. 5.5].

Pour diminuer encore l'écart en résolution des zones relativement bien échantillonnées par rapport aux régions moins bien couvertes, un pré-conditionnement est appliqué au système matriciel [Eq. 5.4]. Pour cela, chacune des cellules de la matrice \mathbf{G} est normalisée par la norme de la colonne de \mathbf{G} dans laquelle elle se situe. Pour des questions d'homogénéité, la même normalisation est appliquée aux matrices \mathbf{D} et \mathbf{S} . Cette étape est un des points essentiels de la méthode d'inversion, et a ainsi nécessité de nombreux tests.

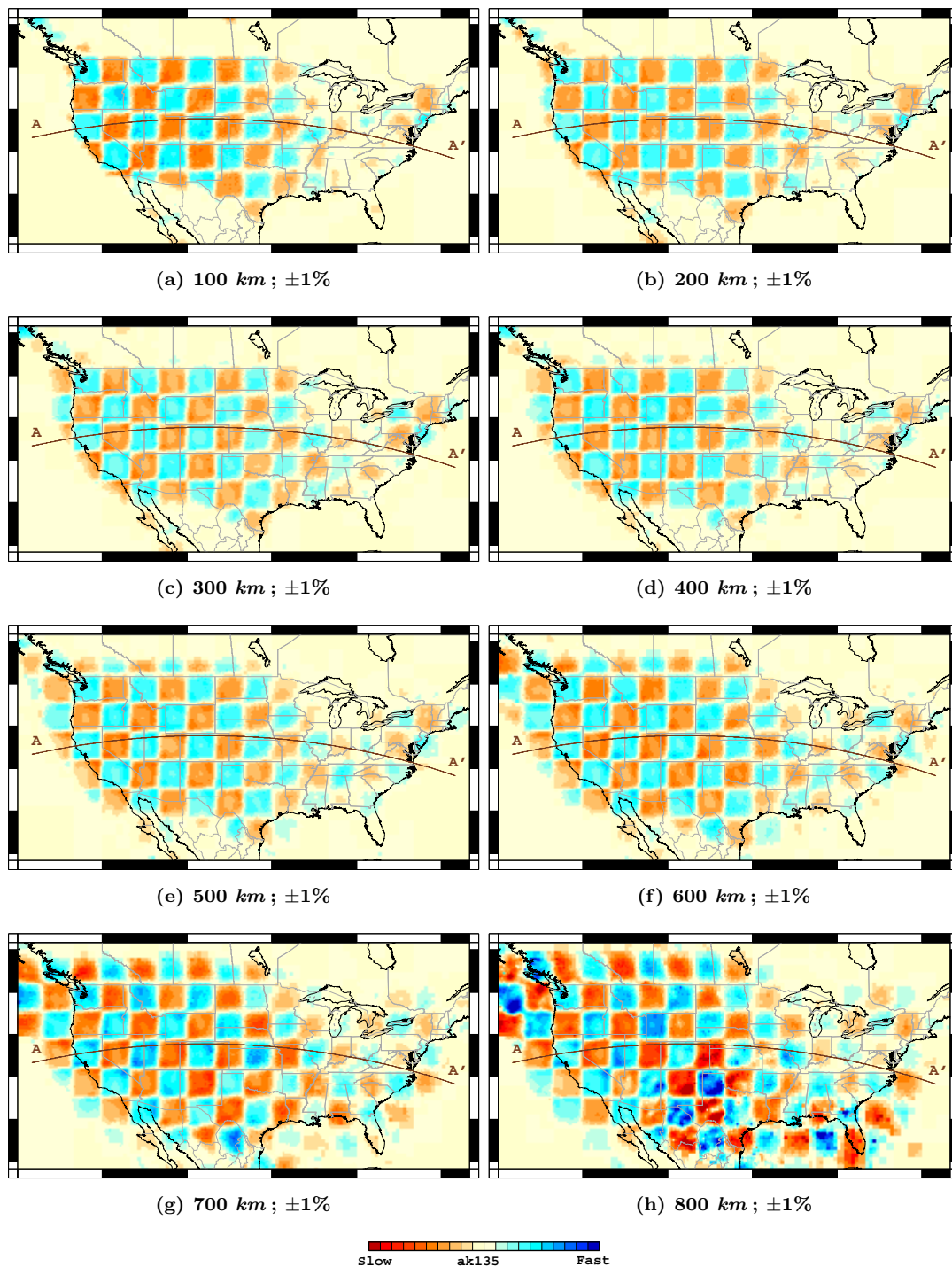


FIGURE 5.2 – Tests de résolution pour des anomalies de $4^\circ \times 4^\circ$ de la grille régionale sous les États-Unis à (a) 100, (b) 200, (c) 300, (d) 400, (e) 500, (f) 600, (g) 700 et (h) 800 km de profondeur. L'échelle de couleur donne l'amplitude des anomalies détectées par rapport au modèle de Terre de référence ak135, les valeurs minimales/maximales étant indiquées sous chaque figure.

5.2.3 Tests de résolution et régularisation

Des tests de résolution ont été réalisés pour les différentes profondeurs du modèle tomographique régional. Pour réaliser cela, nous construisons un modèle en *damier*, contenant des perturbations de vitesse alternativement positives et négatives ($\delta\alpha/\alpha = \pm 3\%$) du modèle ak135. Les perturbations dans le modèle d'entrée ne sont réparties en profondeur que dans la couche que l'on souhaite étudier, nous permettant ainsi de quantifier l'étalement vertical des anomalies détectées [Fig. 5.4]. Deux tailles d'anomalies de vitesse sont utilisées

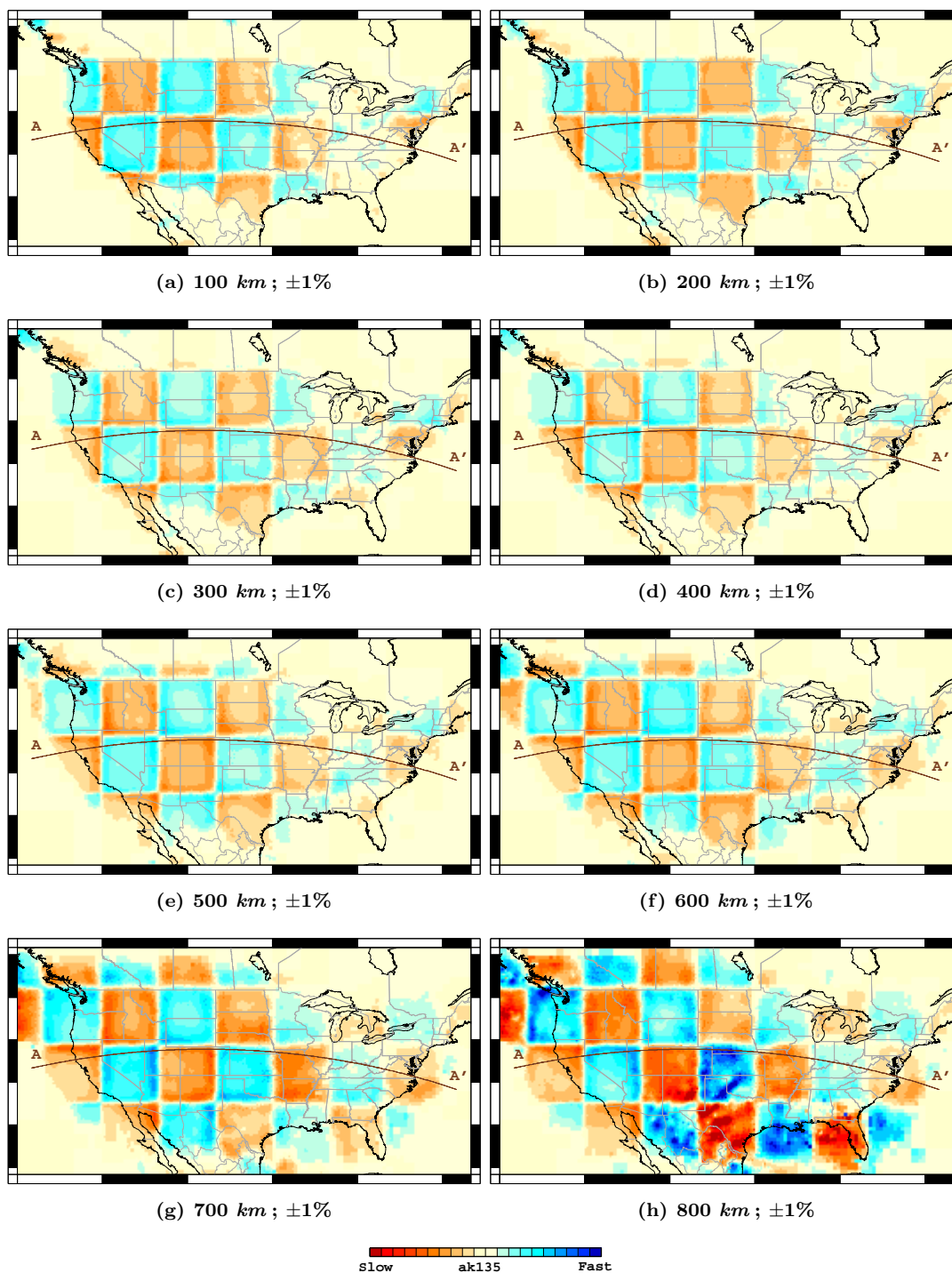


FIGURE 5.3 – Identique à la Fig. 5.2 pour des anomalies de dimensions $8^\circ \times 8^\circ$.

pour ces tests : $4^\circ \times 4^\circ$ et $8^\circ \times 8^\circ$. Les tests de résolution à partir de ces modèles ont été réalisés de façon identique à l'inversion tomographique : même jeu de données pré-conditionné, même régularisation, et même méthode d'inversion.

À faibles profondeurs, les anomalies de dimensions $4^\circ \times 4^\circ$ sont assez bien résolues dans la partie Ouest des États-Unis, région où l'USArray a été déployé pendant plusieurs mois [Fig. 5.2(a)–(b)]. L'Est américain n'ayant été couvert qu'à partir de 2011, nous possédons moins de résolution dans cette partie du territoire. Cette différence de résolution Est/Ouest est également visible dans les tests sur des anomalies de dimensions $8^\circ \times 8^\circ$ [Fig. 5.3], mais

de façon légèrement moins marquée.

L'étalement latéral des anomalies est plutôt faible, observable essentiellement à grande profondeur (700 et 800 *km*), là où les rais sismiques possèdent des trajectoires de plus en plus horizontales (Figures 5.2(g)–(h) & 5.3(g)–(h)).

Lorsque l'on regarde des coupes verticales effectuées dans les modèles issus de ces tests de résolution [Fig. 5.4], on observe à nouveau un contraste de résolution Est/Ouest. On peut également remarquer un étalement vertical des anomalies plus important à 300 *km* de profondeur qu'à 700 *km* de profondeur. De plus, des artefacts sont détectés, de façon plus importante pour les anomalies de petites dimensions, et disposées à plus grandes profondeurs.

Après plusieurs tests de résolution (ne sont présentés ici que ceux correspondant aux paramètres de régularisation jugés idéaux), nous sommes arrivés à une solution stable avec les paramètres d'amortissement et de lissage $\alpha = 2 \times 10^{-3}$ et $\beta = 4 \times 10^{-2}$, respectivement.

5.2.4 Résultats et interprétations

Le modèle tomographique des États-Unis, obtenu par la méthode d'inversion tomographique régionale précédemment décrite [Sec. 5.2.2], en utilisant des résidus de temps de trajet de phases *P* et *PKIKP* [Sec. 5.2.1], est présenté dans la première colonne de la Fig. 5.6, pour différentes profondeurs, comprises entre 100 et 800 *km*. Les résidus de temps de trajet recalculés à partir du modèle tomographique obtenu présentent une réduction de variance de près de 53% par rapport aux résidus initiaux (variance des résidus initiaux/inversés : 0.79 *s*/0.54 *s*). La densité de rais sismiques, projetée sur la grille d'inversion, est également représentée, en logarithme, sur la Fig. 5.5. La densité de rais est globalement plus importante à l'Est des États-Unis qu'à l'Ouest, puisque le nombre de données enregistrées dans cette zone est plus élevé. De même, elle augmente avec la profondeur, alors que les rais sismiques sont de plus en plus horizontaux. Plus cette densité de rais sismiques est élevée, plus la taille des cellules de la grille d'inversion est faible, et donc la résolution importante.

De manière générale, les anomalies de vitesse de la lithosphère et du manteau supérieur sont en accord avec la littérature [Sigloch, 2011 ; Obrebski *et al.*, 2010, 2012 ; Tian & Zhao, 2012]. Plusieurs structures sont particulièrement discernables dans la région dite *active* de la partie Est des États-Unis.

L'anomalie lente située sous la Caldeira de Yellowstone est observée jusque dans la Zone de Transition. L'anomalie lente sous les Montagnes Rocheuses, ainsi que celles sous la Plaine de la Rivière Snake, issues du déplacement de la plaque Nord-Américaine au-dessus du point chaud actuellement actif à Yellowstone, sont également observables.

Parmi les anomalies rapides, à faibles profondeurs, plusieurs fragments des plaques Juan de Fuca et Gorda sont clairement détectés à l'Ouest, ainsi que les structures sous le Plateau du Colorado et le sud de la Sierra Nevada. Enfin, dans la région *stable* est-américaine, le craton, caractérisé par une structure de vitesse rapide par rapport au modèle de référence, est clairement observé à faibles profondeurs, tandis que ce sont les restes de la subduction de la plaque Farallon qui semblent être détectés à plus grandes profondeurs.

Comparaison avec le modèle tomographique régional des États-Unis MIT-P08-USA

Une étude de la validité de notre modèle régional en ondes *P* des États-Unis est réalisée par comparaison avec le modèle MIT-P08-USA [Burdick *et al.*, 2012]. Pour cela, la Fig. 5.6 présente les deux modèles côte à côte à différentes profondeurs.

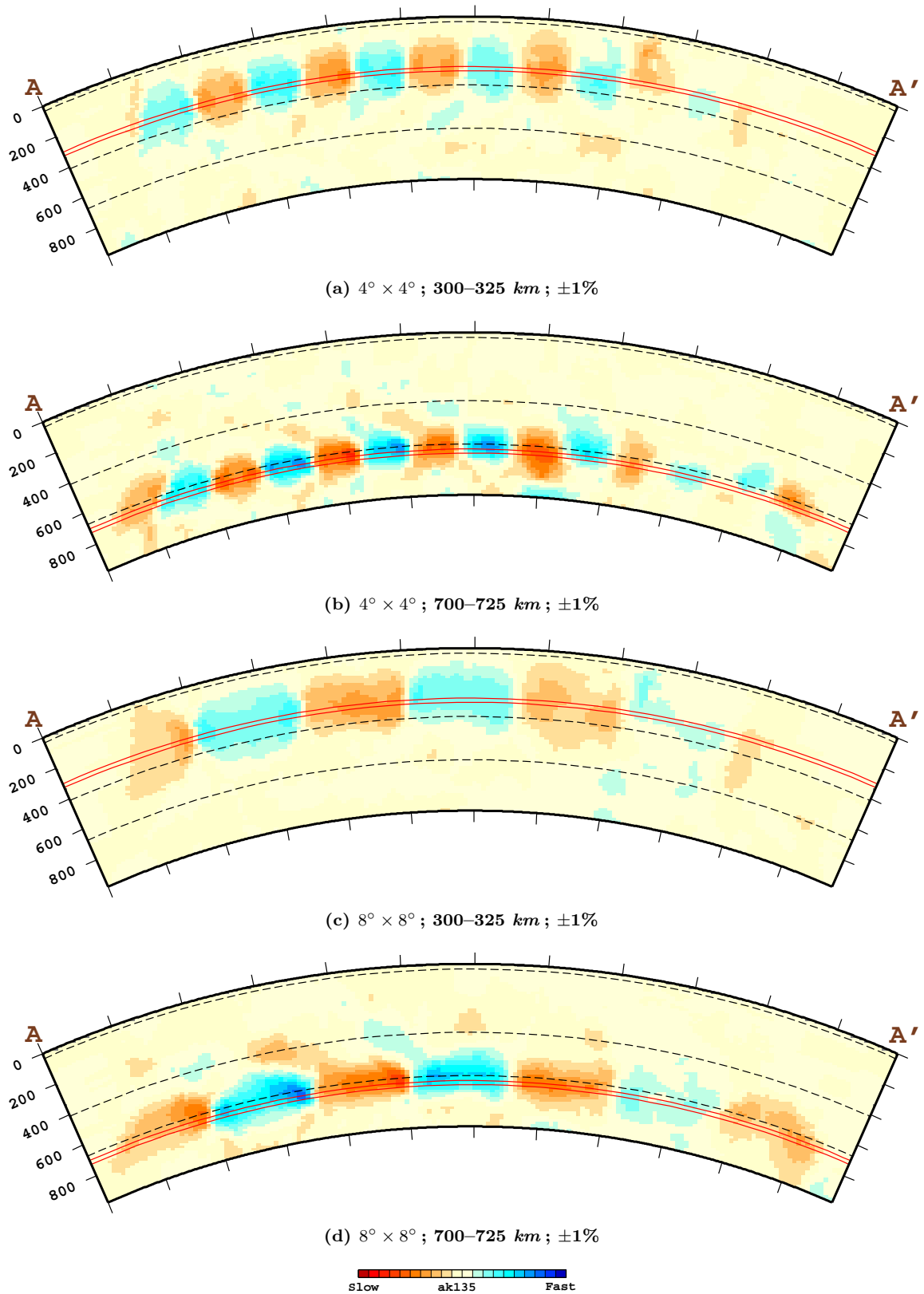


FIGURE 5.4 – Coupes effectuées le long du profil (AA'), représenté sur la Fig. 5.1, dans les modèles issus des tests de résolution sur des anomalies de (a)–(b) $4^\circ \times 4^\circ$ et (c)–(d) $8^\circ \times 8^\circ$, disposées à (a)–(c) 300 et (b)–(d) 700 km de profondeur, les lignes rouges indiquant la couche correspondante. L'échelle de couleur donne l'amplitude des anomalies par rapport au modèle de Terre de référence ak135, les valeurs minimales/maximales étant indiquées sous chaque figure.

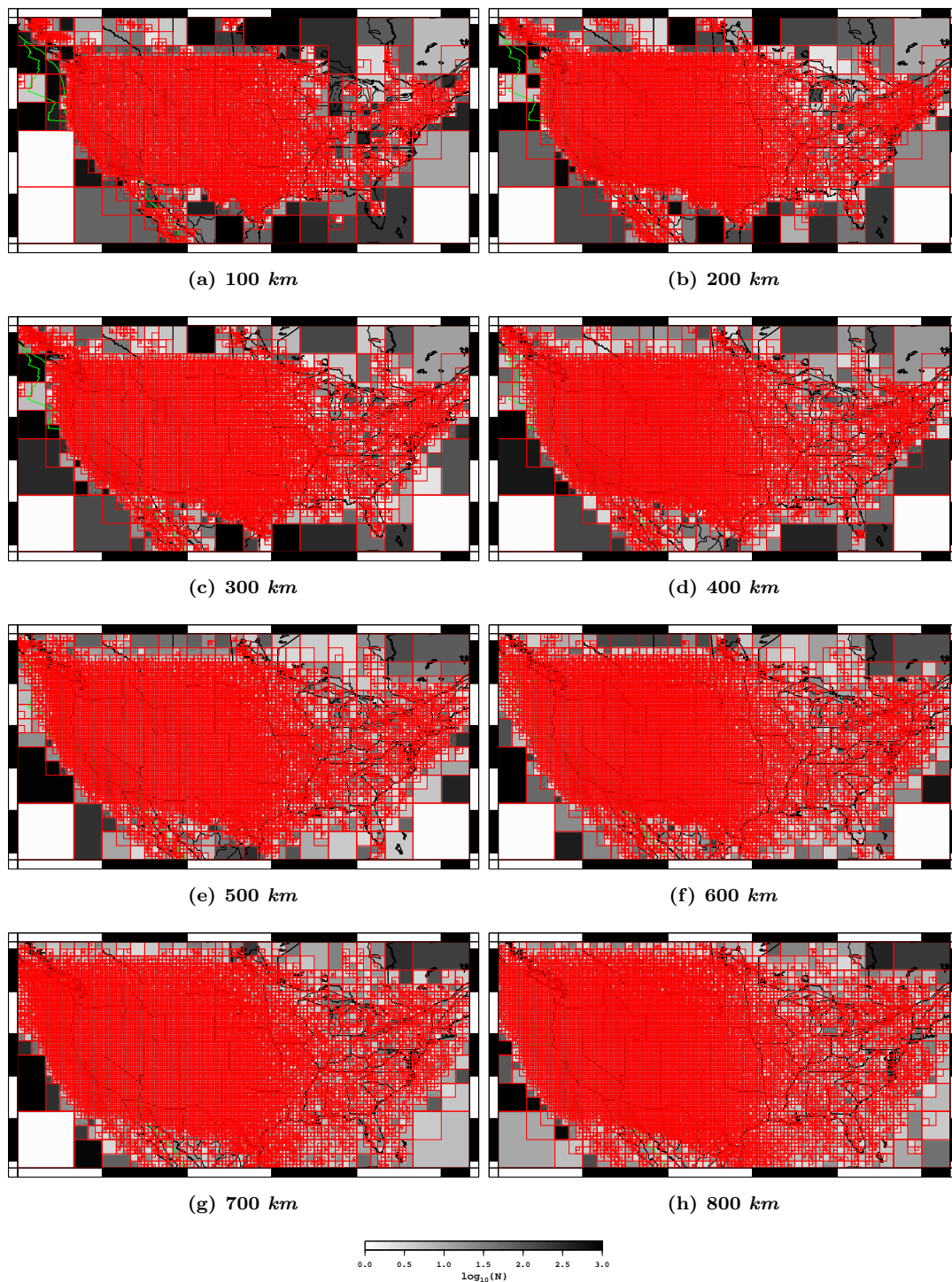


FIGURE 5.5 – Logarithme de la densité de rais sismiques (nuances de gris) projeté sur la grille régionale sous les États-Unis (cases rouges), à (a) 100, (b) 200, (c) 300, (d) 400, (e) 500, (f) 600, (g) 700 et (h) 800 km de profondeur. La taille des cases indique la taille de la cellule correspondante dans la grille d'inversion.

On peut tout d'abord remarquer que la résolution des deux modèles est assez comparable sur la côte Ouest, mais moins bonne pour notre modèle sur la côte Est. Les données utilisées pour la construction du modèle MIT-P08-USA utilisent en effet des données régionales en plus des données téléseismiques, leur apportant une bien meilleure résolution dans les zones couvertes depuis peu par l'USArray. Le craton Nord-Américain est ainsi peu discernable dans notre modèle parmi les anomalies rapides de l'Est des États-Unis.

Les anomalies observées dans la partie Ouest sont par ailleurs très cohérentes entre

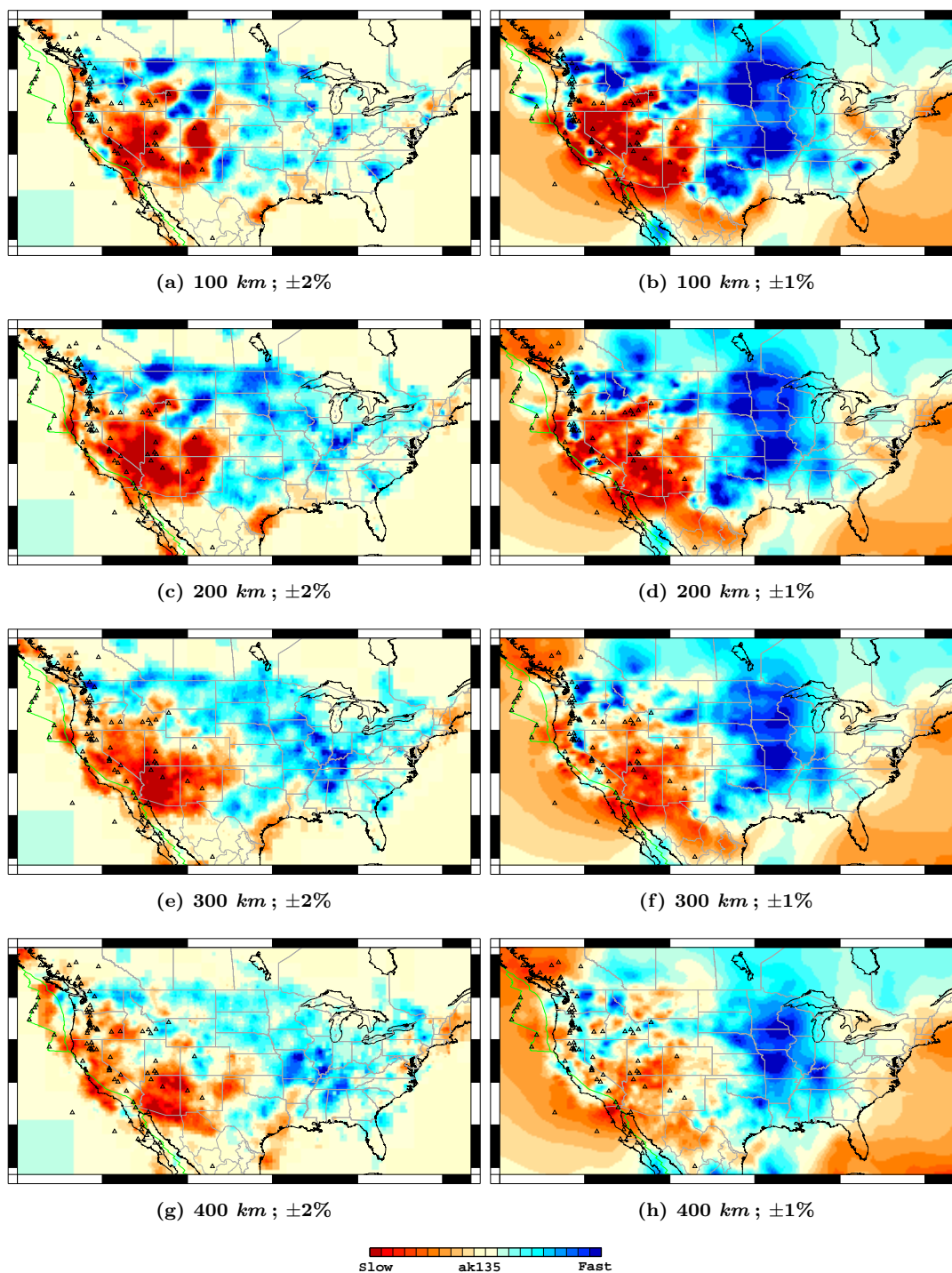


FIGURE 5.6 – Comparaison entre notre modèle (à gauche) et le modèle MIT-P08-USA (à droite) [Burdick *et al.*, 2012], à (a)&(b) 100, (c)&(d) 200, (e)&(f) 300, (g)&(h) 400, (i)&(j) 500, (k)&(l) 600, (m)&(n) 700 et (o)&(p) 800 km de profondeur. Les lignes vertes indiquent les limites de plaques tectoniques et les triangles noirs les volcans actifs. L'échelle de couleur donne l'amplitude des anomalies par rapport au modèle de Terre de référence ak135, les valeurs minimales/maximales étant indiquées sous chaque figure. [d'après Burdick *et al.*, 2012]

les deux modèles (fragments de la plaque subduite Juan de Fuca, point chaud de Yellowstone,...). On notera enfin qu'à partir de 400 km de profondeur, la similitude entre les deux modèles diminue drastiquement avec la profondeur.

Une ensemble de coupes verticales est réalisé dans le modèle tomographique régional obtenu sous les États-Unis. Celles-ci sont réalisées le long des mêmes sections qu'une étude récente [Burdick *et al.*, 2012], de manière à pouvoir faire une comparaison directe avec le modèle MIT-P08-USA présenté dans l'étude en question [Fig. 5.7].

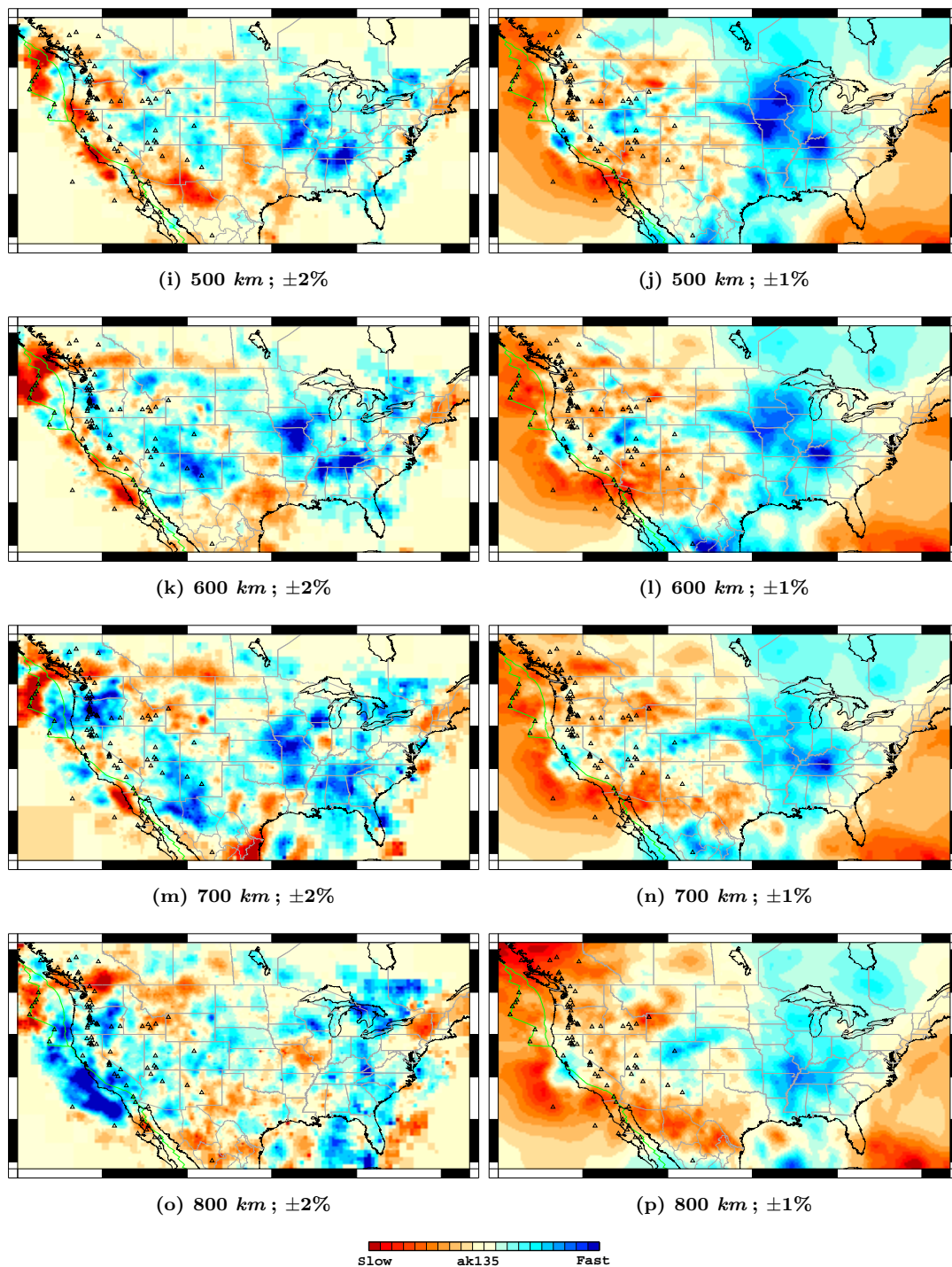


FIGURE 5.6 – (suite)

En comparant nos résultats avec ce modèle régional des États-Unis, on peut voir que nous sommes globalement en accord avec ces travaux. Le signe et la forme générale des anomalies sont assez proches. On notera toutefois qu'il est impossible de discerner la plaque Juan de Fuca, en subduction à l'Ouest de la plaque Nord-Américaine, observable sur le profil (BB') dans le modèle MIT-P08-USA [Fig. 5.7(b)]. Ceci s'explique probablement par la fréquence à laquelle ont été mesurés les résidus utilisés pour la construction de notre modèle (~ 0.07 Hz). Celle-ci est en effet plus basse que celle utilisée pour la mesure des données du catalogue EHB [Engdahl *et al.*, 1998] employées pour la réalisation du modèle MIT-P08-USA.

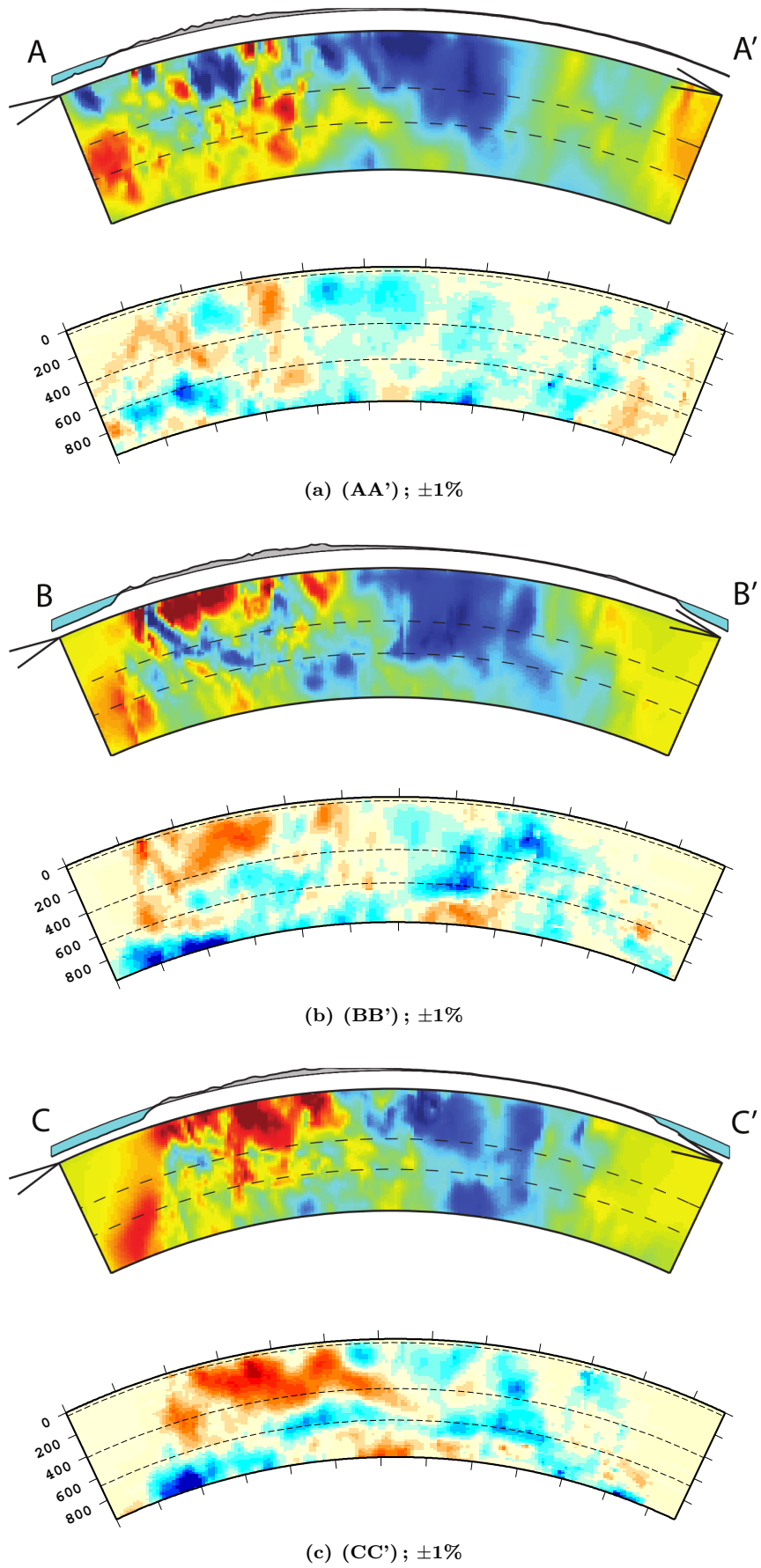


FIGURE 5.7 – Comparaison entre des coupes verticales effectuées dans notre modèle tomographique régional des États-Unis (**haut**), et des coupes effectuées dans le modèle MIT-P08-USA [Burdick *et al.*, 2012] (**droite**), selon les profils (a) (AA'), (b) (BB') et (c) (CC') représentés sur la Fig. 5.1.

5.3 Inversion tomographique globale par la théorie des rais

5.3.1 Données

Le jeu de données utilisé ici est, comme dans le cas régional, composé de résidus de temps de trajet de phases P et $PKIKP$, mesurés sur des sismogrammes filtrés autour de 0.0725 Hz , corrigés de l'ellipticité de la Terre et de la topographie à la station [Sec. 2.4.2] et sélectionnés [Sec. 3.2.3]. Il est constitué d'un total de 231109 résidus de temps trajet de phases P et 16596 résidus de phases $PKIKP$ enregistrés à différentes stations sismologiques à travers le globe.

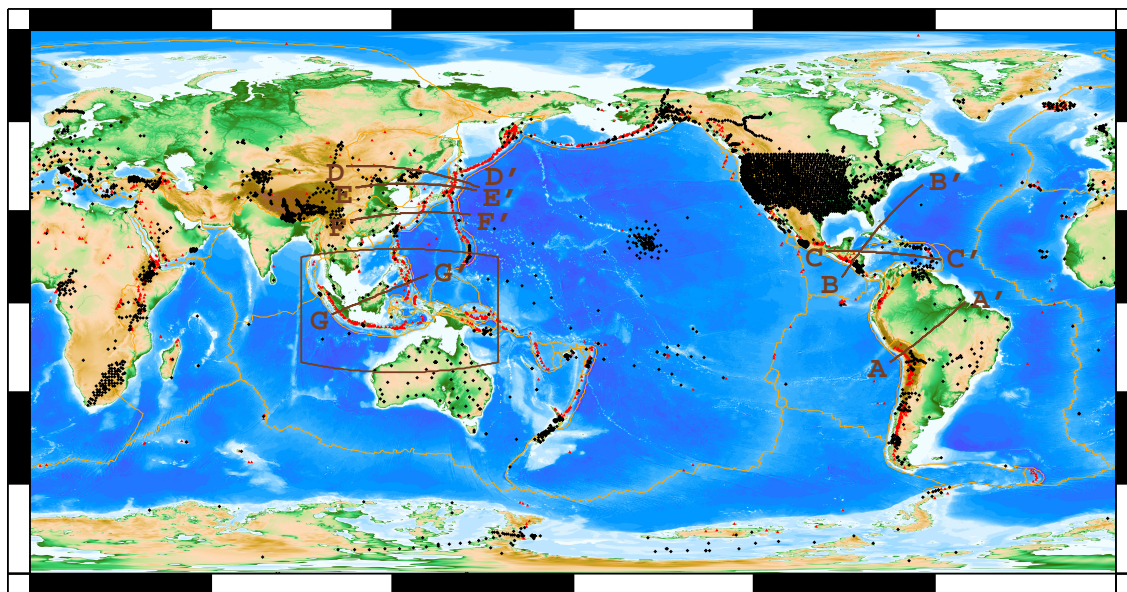


FIGURE 5.8 – Stations sismologiques (triangles noirs) utilisées dans l'inversion tomographique globale, et profils (lignes marron) le long desquels les coupes verticales de la Fig. 5.13 sont réalisées. Le cadre marron indique la région dans laquelle est effectué le zoom de la Fig. 5.15. Les lignes oranges indiquent les limites de plaques tectoniques.

5.3.2 Méthode d'inversion

Formulation du problème inverse

Le problème inverse à résoudre est le même que pour le cas de la tomographie régionale [Sec. 5.2.2], seules les dimensions des matrices du système linéaire [Eq. 5.4] vont changer.

Afin d'avoir un modèle tomographique robuste, la relocalisation des séismes devrait être intégrée à l'inversion, sous la forme de perturbations des coordonnées, de la profondeur, et du temps origine des séismes. Nous n'avons néanmoins pas encore pu intégrer ceci à l'inversion, et avons seulement soustrait la moyenne des résidus de temps d'un séisme donné à l'ensemble des résidus correspondants. Ceci revient à effectuer une correction de temps origine du séisme, un des paramètres de localisation les plus sensibles. Idéalement, les moyennes de résidus devraient de plus être calculées dans différentes gammes d'azimut à la source, afin de s'affranchir de la distribution inégale des données.

Paramétrisation de la grille

Le choix de grille irrégulière pour la paramétrisation de la Terre est d'autant plus justifié pour la tomographie globale que nous souhaitons réaliser ici, puisque notre jeu de données est très inégalement réparti (majorité des trajets entre la zone sismique Tonga-Fidji et l'Amérique du Nord).

La grille est initialement composée de cellules de dimensions latérales $\sim 0.7^\circ \times 0.7^\circ$, et divisée verticalement en 37 couches comprises entre la surface et la CMB. Les dimensions latérales des cellules sont itérativement (6 itérations) multipliées par deux tant que le nombre de rais les traversant est inférieur à 50. La grille ainsi construite possède des cellules de dimensions $\sim 22^\circ \times 22^\circ$ dans les zones les plus faiblement échantillonnées, et de $\sim 0.7^\circ \times 0.7^\circ$ dans les régions les mieux couvertes. L'échantillonnage vertical de la grille est lui aussi irrégulier. Il dépend de la profondeur : 2 couches de 25 *km* dans la croûte (0–50 *km*), 13 couches de 50 *km* dans le manteau supérieur (50–700 *km*), et 22 couches de 100 *km* dans le manteau inférieur (700–2900 *km*). La grille ainsi construite est dimensionnée de telle sorte que chacune des cellules dont elle est composée soit traversée par au moins 50 rais sismiques. La grille finale est constituée de 3.4×10^5 cellules [Fig. 5.11].

Un pré-conditionnement similaire au cas régional [Sec. 5.2.2] est appliqué au système matriciel global à inverser.

5.3.3 Tests de résolution et régularisation

De nouveaux tests de résolution sont réalisés pour la grille d'inversion globale. Les anomalies possèdent cette fois-ci des dimensions plus importantes, adaptées à l'échelle globale : $8^\circ \times 8^\circ$ et $16^\circ \times 16^\circ$. Comme dans le cas régional, les perturbations dans le modèle d'entrée ne sont réparties en profondeur que dans la couche que l'on souhaite étudier, et la procédure d'inversion est identique à celle utilisée pour la construction du modèle tomographique. Les résultats sont présentés sur les Fig. 5.9 & 5.10.

Notre modèle tomographique global possède logiquement une résolution bien meilleure au niveau des zones les plus sismiques et des zones les mieux couvertes par les réseaux sismologiques. Il possède de plus une meilleure sensibilité aux anomalies de grandes dimensions [Fig. 5.10]. Indépendamment de la dimension des anomalies de départ, les anomalies de sortie présentent un étalement horizontal particulièrement important dans les 500 derniers kilomètres du manteau inférieur, région dans laquelle les rais sismiques présentent une trajectoire quasiment horizontale.

On notera pour finir que l'amplitude des anomalies détectées dans le manteau inférieur (Fig. 5.10(e)–(h) & 5.9(e)–(h)) est bien plus importante que dans le manteau supérieur. Ceci s'explique très simplement par le changement d'épaisseur des couches à 700 *km* de profondeur. Ainsi, les anomalies du modèle d'entrée sont deux fois plus épaisses à partir de cette profondeur, affectant directement les résidus mesurés.

Étant donné que le choix des paramètres d'amortissement et de lissage dépend du jeu de données considéré, ces paramètres vont évoluer dans le cas de la tomographie globale. Ces nouveaux tests de résolution nous permettent de déterminer de nouvelles valeurs : $\alpha = 2 \times 10^{-1}$ et $\beta = 3 \times 10^{-2}$.

5.3.4 Résultats et interprétations

Le modèle tomographique global, obtenu par inversion des résidus d'ondes *P* et *PKIKP* corrigés et sélectionnés, est présenté sur la colonne de gauche de la Fig. 5.12, pour différentes profondeurs, comprises entre 100 et 2700 *km*. Les résidus de temps de trajet recalculés à partir du modèle tomographique présentent une réduction de variance de près de 48% par rapport aux données de départ (variance des résidus de départ/inversés : 1.18 *s*/0.85 *s*). Le logarithme de la densité de rais sismiques, projeté sur la grille d'inversion, est représenté sur la Fig. 5.11. Dans le manteau inférieur, la densité de rais est globalement plus importante sous les zones sismiques, et sous les régions les plus instrumentées. Dans le manteau inférieur, c'est dans le Pacifique Nord que la densité est la plus élevée, à l'intersection des

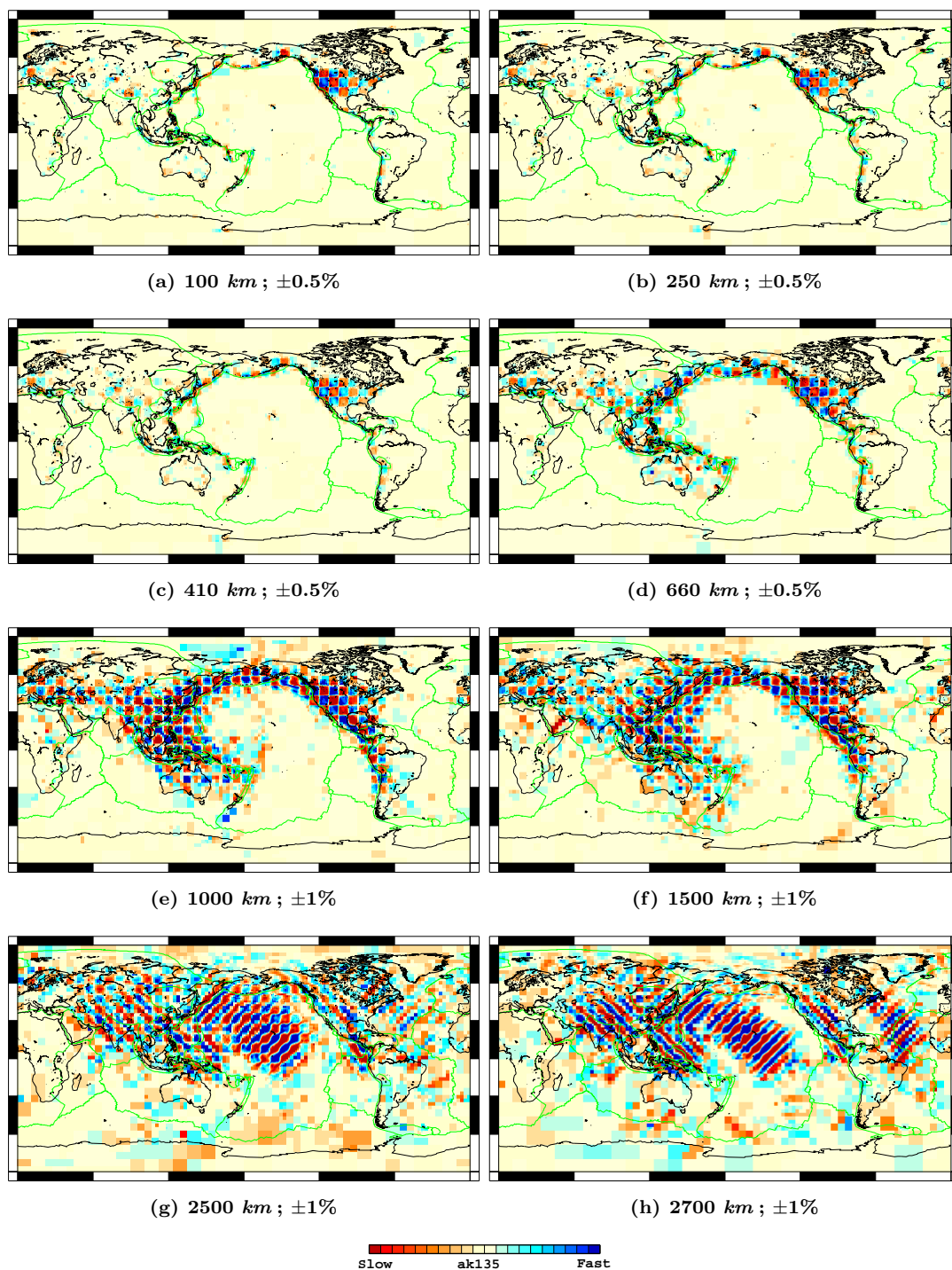


FIGURE 5.9 – Tests de résolution pour des anomalies de $8^\circ \times 8^\circ$ de la grille globale à (a) 100, (b) 200, (c) 300, (d) 400, (e) 500, (f) 600, (g) 700 et (h) 800 km de profondeur. L'échelle de couleur donne l'amplitude des anomalies détectées par rapport au modèle de Terre de référence ak135, les valeurs minimales/maximales étant indiquées sous chaque figure.

trajet de l'Asie de l'Est vers l'Amérique ; elle reste relativement importante dans l'ensemble des autres régions.

On voit clairement que la couverture géographique est assez limitée par la distribution des données, essentiellement enregistrées à l'USArray, et des sources sismiques, principalement localisées autour des zones de subduction du Pacifique. On peut toutefois dire que notre modèle est de bonne qualité, puisque de nombreuses anomalies de vitesse sismique des ondes P , largement documentées, sont bel et bien détectées dans notre modèle tomo-

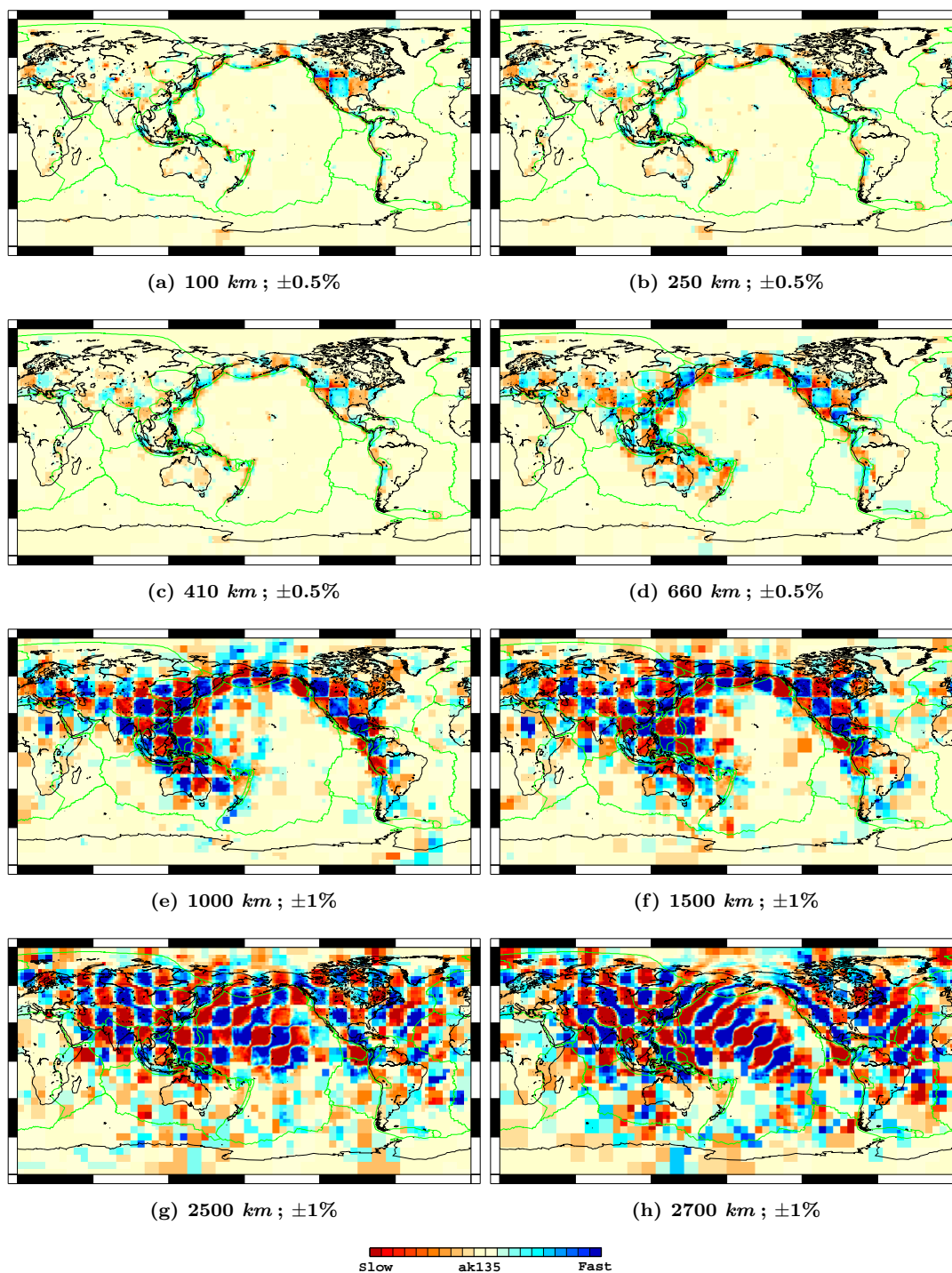


FIGURE 5.10 – Identique à la Fig. 5.9 pour des anomalies de dimensions $16^\circ \times 16^\circ$.

graphique [Li *et al.*, 2008 ; Houser *et al.*, 2008 ; Simmons *et al.*, 2012].

Dans le manteau supérieur, les anomalies positives (rapides), dues aux plaques tectoniques froides plongeantes, sont clairement observables dans les zones de subduction de l'Amérique du Sud, de l'Amérique Centrale et des Caraïbes, de l'Alaska, de Kamchatka, du Japon, des Philippines, de l'Indonésie, des Îles Salomon et des Îles Tonga-Fidji [Fig. 5.12(a)–(g)]. La dichotomie Est/Ouest observable sous les États-Unis dans le modèle tomographique régional est également retrouvée sur le modèle global. Les anomalies négatives (lentes) des régions actives sont visibles autour des zones de subduction, notamment au niveau de la ceinture de feu du Pacifique, de la Méditerranée et de la corne est-africaine.

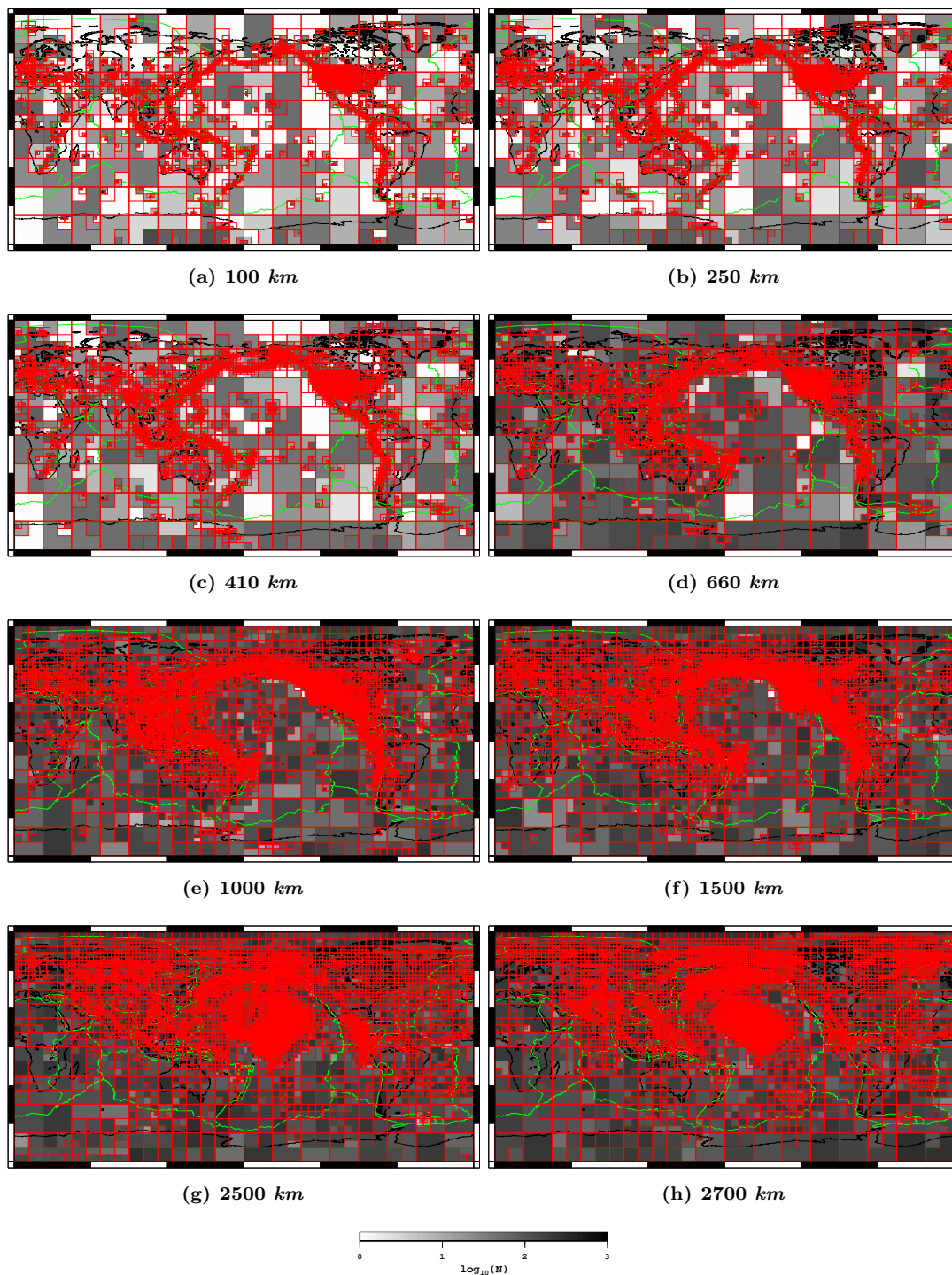


FIGURE 5.11 – Logarithme de la densité de rais sismiques d’ondes P projetée sur la grille d’inversion globale, à (a) 100, (b) 250, (c) 410, (d) 660, (e) 1000, (f) 1500, (g) 2500 et (h) 2700 km de profondeur. La taille des cases indique la taille de la cellule correspondante dans la grille d’inversion.

L’anomalie lente autour du point chaud de Hawaï est également clairement détectée.

Dans le manteau inférieur, l’anomalie rapide induite par les restes de la plaque Farallon, subduite sous les Amériques, est facilement détectée [Fig. 5.12(i)]. Les résidus de la plaque Tethys sont également discernables en Asie Centrale, autour de 1500 km de profondeur [Fig. 5.12(k)]. À plus grandes profondeurs, on retrouve bien une zone de vitesse sismique très rapide sous la Sibérie, la Chine, et le Pacifique Ouest [Fig. 5.12(o)]. L’anomalie lente du superpanache Pacifique est clairement visible dans le manteau inférieur [Fig. 5.12(m) & (o)]. Le superpanache Africain est plus difficilement discernable à cause de la très faible

couverture des données dans cette région.

On notera enfin la présence d'anomalies de vitesse possédant une forme en *arc*, notamment au Sud de l'Alaska, à 1500 *km* de profondeur et dans l'Océan Pacifique Central à 1500 et 2500 *km* de profondeur [Fig. 5.12(k) & (m)]. Ces structures sont probablement des effets de la domination des résidus enregistrés à l'USArray à ces profondeurs.

Comparaison avec le modèle tomographique global MIT-P08

Une étude de la validité de notre modèle tomographique global en ondes *P* est réalisée par comparaison avec le modèle MIT-P08 [Li *et al.*, 2008]. Pour cela, la Fig. 5.12 présente les deux modèles côte à côte à différentes profondeurs.

On peut voir assez clairement que la couverture spatiale de notre modèle est bien moins meilleure que celle de MIT-P08. En effet, pour la construction de ce dernier, plus de 15 millions de trajets ont été utilisés, comprenant des phases *P*, *Pn*, *Pg*, *pP*, *pwP*, *PP* et *PKP* [Li *et al.*, 2008]. Cette diversité de phases sismiques leur permet d'atteindre une meilleure couverture aussi bien en surface que dans le manteau inférieur. On peut voir toutefois que dans les régions relativement bien couvertes par nos données, nous sommes capables d'atteindre une très bonne résolution spatiale, et une meilleure séparation des anomalies de vitesse, notamment dans le manteau inférieur. Ceci nous encourage dans l'idée que la méthode de mesure de résidus de temps de trajet développée au cours de cette thèse [Chap. 2] nous permettra la construction d'un modèle tomographique haute résolution du manteau inférieur.

On peut par ailleurs remarquer que les anomalies de notre modèle, particulièrement les anomalies rapides (positives) liées à la présence de résidus de plaques subduites, sont plus étalées que dans le modèle MIT-P08. Ceci est dû aux données, majoritairement issues du catalogue EHB [Engdahl *et al.*, 1998], mesurées à plus haute fréquence (~ 1 *Hz*) que celles que nous avons utilisées pour la construction de notre modèle préliminaire (~ 0.07 *Hz*).

Des coupes verticales sont de plus réalisées à travers notre modèle, au niveau de différentes zones de subduction, le long des profils présentés dans la Fig. 5.8, et dont les coordonnées sont directement issues de coupes effectuées dans le modèle MIT-P08 [Li *et al.*, 2008]. Ces différentes coupes, ainsi que celles réalisées dans MIT-P08, sont présentées dans la Fig. 5.13.

À la vue de ces comparaisons, nous pouvons dire que notre modèle est tout à fait capable d'imager les restes de plaques subduites (*slabs*), indépendamment de la profondeur. Ces coupes nous permettent clairement de différencier les plaques piégées dans la zone de transition [Fig. 5.13(g),(i),(k)] de celles qui plongent jusque dans le manteau inférieur [Fig. 5.13(a),(c),(e),(m)].

La résolution dans la croûte et le manteau inférieur ne nous permet néanmoins aucune observation de *slabs* à ces profondeurs. De plus, dans certains cas [Fig. 5.13(i)], nous sommes dans l'incapacité de détecter certains *slabs* observables dans MIT-P08.

La Fig. 5.15 présente des *zooms* effectués dans notre modèle et dans le modèle MIT-P08, au niveau de la zone de subduction Indonésienne.

Malgré une résolution assez moyenne, la limite entre les anomalies lentes sous les parties actives de la région, les anomalies rapides engendrées par les plaques en subduction est très nette.

Notre modèle est globalement en accord avec MIT-P08, sauf à partir de 1500 *km*, profondeur à partir de laquelle la faible résolution (des deux modèles) se détériore assez rapidement.

Les coupes effectuées dans notre modèle à travers la zone de subduction Andaman-

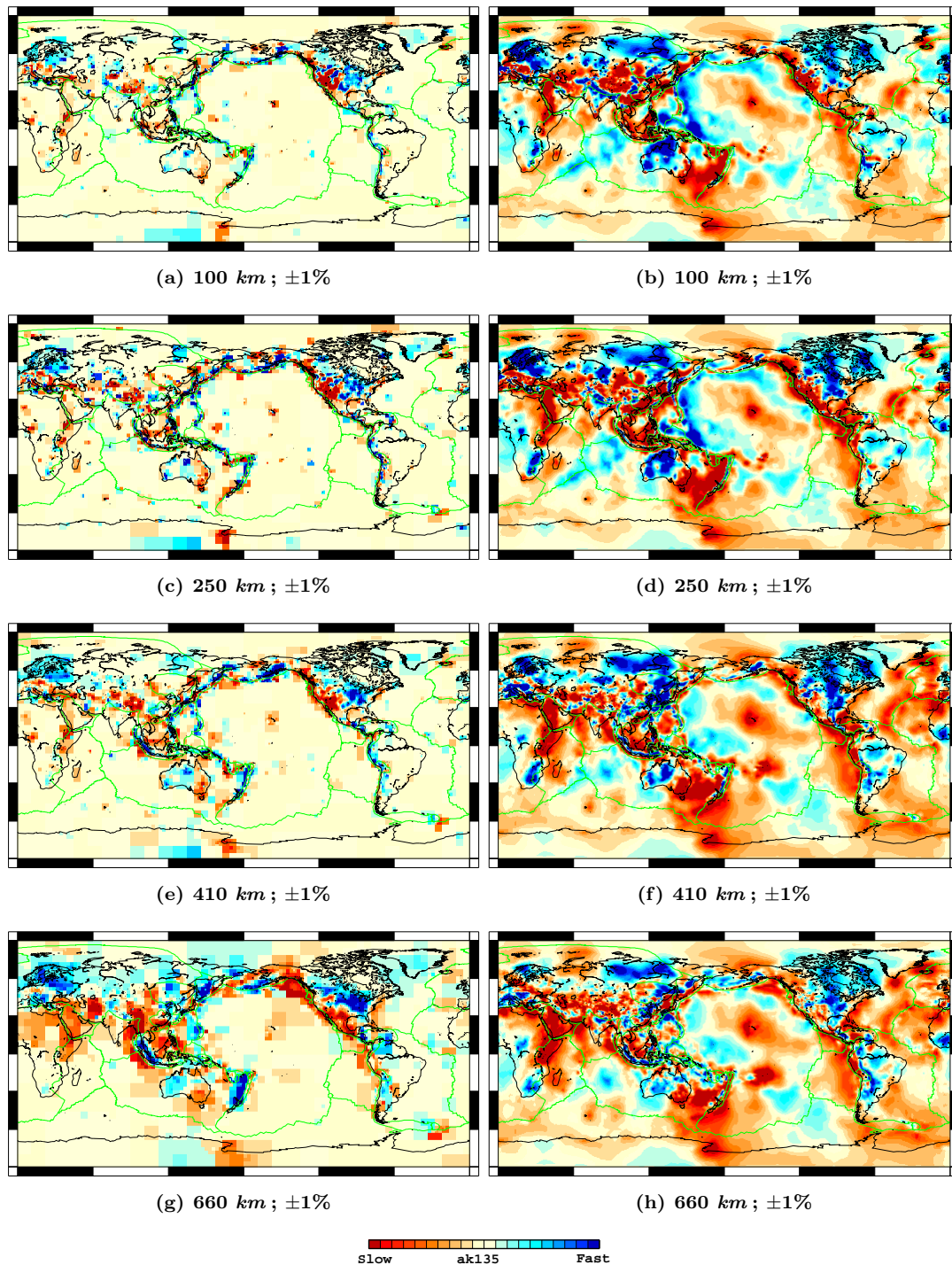


FIGURE 5.12 – Comparaison entre notre modèle (à gauche) et le modèle MIT-P08 [Li *et al.*, 2008] (à droite), à (a)&(b) 100, (c)&(d) 250, (e)&(f) 410, (g)&(h) 660, (i)&(j) 1000, (k)&(l) 1500, (m)&(n) 2500 et (o)&(p) 2700 km de profondeur. Les lignes vertes indiquent les limites de plaques tectoniques. L'échelle de couleur donne l'amplitude des anomalies par rapport au modèle de Terre de référence ak135, les valeurs minimales/maximales étant indiquées sous chaque figure. [d'après Li *et al.*, 2008]

Sumatra sont comparées à des coupes effectuées dans un modèle tomographique à l'échelle locale de cette région [Pesicek *et al.*, 2008] [Fig. 5.16].

Dans un premier lieu, ici encore, la résolution de notre modèle dans la croûte et le manteau supérieur est assez médiocre. De plus, les anomalies lentes que nous détectons ne sont pas du tout observées dans le modèle local.

Néanmoins, on peut clairement voir que la partie la plus au Nord de la plaque Indienne, en subduction dans cette zone, est piégée dans la zone de transition (entre ~ 400 km et

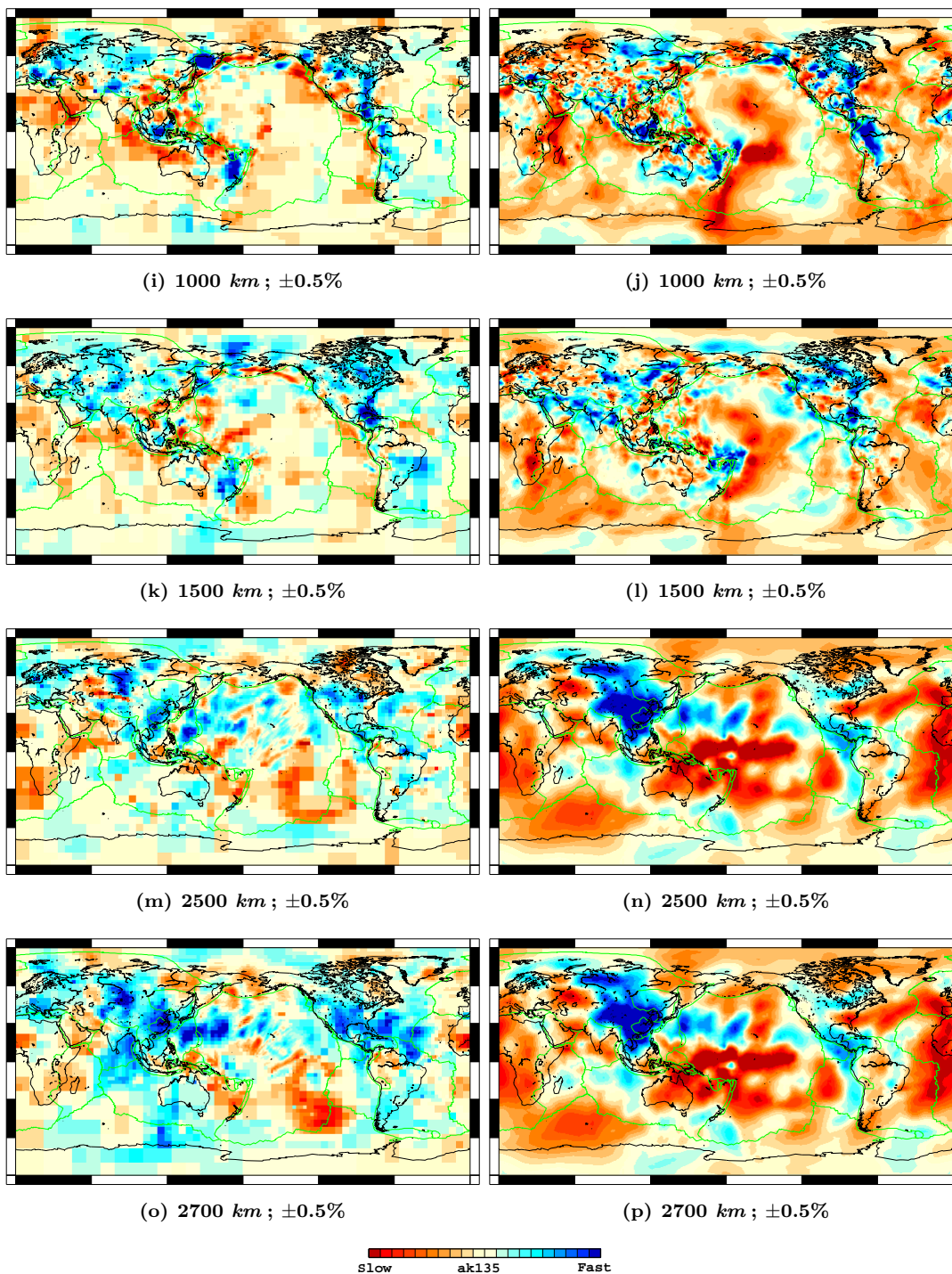


FIGURE 5.12 – (suite)

~ 670 km de profondeur) [Fig. 5.16(a)]. Au contraire, elle plonge assez clairement dans le manteau inférieur selon la coupe effectuée plus au Sud [Fig. 5.16(b)]. Ces deux observations sont tout à fait en accord avec le modèle local [Fig. 5.16(c) & (d)].

5.4 Discussion et perspectives

La base de données de résidus de temps de trajet et d'amplitude a été construite par corrélation croisée entre sismogrammes observés et synthétiques. Ce type de mesures est particulièrement adapté au calcul de noyaux de sensibilité [Sec. 2.1], et les mesures multi-

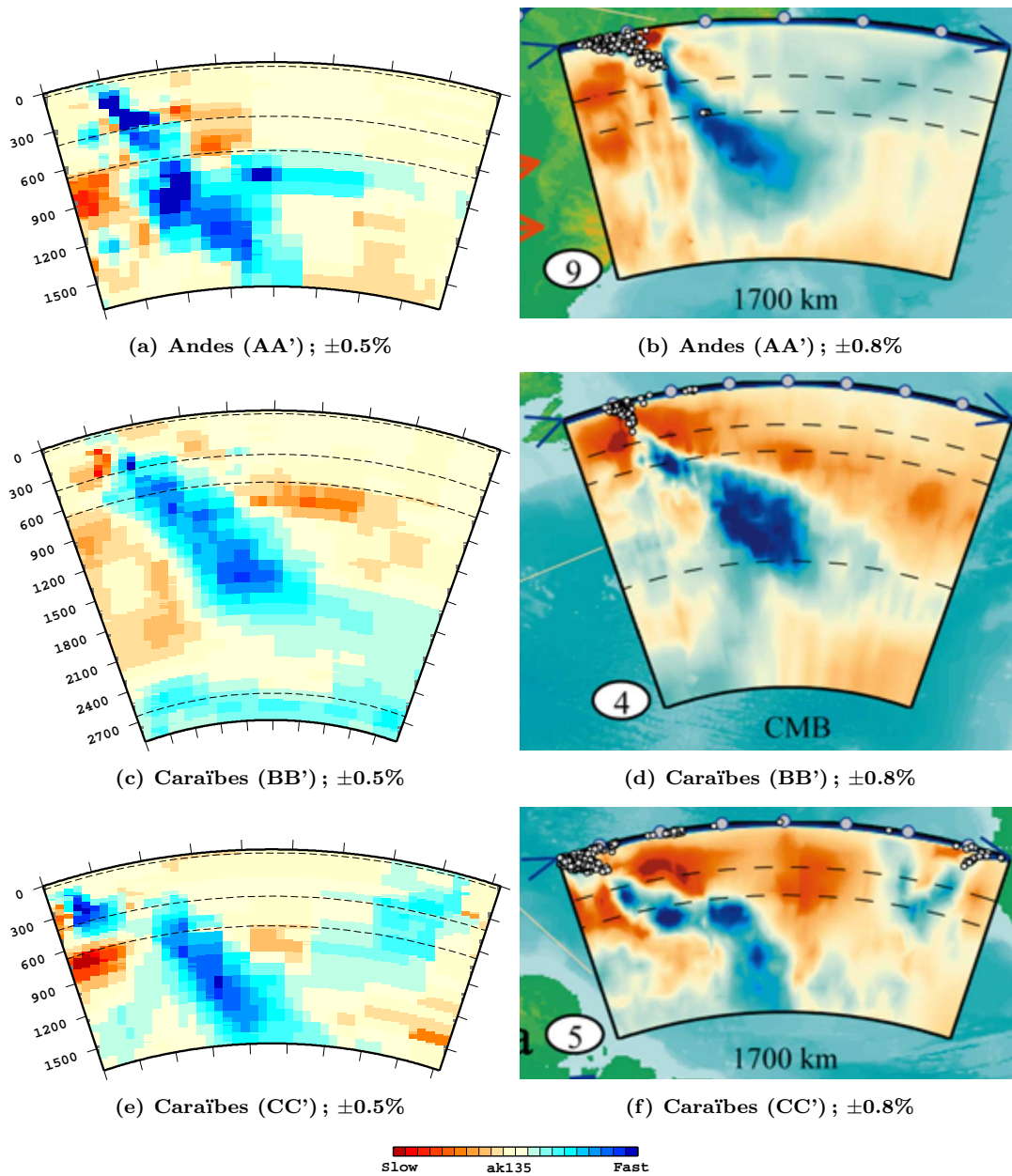


FIGURE 5.13 – Coupes verticales à travers notre modèle tomographique global (*gauche*) et le modèle tomographique global MIT-P08 (*droite*), selon les différentes sections représentées sur la Fig. 5.8. L'échelle de couleur donne l'amplitude des anomalies par rapport au modèle de Terre de référence ak135, les valeurs minimales/maximales étant indiquées sous chaque figure. [extrait de Li *et al.*, 2008]

fréquentielles sont particulièrement adaptées à la tomographie à fréquence finie. Néanmoins, elle est peu adaptée pour la tomographie par la théorie des rais. En effet, l'hypothèse de fréquence infiniment grande de cette théorie nous pousse à n'utiliser que des mesures réalisées à haute fréquence, laissant de côté un nombre important de mesures, et surtout négligeant la variation de la sensibilité des ondes sismiques avec la fréquence (ou la longueur d'onde). Les ondes sismiques possèdent en réalité une longueur d'onde finie, variant de 10 à 1000 km, et leur zone de Fresnel est souvent plus large que les hétérogénéités les plus intéressantes. Pour être valide, la théorie des rais nécessite des courtes longueurs d'onde, et des zones de Fresnel étroites.

De plus, la théorie des rais n'explique pas toutes les observations concernant l'interaction des ondes sismiques avec le milieu (diffraction, caustique, ...). Ayant développé cette base de données en grande partie pour les ondes diffractées dans le noyau, ceci constitue

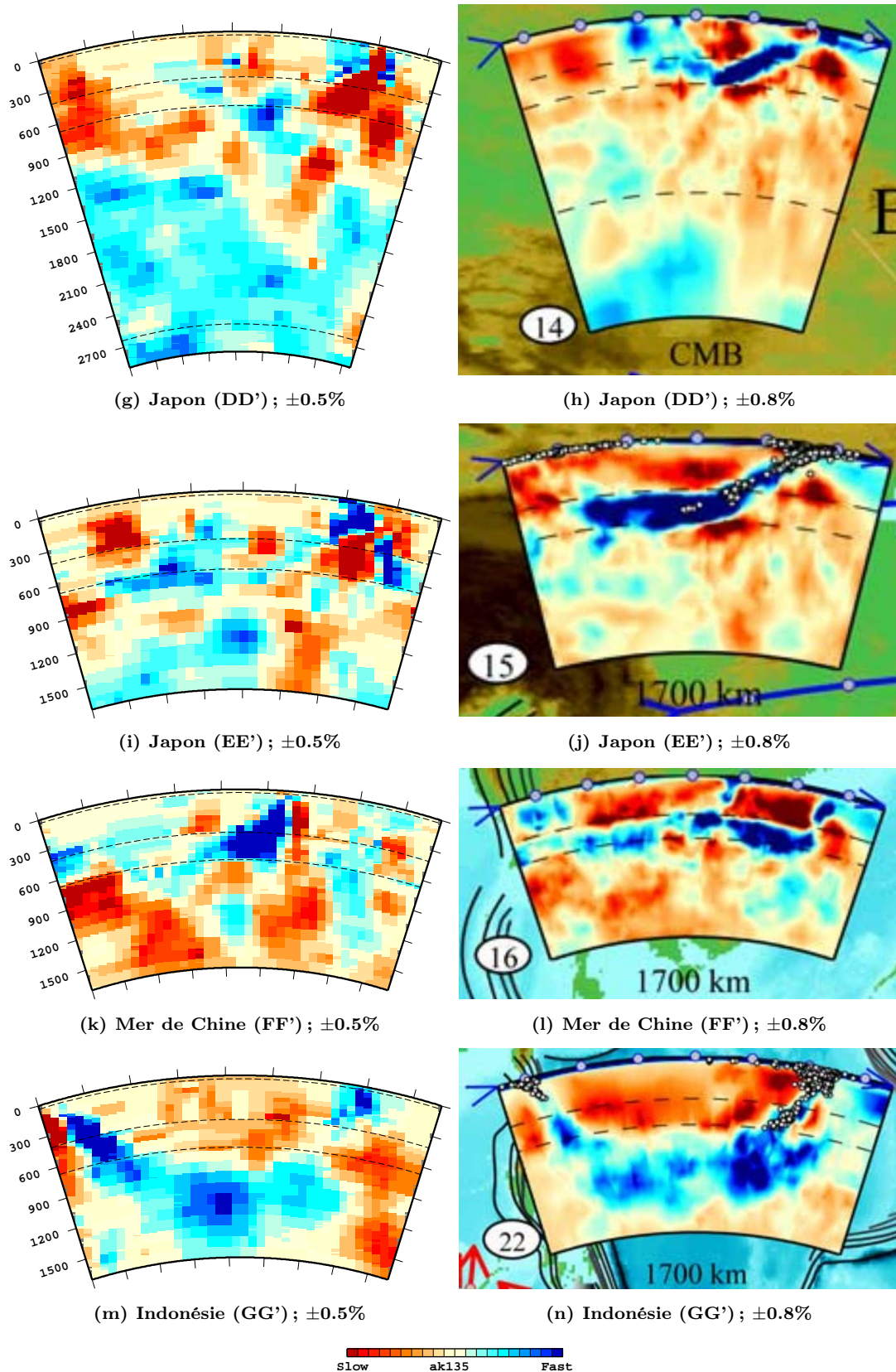


FIGURE 5.13 – (suite)

un autre aspect de la sous-utilisation de notre base de données par la théorie des rais. C'est pourquoi il est nécessaire d'utiliser des techniques analytiques plus sophistiquées si nous voulons dépasser les limites actuelles des modèles tomographiques en termes de résolution.

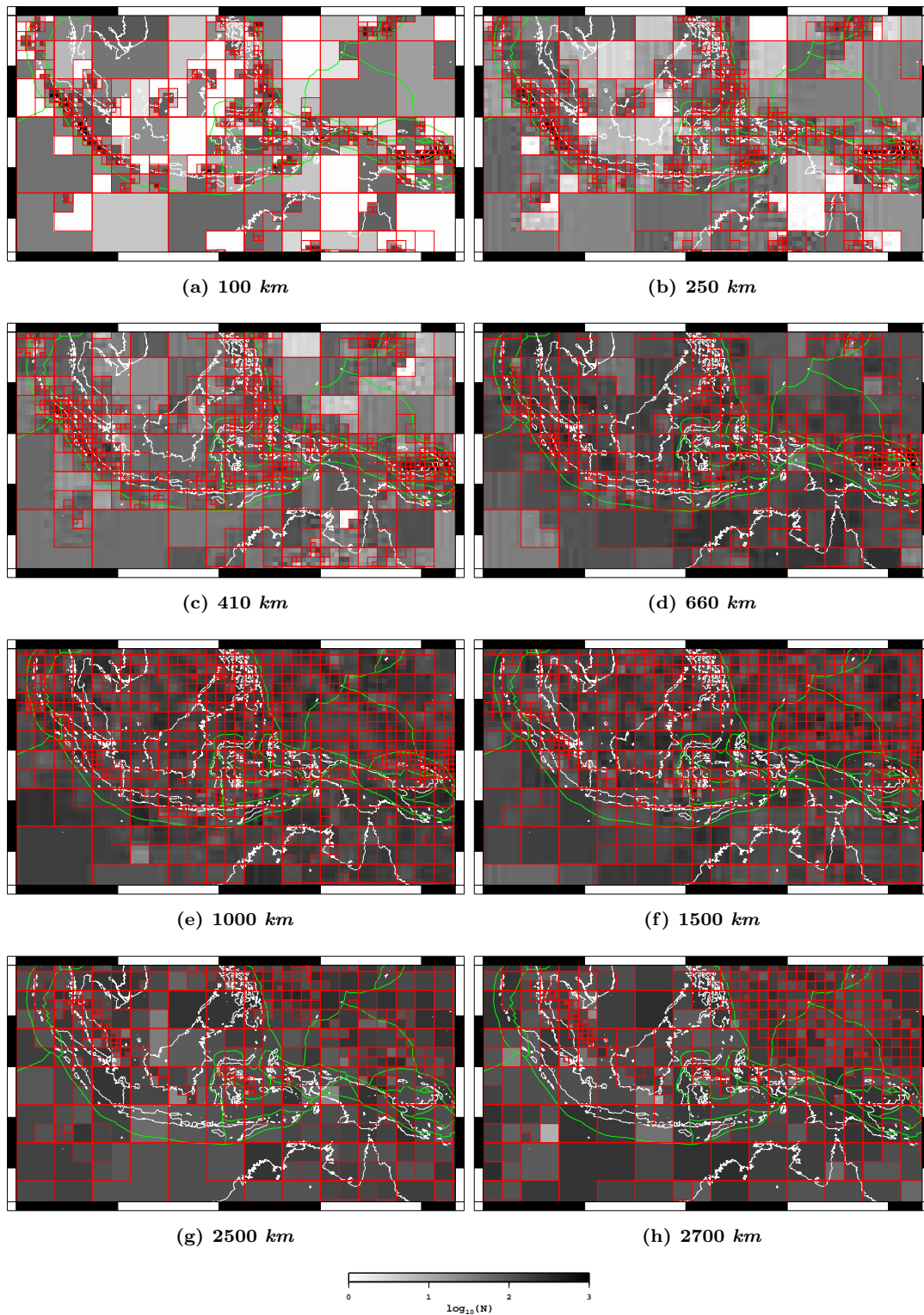


FIGURE 5.14 – Logarithme de la densité de rais sismiques d’ondes P projetée sur la grille d’inversion globale, dans la région de l’Indonésie, à (a) 100, (b) 250, (c) 410, (d) 660, (e) 1000, (f) 1500, (g) 2500 et (h) 2700 km de profondeur. La taille des cases indique la taille de la cellule correspondante dans la grille d’inversion.

La complexité de la sensibilité à fréquence finie des ondes aux hétérogénéités de la Terre fut tout d’abord mise en évidence par les ondes de surface [Woodhouse & Girnius, 1982]. Pour les ondes de volume, le fait que la sensibilité des temps de trajet et des amplitudes s’étende à toute la largeur de la zone de Fresnel, et que la prise en compte de cette sensibilité

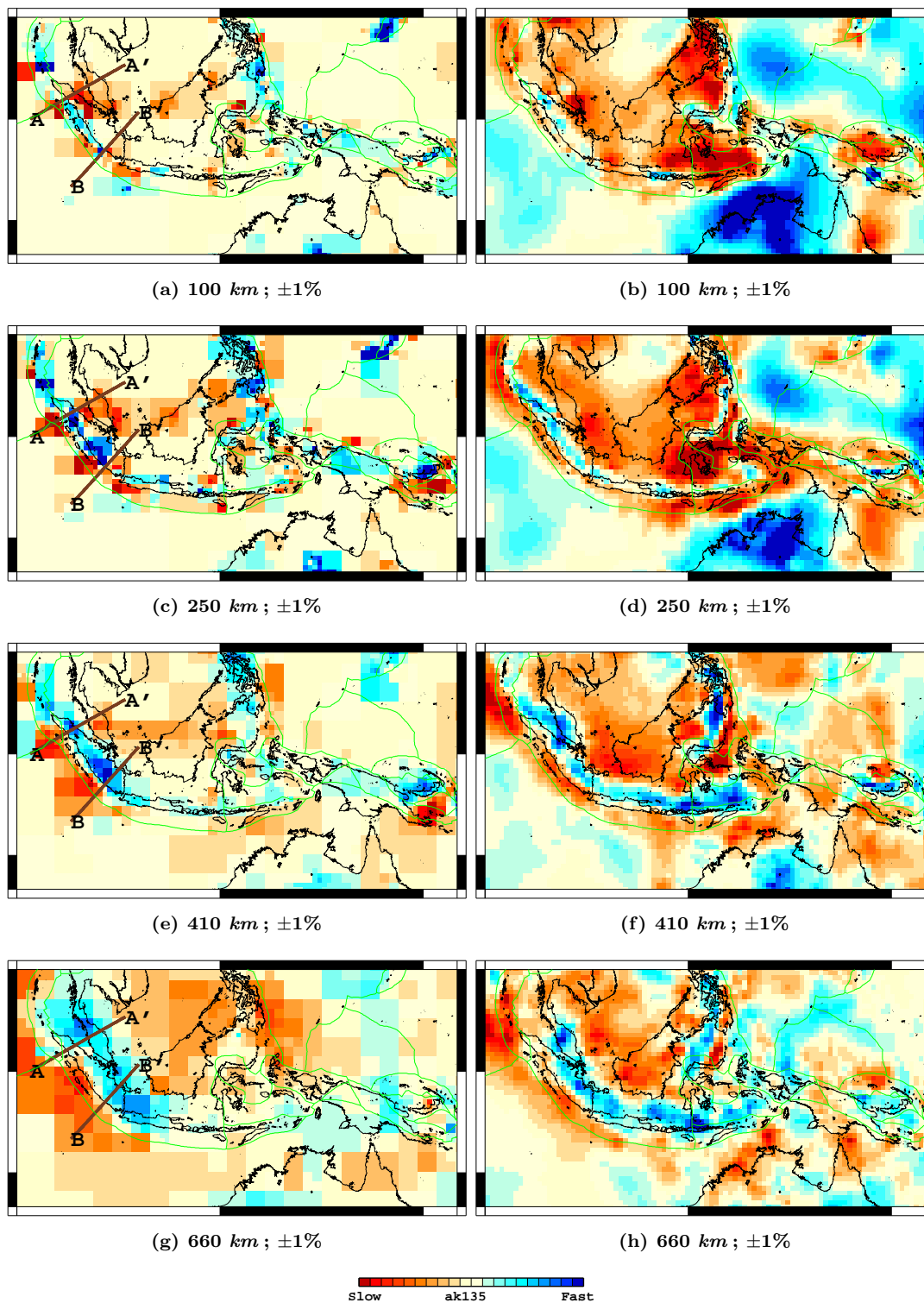


FIGURE 5.15 – Comparaison entre notre modèle et le modèle MIT-P08 [Li *et al.*, 2008], au niveau de la zone subduction Indonésienne à (a)&(b) 100, (c)&(d) 250, (e)&(f) 410, (g)&(h) 660, (i)&(j) 1000, (k)&(l) 1500, (m)&(n) 2500 et (o)&(p) 2700 km de profondeur. Les lignes marron représentent les profils le long desquels les coupes verticales de la Fig. 5.16 sont réalisées. Les lignes vertes indiquent les limites de plaques tectoniques. L'échelle de couleur donne l'amplitude des anomalies par rapport au modèle de Terre de référence ak135, les valeurs minimales/maximales étant indiquées sous chaque figure. [d'après Li *et al.*, 2008]

étendue influence les modèles tomographiques, a été mis en évidence il y a une vingtaine d'années [Wielandt, 1987 ; Nolet, 1987].

Les noyaux de sensibilité 3D des ondes de volume furent dans un premier temps calculés par couplage des hauts modes de vibration des ondes de surface [Marquering *et al.*, 1998,

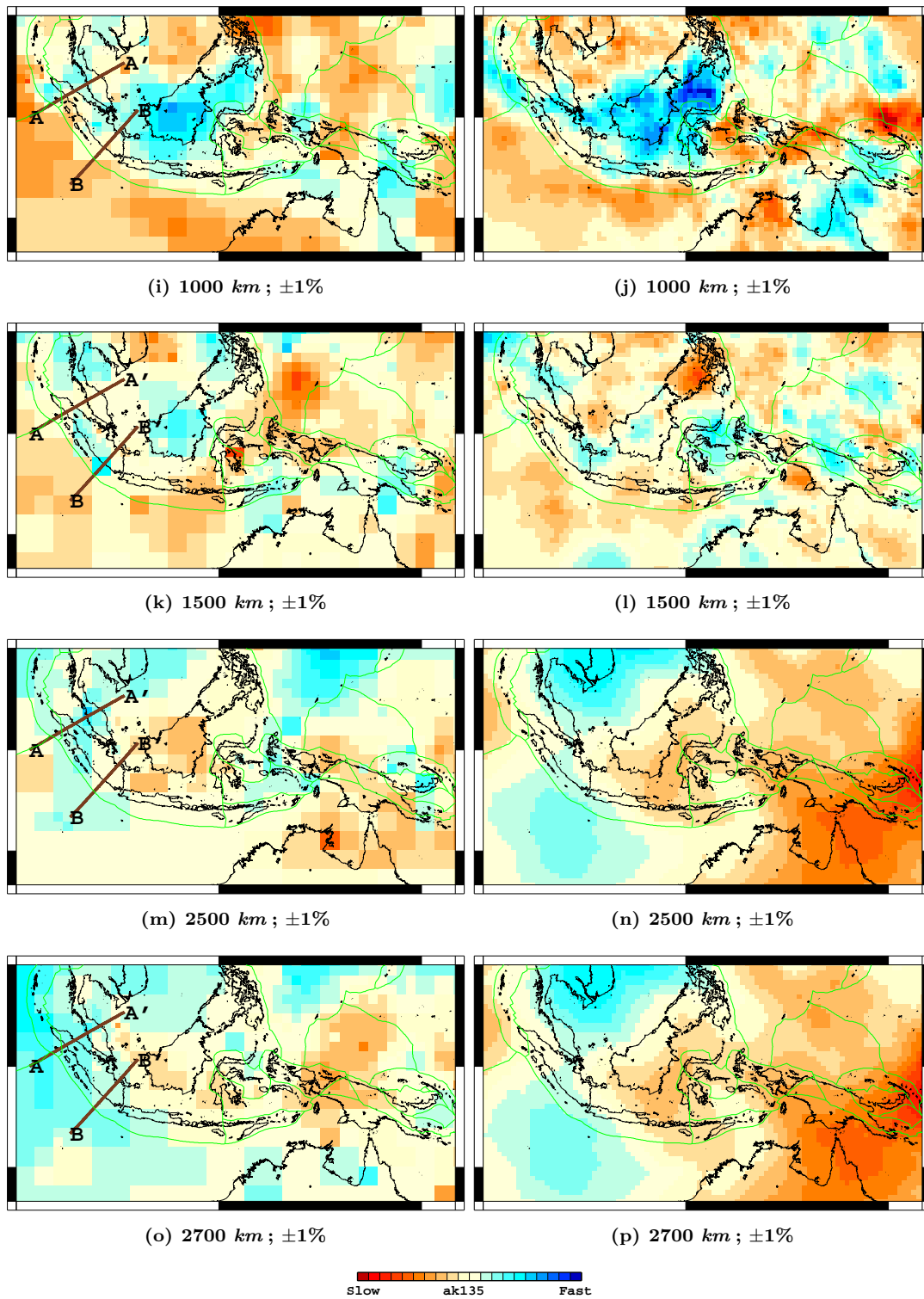


FIGURE 5.15 – (suite)

1999], et par un formalisme discrétisé des modes normaux [Zhao *et al.*, 2000]. C'est ainsi qu'on a pu remarquer la sensibilité nulle du temps de trajet des ondes de volume à une perturbation localisée exactement au niveau du rai sismique. Les noyaux de sensibilité ont alors pris le surnom de noyaux *banana-doughnut*, en référence à l'absence de sensibilité en leur centre.

Même si la sommation de mode des ondes de surface reste plus efficace que la sommation des modes normaux discrétisés, l'application aux importants jeux de données pour la tomo-

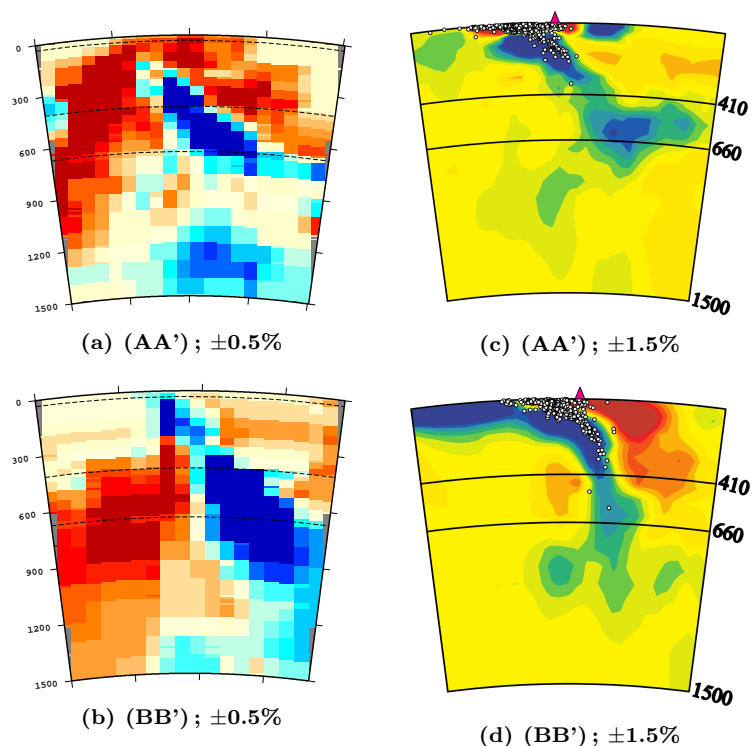


FIGURE 5.16 – Comparaison de coupes verticales entre notre modèle et un modèle régional de la zone de subduction Andaman-Sumatra [Pesicek *et al.*, 2008], selon les deux sections représentées sur la Fig. 5.15. L'échelle de couleur donne l'amplitude des anomalies par rapport au modèle de Terre de référence ak135, les valeurs minimales/maximales étant indiquées sous chaque figure. [d'après Pesicek *et al.*, 2008]

graphie sismique est encore difficile. Des outils ont été développés pour diminuer le temps de calcul nécessaire pour la tomographie globale [Zhao & Chevrot, 2011a,b ; Fuji *et al.*, 2012]. Cette technique, que nous utiliserons pour réaliser notre modèle tomographique, calcule des noyaux de sensibilité à fréquence finie. En effet, les noyaux de sensibilité dérivés de la théorie des rais [Dahlen *et al.*, 2000] ne sont pas les plus à même de garantir une haute résolution dans les images tomographiques. Lorsque le calcul de noyaux par la théorie des rais est comparé aux résultats obtenus par des méthodes plus sophistiquées (*e.g.* DSM [Geller & Ohminato, 1994]) [Fig. 5.17], on peut voir, par exemple, que toute la complexité de la sensibilité des phases *PKP* n'est pas correctement décrite par la théorie des rais. De plus, on observe également, dans les cas des phases diffractées à la CMB [Fig. 5.18], une importante distorsion de la zone de Fresnel de noyaux de temps de trajet et d'amplitude au niveau du trajet diffracté, et surtout une sensibilité non nulle au centre des noyaux de temps de trajet, contrairement aux résultats de la théorie des rais.

Cette nouvelle approche utilise une base de données de fonctions de Green pré-calculées pour l'évaluation des dérivées de Fréchet. Les composantes du tenseur des contraintes de Green ne dépendant que du modèle de référence choisi, les dérivées de Fréchet peuvent être déterminées pour n'importe quelle phase sismique (*P*, *S*, *P_{diff}*, ondes de surface,...), type de données (temps de trajet, amplitude, forme d'onde complète,...), et paramètre (isotropie, anisotropie, atténuation,...).

Les fonctions de Green sont calculées sur une grille très fine, en latitude/longitude, comme en profondeur, avec la technique de modélisation DSM [Geller & Ohminato, 1994]. Une fois la base de données construite, un noyau peut être calculé à n'importe quel point de la Terre, par convolution de deux tenseurs des contraintes de Green, un correspondant au trajet entre la source sismique et le point bas du rai, et un entre le point bas et le récepteur. Le calcul préliminaire de ces fonctions de Green rend l'approche très efficace en termes de temps de calcul. Et puisque les fonctions sont calculées sur une grille très fine,

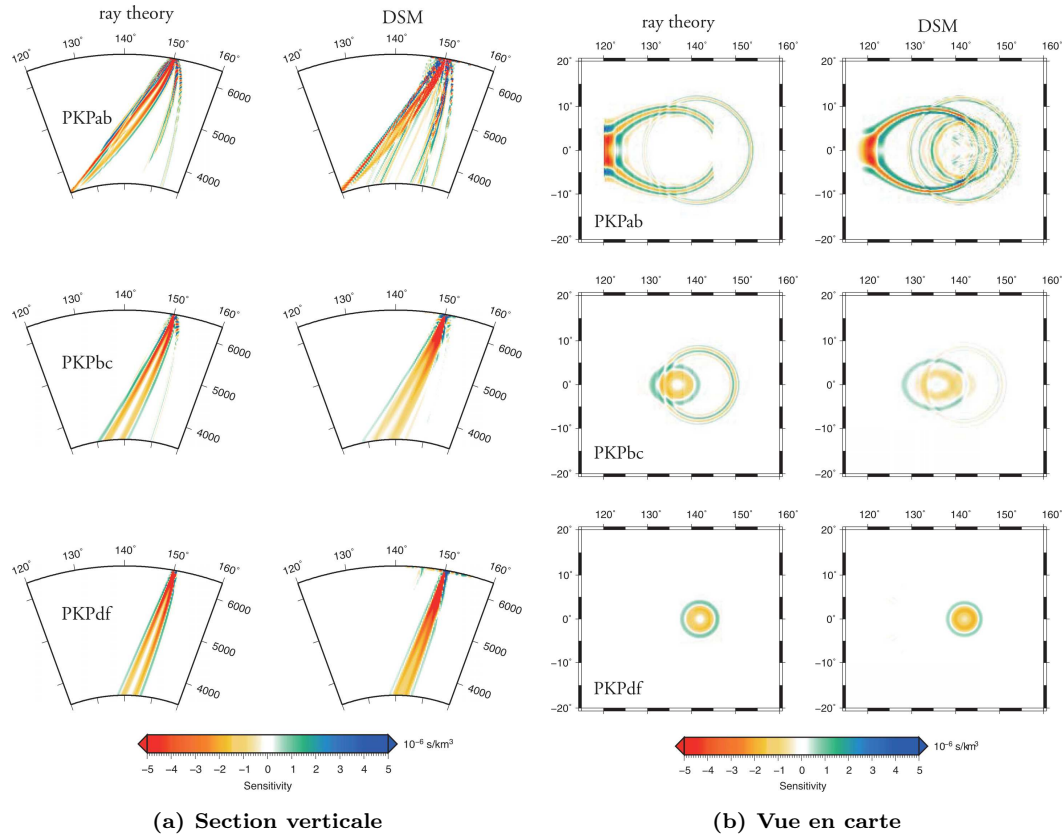


FIGURE 5.17 – Comparaisons de (a) sections verticales et (b) de vues en carte de noyaux de sensibilité du temps de trajet des ondes P , calculés avec la théorie des rais (gauche) et avec DSM à 1.25 Hz [Geller & Ohminato, 1994] (droite), pour des phases PKP_{ab} (haut), PKP_{bc} (milieu), et PKP_{df} (ou $PKIKP$) (bas), pour une distance épacentrale de 150° , et une source explosive à 20 km de profondeur. [extrait de Fuji *et al.*, 2012]

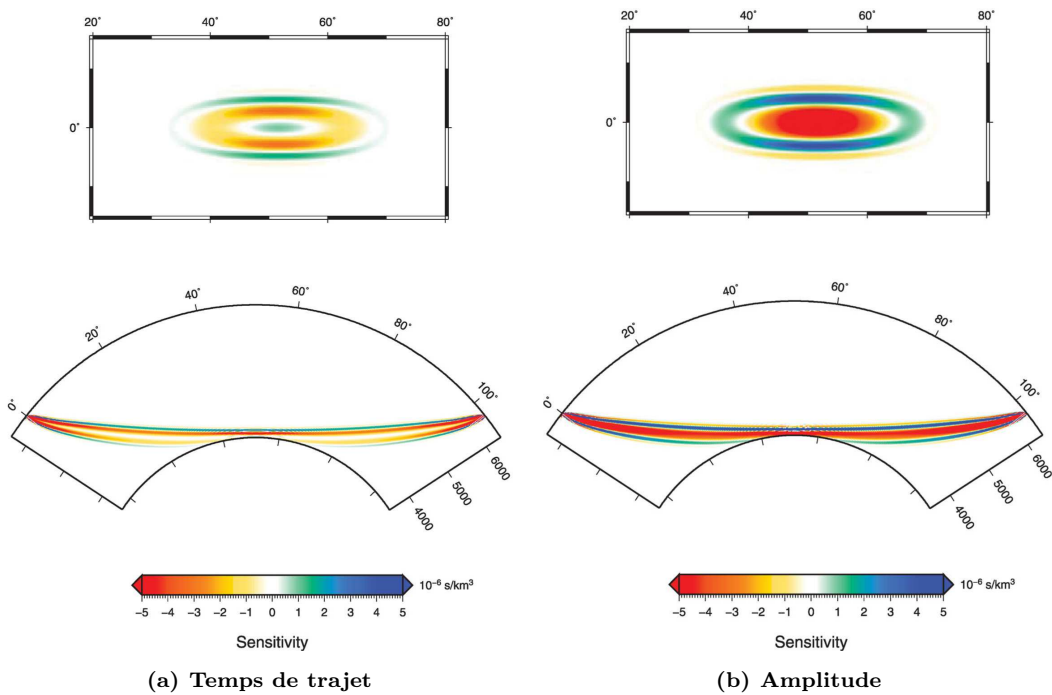


FIGURE 5.18 – Vues en carte (haut) et sections verticales (bas) de noyaux de sensibilité (a) du temps de trajet et (b) de l'amplitude des ondes P , pour une phase P_{diff} , calculés à 1 Hz . [extrait de Fuji *et al.*, 2012]

la haute résolution des noyaux de sensibilité est également assurée.

Les noyaux de sensibilité à fréquence finie seront donc calculés grâce à cette méthode, pour l'ensemble des phases sismiques sur lesquelles des mesures de résidus ont été réalisées, et dans les différentes bandes de fréquence. Une nouvelle paramétrisation en ondelettes de la grille d'inversion sera également implémentée. En effet, pour les systèmes de grandes dimensions, la décomposition sur une base d'ondelettes de Haar est plus adaptée [Chevrot & Zhao, 2007]. La localisation des séismes sera également inversée. Finalement, nous serons en mesure de proposer un modèle tomographique à fréquence finie haute résolution du manteau inférieur, inversé à partir de noyaux multi-fréquentiels et pour plusieurs phases sismiques, incluant notamment les phases diffractées dans le noyau (P_{diff} et S_{diff}).

Conclusions

Les résidus de temps de propagation des ondes sismiques de volume, décrivant l'écart temporel entre observations et modèle de référence, sont largement utilisés pour la tomographie sismique. Dans le cadre de la théorie des rais, les perturbations de vitesse par rapport au modèle sont directement obtenues par inversion des mesures de résidus sur les rais sismiques. À fréquence finie, ce sont les noyaux de sensibilité des résidus mesurés par corrélation qui sont utilisés pour la réalisation de l'image tomographique. Lorsqu'ils ne sont pas inclus dans des processus d'inversion, les temps de trajet sont également utilisés localement pour des études plus spécifiques (dimensions et/ou composition des différentes structures composant la Terre, transitions de phase des minéraux, température, anisotropie, . . .). Les résidus de temps de trajet représentent donc une donnée cruciale pour l'étude de la structure interne de la Terre.

La haute résolution des images tomographiques peut être atteinte, entre autres, grâce à une meilleure couverture géographique des résidus, impliquant le traitement d'un maximum de données. Cela est notamment rendu possible par le nombre toujours croissant de stations sismologiques à travers le monde et le développement de réseaux locaux ou régionaux particulièrement denses. Ainsi, nous sommes amenés à manipuler un nombre extrêmement élevé de données sismologiques, c'est pourquoi nous avons voulu développer une méthode automatique robuste pour leur traitement. À ce jour, il n'existe aucune base de données globale adaptée au calcul des noyaux de sensibilité des ondes P . La construction d'une telle base de données a donc constitué le principal objectif de cette thèse. Le processus automatique de mesure nous a par ailleurs permis d'étendre notre base de données à de nombreuses phases sismiques (14 au total). Les différentes étapes de notre méthode incluent notamment la sélection des sismogrammes observés, la modélisation des sismogrammes synthétiques correspondants, puis la mesure des résidus de temps et d'amplitude et enfin, la sélection des mesures de bonne qualité. De plus, les mesures sont faites dans différentes gammes de fréquence, permettant ainsi une résolution multi-fréquentielle des anomalies de vitesse sismique composant la Terre.

Un des points cruciaux pour assurer la qualité des mesures réside dans les outils utilisés pour le calcul des sismogrammes synthétiques.

Les outils utilisés pour le calcul des sismogrammes synthétiques représentent un des éléments cruciaux de la méthode et garantissent la qualité des mesures. Ainsi, les sismogrammes sont modélisés à haute fréquence à partir de paramètres de source sismique, déterminés grâce à une technique précédemment élaborée dans l'équipe. Celle-ci repose sur l'approche du recuit simulé, et est appliquée ici à l'inversion d'un jeu de données global d'enregistrements télésismiques d'ondes P pour la détermination des paramètres de la source, dont sa profondeur et sa fonction source. La détermination précise de ces paramètres assure une mesure de qualité des résidus de temps, indispensable à la meilleure résolution des images tomographiques. Bien prendre en compte la fonction source dans la modélisation des sismogrammes nous permet de garantir une bien meilleure corrélation avec les sismogrammes observés.

Sur le sismogramme synthétique, une fenêtre temporelle autour de la phase sismique

est déterminée, et c'est dans cet intervalle qu'est réalisée la mesure des résidus de temps et d'amplitude, par corrélation croisée des traces observée et synthétique. La définition de cette fenêtre de temps est l'une des étapes critiques du processus. La détermination de la borne de fin de l'intervalle dans lequel sera calculée la corrélation croisée est particulièrement déterminante pour la mesure du résidu. Des développements sont en cours pour améliorer davantage cette procédure.

Cependant, puisque la qualité de la mesure en elle-même est également primordiale, des critères particulièrement sélectifs sont appliqués au jeu de mesures de résidus, corrigées de l'ellipticité de la Terre et de la topographie à la station. Le caractère automatique de cette sélection, nécessaire pour un tel jeu de données, a requis de nombreux tests quant au choix des différents critères de sélection. Au final, c'est sur la qualité de la mesure, via le coefficient de corrélation et le rapport signal-sur-bruit *a posteriori*, et sur la déviation du résidu de temps par rapport au résidu moyen du séisme, que reposent nos critères. Cette étape clé de notre méthode est sûrement amenée à être modifiée, avec l'ajout d'une estimation de l'incertitude sur la mesure des résidus de temps de propagation.

Les différentes étapes précédemment décrites sont appliquées sur des sismogrammes filtrés dans 10 bandes de fréquence différentes et sur des sismogrammes large-bande. Ces mesures multi-fréquentielles nous permettent d'explorer les variations de la sensibilité des ondes aux anomalies de vitesse avec la fréquence. Ceci nous permettra au final de calculer des noyaux de sensibilité à différentes fréquences, et ainsi d'ajouter une contribution multi-fréquentielle à l'inversion du modèle tomographique.

La complexité de la croûte terrestre représentant un frein majeur dans l'atteinte de la haute résolution des images, une méthode d'estimation de la structure crustale sous les stations d'enregistrement a également été conçue, reposant sur un nouveau procédé pour le calcul de fonctions récepteurs. Dans l'approche classique, les fonctions récepteurs sont obtenues par déconvolution des différentes composantes d'un sismogramme par sa composante verticale, considérée comme une bonne estimation de l'onde longitudinale incidente, rendant impossible l'exploitation de la composante verticale déconvoluée. Dans notre approche, les composantes radiale et verticale sont déconvoluées par la fonction source obtenue par recuit simulé. Cela nous permet d'exploiter les multiples de l'onde *P* réfléchie sur le *Moho* pour la caractérisation de la structure crustale (épaisseur de croûte et rapport des vitesses sismiques) sous les stations sismologiques. Ceci montre, une fois encore, les nombreuses applications possibles qui peuvent être faites des fonctions source haute fréquence déterminées par recuit simulé. La méthode est toujours en cours de développement, et n'a pour l'instant été appliquée qu'à un ensemble restreint de stations. Nous envisageons de l'appliquer à un maximum de stations contenues dans notre base de données, avec pour seule limite le nombre d'enregistrements disponibles à chaque station (une vingtaine au minimum). Nous serons alors en mesure de calculer les corrections précises des effets liés à l'hétérogénéité de la croûte terrestre dans nos mesures de résidus de temps de trajet. Une fois finalisée, la méthode sera également combinée à différents outils pour, par exemple, la comparaison avec des fonctions récepteurs synthétiques, ou encore la détermination d'autres paramètres crustaux, notamment la vitesse absolue des ondes sismiques.

Notre processus automatique a été appliqué à une base de données constituée de 1556 séismes (près de 5 millions de sismogrammes), téléchargés depuis le centre de données américain IRIS. Après les différents processus de sélection, notre base est composée de près de 5 millions de résidus de temps de trajet (et autant de résidus d'amplitude), sélectionnés et corrigés, et (inégalement) répartis dans les onze gammes de fréquences. Différentes analyses des résidus nous ont permis d'obtenir des résultats très intéressants sur la signature du manteau inférieur dans les mesures, et constituent une validation de notre base de données. De nombreuses autres études de cas pourraient être réalisées grâce à une telle base

de données, aussi bien pour des régions particulières (bords des superpanaches, ULVZ, régions sous les points chauds ou sous les zones de subduction, . . .), que pour des phénomènes particuliers (anisotropie, transition de phase, . . .).

Cependant, l'application principale de cette base de données réside dans la réalisation d'un modèle tomographique à fréquence finie du manteau inférieur. Nous avons toutefois choisi de réaliser une première inversion par la théorie des rais, afin d'avoir un modèle à comparer avec celui à fréquence finie. Dans un premier temps, une inversion régionale a été réalisée sous les États-Unis, où la densité de stations de l'expérience temporaire USArray permet d'atteindre une très bonne résolution. Le modèle tomographique obtenu est en accord avec la littérature, et les signatures de différentes structures géologiques connues des États-Unis sont particulièrement bien observées. Nous avons ensuite réalisé un modèle tomographique global qui donne des résultats très prometteurs, malgré sa faible couverture géographique.

Le calcul des noyaux de sensibilité déduits des mesures de résidus de la base de données, va être réalisé très prochainement, et nous pensons être en mesure de présenter un modèle tomographique global du manteau inférieur pour la vitesse des ondes P d'ici la fin de l'année. Mais au-delà de cet objectif, l'éventail des applications possibles pour notre base de données est assez large. En premier lieu, le même type de modèle peut être réalisé pour la vitesse des ondes S , et une comparaison pourrait être effectuée. La corrélation ou l'anticorrélation des anomalies de vitesse des ondes P et S nous aiderait en effet à comprendre si leur nature serait plutôt chimique ou thermique. De plus, la représentation du rapport des vitesses P et S nous renseignerait sur la présence de fluides dans les régions traversées par les ondes. Ensuite, pour le modèle de la vitesse des ondes P (respectivement des ondes S), l'ajout d'autres phases telles que PKP , PP (respectivement SKS , SS), composant notre base de données, ajouterait des contraintes supplémentaires sur les anomalies de vitesse. Qui plus est, l'utilisation des ondes diffractées sur la CMB (P_{diff} et S_{diff}), uniquement possible à fréquence finie, nous apporterait une bien meilleure résolution dans le manteau inférieur.

Par ailleurs, concernant la tomographie régionale, d'autres régions du globe présentent une densité de stations intéressante (Europe, Chine, Japon, Australie, . . .), et pourraient donner des résultats très intéressants à fréquence finie. Enfin, du point de vue des interprétations, un nouveau modèle du manteau inférieur nous permettrait de réaliser de nouvelles interprétations, en collaboration avec les géodynamiciens de notre équipe, et pourrait nous permettre une meilleure compréhension de la dynamique globale de la Terre.

Annexe A

Une nouvelle méthode pour l'estimation des paramètres de source

Auteurs : R.F. Garcia, L. Schardong et S. Chevrot

Revue : *Bulletin of the Seismological Society of America*

Résumé

Nous présentons ici une méthode d'inversion non linéaire de forme d'onde pour la détermination des paramètres de source sous l'approximation de source ponctuelle (profondeur, fonction source, tenseur des moments et moment sismique), ainsi que des temps de trajet et amplitudes d'ondes de volume, à partir d'enregistrements télésismiques. Nous démontrons que nos estimations de fonction source améliorent significativement la corrélation entre sismogrammes observés et synthétiques large-bande. La loi d'échelle entre les dimensions de la source et le moment sismique est similaire pour des événements profonds et superficiels, dans la zone de subduction japonaise, pour des magnitudes de moment entre 6.1 et 7.5. Les résultats sur la profondeur et le tenseur des moments obtenus avec notre méthode sont comparés à ceux publiés par différentes institutions pour un échantillon de séismes japonais. Cette comparaison révèle que notre méthode donne des profondeurs hypocentre plus proche de celles obtenues grâce aux réseaux sismiques régionaux que les autres méthodes télésismiques. Le moment sismique est correctement inversé, mais le poids des données influence fortement la solution. Les mécanismes au foyer sont biaisés par les variations de l'amplitude des ondes de volume à haute fréquence, dues à la structure crustale sous les stations, et par les erreurs sur la réponse instrumentale. Les temps de trajet différentiels des ondes de volumes sont améliorés par rapport aux mesures de pointé. Les temps de trajet haute qualité seront exploités pour obtenir des localisations plus précises des événements sismiques, et pour atteindre une meilleure résolution dans les modèles tomographiques.

A Nonlinear Method to Estimate Source Parameters, Amplitude, and Travel Times of Teleseismic Body Waves

by R. F. Garcia,* L. Schardong,* and S. Chevrot*

Abstract We present a nonlinear waveform inversion method to determine source parameters under point source approximation (depth, source time function, centroid moment tensor, and seismic moment) and also travel times and amplitudes of body waves from teleseismic records. We demonstrate that our source time function estimates significantly improve correlation between observed and synthetics broadband seismograms. The scaling of source dimensions with seismic moment is similar for deep and shallow events in the Japanese subduction area for moment magnitudes between 6.1 and 7.5. We compare event depths and moment tensors obtained with our method to those reported by different institutions for a set of Japanese earthquakes. This comparison reveals that our method gives hypocentral depths closer to those obtained with regional arrays than other teleseismic methods. The seismic moment is properly recovered, but data weighting strongly influences the moment tensor solution. Focal mechanisms are biased by high-frequency body-wave amplitude variations due to crustal structure below the stations and by errors on the instrument responses. Body-wave differential travel times are improved compared with phase-picking measurements. The high-quality travel times will be exploited to obtain more precise event locations and higher resolution tomographic models.

Introduction

Modern digital seismological records are routinely exploited to constrain the seismic sources and Earth structure. The first studies relied on long period records of surface and body waves to determine source parameters (Dziewonski *et al.*, 1981; Sipkin, 1982; Dziewonski, Chou, and Woodhouse, 1983; Sipkin, 1994). However, even at long periods, there is a trade-off between the hypocentral depth and some components of the moment tensor, and the amplitudes of body waves show large variations around their expected values (Ruff, 1989). Moreover, the source duration is estimated through an empirical scaling to seismic moment (Dziewonski *et al.*, 1981). Many event location procedures still rely on travel-time picks that can be affected by large reading errors and biases (Röhm *et al.*, 1999). Improvements in relocation algorithms applied to travel-time picks collected by the International Seismological Center (ISC) (Engdahl *et al.*, 1998) have recently been implemented at the ISC (Bondár and McLaughlin, 2009; Bondár and Storchak, 2011), but the location errors are still significant. There is a need for higher quality travel-time data sets obtained by waveform fits to improve the location of teleseismic events. Global

and regional tomographic studies would also benefit from such a data set.

In this paper, an automatic nonlinear algorithm for the analysis of broadband records of teleseismic body waves is designed to improve the recovery of source parameters and travel times. In particular, broadband estimates of source time functions and event depth are important to compute reliable synthetic seismograms and measure travel time and amplitude perturbations with cross-correlation methods, which are the basic ingredients of finite frequency tomography.

Waveform Modeling

The displacement associated with a teleseismic body wave produced by a point source is given by

$$\mathbf{W}(t) = \dot{M}(t) * : \nabla G(t), \quad (1)$$

where $*$ denotes the convolution product, $:$ the tensor product, ∇ the gradient along source coordinates, $\mathbf{W}(t)$ the displacement vector, $M(t)$ the moment tensor function, and $G(t)$ the Green's tensor. Under the point source approximation, the moment tensor function is given by

$$\dot{M}(t) = M_0 S(t) \mathbf{M}, \quad (2)$$

*Also at CNRS; IRAP14, avenue Edouard Belin, F-31400 Toulouse, France.

where M_0 is the seismic moment, \mathbf{M} is the normalized moment tensor, and $S(t)$ is the source time function (STF), or moment rate function, of the earthquake. This function is normalized in such a way that its time integral equals unity. Using asymptotic far-field ray theoretical Green's functions, the component n of surface displacement at station i can be written

$$W_i^n(t) = \sum_{j=1}^{N_i} M_0 R_{ij} A_{ij}^G S(t) * \delta(t - t_{ij}) * Att(t_{ij}^*, t) p_{ij}^n, \quad (3)$$

where N_i is the number of body waves arriving at station i ;

- 1 $R_{ij} = \mathbf{p}_{ij} \cdot \mathbf{M} \cdot \mathbf{e}_{ij}$ is the radiation pattern of body-wave j arriving at station i depending on unit vectors \mathbf{e}_{ij} and \mathbf{p}_{ij} that describe, respectively, the ray direction at the source and the body-wave polarization at the receiver; A_{ij}^G , t_{ij} , and t_{ij}^* are, respectively, the ray theoretical amplitude, travel time, and attenuation parameters of body-wave j recorded at station i . $\delta(t)$ is the Dirac delta function. $Att(t^*, t)$ is the inverse Fourier transform of the attenuation operator defined by $Att(t^*, f) = \exp(-\pi f t^*) \exp[-2if \ln(\frac{f}{f_0}) t^*]$, with the reference frequency f_0 (Červený (2001)). The quality factor and t^* do not depend on frequency in this formulation. The ray theoretical amplitude A_{ij}^G includes geometrical spreading and the reflexion/transmission coefficients for all the model interfaces, including the free surface at the receiver. A_{ij}^G and t_{ij} are calculated using outputs of the tau-p algorithm (Buland and Chapman, 1983) using the "ttimes" software.

To simplify the notation, the body-wave displacement vector $\mathbf{W}_{ij}(t)$ is assumed to be projected on the vertical, radial, or transverse components, respectively, for body waves arriving at the station as P , SV , or SH waves. With this notation, $W_{ij}(t) = W_{ij}^n(t)$. Now assuming $A_{ij} = R_{ij} A_{ij}^G p_{ij}^n$, the surface displacement due to a single body-wave arrival j at station i (implicitly along corresponding component n) is

$$W_{ij}(t) = M_0 A_{ij} S(t) * \delta(t - t_{ij}) * Att(t_{ij}^*, t). \quad (4)$$

Waveform Inversion

The recovery of the model parameters by the waveform fit is a highly nonlinear problem. The source and body-wave parameters, as well as their trade-off, are described in the following section. Data selection and normalization, the nonlinear inversion method, two different inversion strategies, and limitations of the method are described later.

Model Parameters

Intrinsic trade-offs are evident between source parameters and body-wave travel times, amplitudes, and waveforms.

- 1 The first trade-off is between the body-wave travel times (t_{ij}) and the source locations. This is well-known because the earthquakes are usually located using body-wave travel times. To remove this trade-off, the latitude, longitude, and

origin times of hypocenters are fixed and extracted from the Engdahl-Van der Hilst-Buland (EHB) catalog (Engdahl *et al.*, 1998), and ISC relocations after 2009 (Bondár and McLaughlin, 2009). By doing so, the effect of errors on these parameters is implicitly included in the body-wave travel times (t_{ij}). However, we refine the hypocentral depth (d_q) by exploiting the differential travel times between direct and depth phases, as described next.

The second intrinsic trade-off is between the seismic moment (M_0), the normalized centroid moment tensor (\mathbf{M}), the source time function [$S(t)$], the amplitude (A_{ij}), and attenuation (t_{ij}^*) parameters of the body waves. We infer this trade-off by presenting the results of two inversion strategies in the Inversion Strategies section. The initial moment tensor (M_0 and \mathbf{M}) is taken from the Global CMT project. The normalized moment tensor (\mathbf{M}) is imposed to be a pure double couple. The initial source time function [$S(t)$] is the absolute value of a stack of P waveforms. A positivity constraint is imposed to the source time function during the inversion.

The values of amplitudes and travel times for each phase and for a set of source parameter values (M_0 , \mathbf{M} , $S(t)$ and d_q) are computed from the ak135 Earth model (Kennett *et al.*, 1995) and are noted with a superscript o . The dependence of body-wave amplitude (A_{ij}^o) and travel time (t_{ij}^o) values on source parameters is not explicitly written for clarity, but it is the base of the trade-off between source and body-wave parameters.

In addition to the previously described source parameters (M_0 , \mathbf{M} , $S(t)$, and d_q), we invert for perturbations of amplitudes (δA_{ij}), travel times (δt_{ij}), and attenuation (t_{ij}^*) of direct body waves, and amplitude perturbations of their depth phases (δA_{ij}^p and δA_{ij}^s). The differential travel times between direct and depth phases ($\Delta t_{ij}^p(d_q)$ and $\Delta t_{ij}^s(d_q)$) are fixed by the event depth (d_q). Consequently, each body-wave record is described by

$$\begin{aligned} W_{ij}(t) + W_{ij}^p(t) + W_{ij}^s(t) \\ = M_0 S(t) * Att(t_{ij}^*, t) * A_{ij}^o \delta A_{ij} \{ \delta(t - t_{ij}^o - \delta t_{ij}) \\ + \frac{A_{ij}^{po}}{A_{ij}^o} \delta A_{ij}^p \delta [t - t_{ij}^o - \delta t_{ij} - \Delta t_{ij}^p(d_q)] \\ + \frac{A_{ij}^{so}}{A_{ij}^o} \delta A_{ij}^s \delta [t - t_{ij}^o - \delta t_{ij} - \Delta t_{ij}^s(d_q)] \}, \end{aligned} \quad (5)$$

where $W_{ij}^p(t)$ and $W_{ij}^s(t)$ are the synthetic waveforms of depth phases corresponding to the direct phase described by $W_{ij}(t)$ (P , SV , or SH phase, numbered j on record i).

The set of inverted parameters is: d_p , $S(t)$, M_0 , \mathbf{M} , δt_{ij} , t_{ij}^* , δA_{ij} , δA_{ij}^p , and δA_{ij}^s . However, because the inversion method is fully nonlinear, it is very flexible because it allows us to fix any of these parameters to an *a priori* value and to invert for the other ones. This flexibility is exploited in the Inversion Strategies section.

Data Selection and Normalization

The data used in this study are described in [Data and Resources](#). Broadband displacement records are obtained after deconvolution from instrument responses, bandpass filtering between 0.015 and 3 Hz, and rotation in the vertical, radial, and transverse coordinate system. For each record, different signal-to-noise ratio estimates are computed by comparing the energy inside the theoretical arrival-time window of the body wave with the one before the first arrival and before the body-wave arrival using L1 and L2 norms. We only keep records for which all these signal-to-noise ratio estimates are larger than 2.5.

To give equal weight to all records during the inversion process, amplitude variations due to radiation pattern and geometrical spreading are corrected by data normalization with respect to the amplitude of the body wave with maximum energy on the record. The normalization constant is defined by

$$A_i^R = \max_{1 < i < N_i} (A_{ij}^R), \quad (6)$$

where A_{ij}^R is the amplitude of the body-wave j measured on the record $\mathcal{R}_i(t)$, and N_i is the number of body waves taken into account on that record. The normalized records are defined by

$$\bar{\mathcal{R}}_i(t) = \frac{\mathcal{R}_i(t)}{A_i^R}. \quad (7)$$

A similar normalization is applied to the synthetics. In that case the normalization constant is defined by using synthetic amplitudes, including both source and propagation effects, and defined for each body wave by the following product:

$$A_{ij}^W = M_0 A_{ij}. \quad (8)$$

To be consistent, similar normalization is applied to synthetic seismograms:

$$A_i^W = \max_{1 < i < N_i} (A_{ij}^W). \quad (9)$$

The normalization factor of synthetic records changes during the inversion because it is strongly dependent on the moment tensor. Because source excitation can be very small for take-off angles close to nodal planes, a reference record with a high signal-to-noise ratio P wave far from nodal planes is chosen and referred to with the index i_o . The synthetic records are then normalized as

$$\bar{\mathcal{W}}_i(t) = \left(\frac{A_{i_o}^R A_i^W}{A_{i_o}^W A_i^R} \right) \frac{\mathcal{W}_i(t)}{A_i^W}. \quad (10)$$

The first term on the right side of equation (10) should be equal to one for perfect fit of the amplitudes, and the selection of record i_o ensures that $A_{i_o}^S$ cannot be close to zero.

This avoids problems of spurious amplification of the synthetics close to nodal planes.

The normalization of data and synthetics avoid the need to estimate the seismic moment (M_0). However, the seismic moment can be estimated for each body wave after the inversion of the rest of parameters from the following equation: $M_0 = \frac{A_{ij}^R}{A_{ij}}$.

Inversion Method

In order to investigate high-frequency variations of the source time function, both displacement and velocity records are inverted simultaneously. The cost function (hereafter, called energy) is defined by

$$E(d_p, S(t), \mathbf{M}, \delta t_{ij}, \delta A_{ij}, \delta A_{ij}^p, \delta A_{ij}^s, t_{ij}^*) = \sum_i^{N_R} \|\bar{\mathcal{R}}_i(t) - \bar{\mathcal{W}}_i(t)\|_1 + \left\| \frac{d\bar{\mathcal{R}}_i}{dt}(t) - \frac{d\bar{\mathcal{W}}_i}{dt}(t) \right\|_1, \quad (11)$$

where N_R is the number of records, and $\|\cdot\|_1$ is the L1 norm (sum over all time points of absolute values of the function). We use an L1 norm because of its robustness relative to large differences between data and synthetics.

The inverse problem is solved with the simulated annealing approach (Kolář 2000; Chevrot, 2002; Garcia *et al.*, 2004; Garcia *et al.*, 2006; Tocheport *et al.*, 2007). The algorithm is extended here to the general case of all body waves and their depth phases. Simulated annealing is a variant of the Monte Carlo Markov Chain algorithms (Sen and Stoffa, 1995). It uses the analogy between the parameter space exploration and the annealing of a physical system for which thermodynamic theory predicts that the system reaches the lowest energy state if the cooling schedule is sufficiently slow. Temperature defines the probability of increasing the cost function (energy of the system) when one parameter is randomly perturbed. As the temperature decreases, the model space exploration is forced to focus on the lowest values of the cost function. The highest and lowest temperatures are chosen to impose, respectively, very high and very low probabilities of upward exploration of the cost function, whatever the number of waveforms and parameters. At the beginning of the cooling schedule, the memory of initial parameter values is lost quickly. Then, all the parameters converge to their optimal values at some critical temperature. The stability and computation time could be improved in future versions by refining the cooling schedule around the critical temperature of the system. However, in its present implementation, the convergence of the algorithm is ensured by a very low final temperature at the expense of computation time. Simulated annealing is chosen because it allows for handling of a large number of parameters (respectively, 1438 and 922 in the two examples presented in the following text). The resolution of each parameter is investigated empirically by performing three runs of the algorithm with different random numbers. If the parameter converges to

the same value for the three runs, it is assumed to be properly resolved. If the three estimates are dispersed, this parameter is not resolved correctly.

The STF $S(t)$ is approximated by the P wavelet, taken as a reference because attenuation is small for this particular phase. This makes the algorithm very efficient because we avoid recomputing the whole cost function each time we perturb a sample of the STF (Chevrot, 2002). Attenuation and/or Hilbert transforms, which are required to model other body waves from the reference P waveform, strongly decrease the efficiency of the algorithm because the convolutions by these operators need to be performed for each change of each point of the STF. During the simulated annealing cooling process, once the STF is recovered, amplitude and travel-time perturbations for each body wave quickly converge. Simulated annealing algorithms are difficult to optimize because of their intrinsic sequential character. However, the algorithm is partly parallelized by sending, when possible, independent computations on different processors through OpenMP (Dagum and Ramesh 1998). The two examples presented in the following text required 4 and 2 hours computation time, respectively, when inverting all the parameters on two quad-core Nehalem EX processors at 2.8 Ghz.

Inversion Strategies

We use the flexibility of the nonlinear inversion method to compare the results obtained after inversion using two different parametrizations.

For the first method (method 1), the body-wave amplitude perturbations (δA_{ij} , δA_{ij}^p , δA_{ij}^s) are fixed to 1, and the rest of the parameters (d_p , $S(t)$, M_0 , \mathbf{M} , δt_{ij} , and t_{ij}^*) are inverted. However, because local site amplifications at the receiver and errors in the instrument response are not modeled, the synthetic body-wave amplitudes may differ significantly from the real ones. To remove the most obvious amplitude errors (mainly from instrument responses of temporary stations), body-wave data with amplitudes 40 times less or higher than predicted by ray theory from Global CMT radiation are removed before inversion by method 1.

For the second method (method 2), all the parameters, including the body-wave amplitude perturbations, are inverted. Then the seismic moment is estimated during a second inversion process using synthetic body-wave amplitudes (A_{ij}^{WV}), obtained after the simulated annealing inversion, as input data and minimizing a cost function defined by

$$J(M_0, \phi, \gamma, \lambda) = \sum_{i=1}^{N_r} \sum_{j=1}^{N_i} |A_{ij}^{WV} - A_{ij}^M(M_0, \phi, \gamma, \lambda)|, \quad (12)$$

where M_0 is the seismic moment, ϕ , γ , and λ are, respectively, the strike, dip, and rake of the fault; N_r is the number of records; N_i is the number of body waves on record i ; and $A_{ij}^M(M_0, \phi, \gamma, \lambda)$ are ray theoretical amplitudes. The inversion is performed by grid search over strike, dip, and rake with angular steps of 5° , 2° , 5° , respectively. The best value of M_0 is found by the steepest descent algorithm for each

focal mechanism tested. With such a cost function, the records with the largest amplitudes have a more important weight than the others, as is usually the case for moment tensor inversions. The events described in the Examples section show the two inversion strategies.

The choice of body waveforms to invert has a strong influence on the solution. In principle, the method is able to handle any ray theoretical body waves; however, we keep only teleseismic P , SV , and SH waves, including their depth phases, for epicentral distances larger than 30° . By doing so, we avoid late arrivals with smaller signal-to-noise ratio, thus ensuring the quality and robustness of our source solutions, even though the algorithm is able to resolve body waveform interferences at triplications (Garcia *et al.*, 2006). The inversion of body waves around PKP or upper mantle triplications is beyond the scope of the present study.

Limitations

The main limitations of our method due to the waveform modeling that is limited by ray theory and point source approximation. Ray theory does not handle diffracted waves. In addition, the algorithm is not able to process body waves with complex reflexion or transmission coefficients that introduce phase shifts that are not multiples of $\frac{\pi}{2}$. The point source approximation attains its validity limits for earthquakes of moment magnitude above ≈ 7.0 . At larger magnitudes, the P waveforms are affected by directivity effects; the hypocenter and centroid locations start to differ, whereas they are assumed to be identical under the point source approximation. Our method can be used safely up to moment magnitude of 7.5 for P waves. For larger magnitudes, the travel-time perturbations are more sensitive to the centroid than to the hypocenter location due to full waveform fit. This problem is not serious as long as the time difference between the onset and the centroid remains constant for all the waveforms. Because of directivity effects, this time difference will depend on the azimuth at large moment magnitudes. For these events, specific methodologies should be used (Kikuchi and Kanamori, 1991).

Examples

We illustrate our inversion method on two Japanese earthquakes having deep and shallow source locations. Because of slightly different *a priori* selection of the data for the two methods, some records present in method 2 may not be selected for method 1.

Example 1: A Japanese Deep Event

We first consider the event that occurred on 11 November 2005 at 15:36:31 GMT close to Kyushu in Japan (30.008° N, 130.031° E). Global CMT estimates of moment magnitude and depth are 6.2 and 155 km, respectively.

Figure 1 shows the evolution of model parameters during the simulated annealing inversion for method 1. When

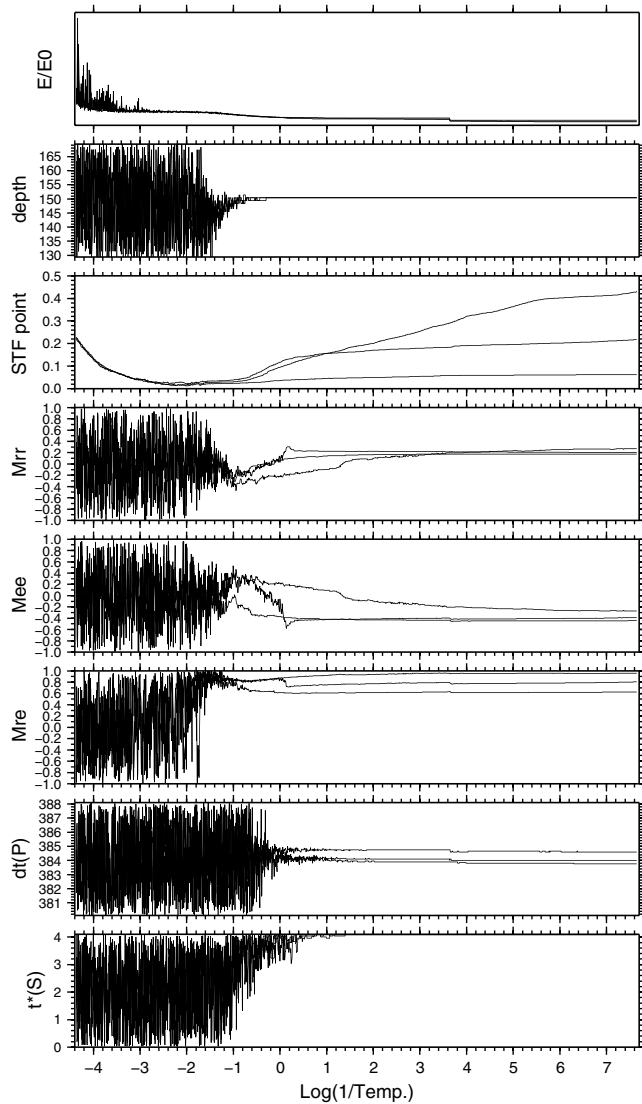


Figure 1. Evolution of various parameters during the inversion of the deep Japanese event as a function of the logarithm of the inverse of simulated annealing temperature. From top to bottom, cost function scaled to its starting value, quake depth (in kilometers), $S(t_e)$ with $t_e = 4$ s, 3 components of the normalized moment tensor (M_{rr} , M_{ee} and M_{re}), time shift ($t_{ij}^o + \delta t_{ij}$ in seconds) for a P wave, and attenuation parameter t_{ij}^* for an S wave. Three different runs of the simulated annealing inversion with different random number generator seeds are presented.

the temperature of the system cools down, the energy (or cost function) decreases, and the parameters converge to their final value. The simulated annealing is repeated three times in order to check that we obtain consistent results. The STF ($S(t)$) is allowed to shift inside its window from one inversion to another. As a result, the plotted value of $S(t_e)$ (with $t_e = 4$ s) and the P -wave time shift vary between the three inversions, but the alignments of synthetic and data waveforms are almost identical. The source depth is the first parameter to converge and the best resolved (identical value for the three independent inversions). This is due to the waveform fit of depth phases that can be observed in

Figure 2d,e, respectively, about 40 and 55 seconds after P arrival for pP and sP phases. The attenuation parameter is the last to converge and the least well resolved, here saturating at its maximum value.

As observed in Figure 2, the two inversion methods give similar results. The source parameters are close to those of the Global CMT solution.

Example 2: A Japanese Shallow Event

We now consider a shallow event near the west coast of Honshu in Japan (37.339° N, 136.555° E), which occurred on 25 March 2007 at 00:41:57.8 GMT.

Figure 3 shows the evolution of model parameters during the simulated annealing inversion for the first method. As in the previous example, source depth is the first parameter to converge. All the parameters converged to similar values after the three runs of the simulated annealing procedure, which suggests that the final solution is robust. As illustrated in Figure 4, the Global CMT solution shows a significant non-double-couple component. We do not recover this component because we impose our source solutions to be purely double couple. Nevertheless, in Figure 4b, the fit of P waveforms obtained with the first method is quite good, and the estimated depth of 10 km is close to the Global CMT solution which is 8 km. In particular, the waveforms are fitted by a positive P wave and a negative pP swing for azimuths larger than 180° . However, Figure 4c shows that the second inversion method does not reproduce correctly the polarity of some direct P waves close to the nodal plane, because synthetic direct P waveforms fit the pP waveforms that have a larger amplitude for azimuths around 270° . As a consequence, different quake depths are obtained for the three different simulated annealing inversions, which is an indication of inversion failure. This point illustrates the fact that adding a degree of freedom through the inversion of amplitude perturbations removes the constraint on the direct to depth phases relative amplitude ratio imposed by the radiation pattern. Once this constraint is removed, the depth phases can be fitted by the waveform of the direct phase or vice versa.

Application to Japan Earthquakes

We applied our inversion approach to a set of 143 Japanese events with magnitude larger than 5.7 in the time period 1990–2011. A map of these quakes is provided in Figure 5, and a complete list is provided in Table S1 in the electronic supplement to this article. This region is selected because we assume that the high density of regional networks may provide proper space/time locations and moment tensor estimates. In the time period 1997–2011, eighty-five of these events were located by the Japan Meteorological Agency (JMA). These locations, which rely on local and regional networks, are expected to be much more precise than the locations obtained by inverting teleseismic travel-time picks. In the same time period, the National Research Institute for

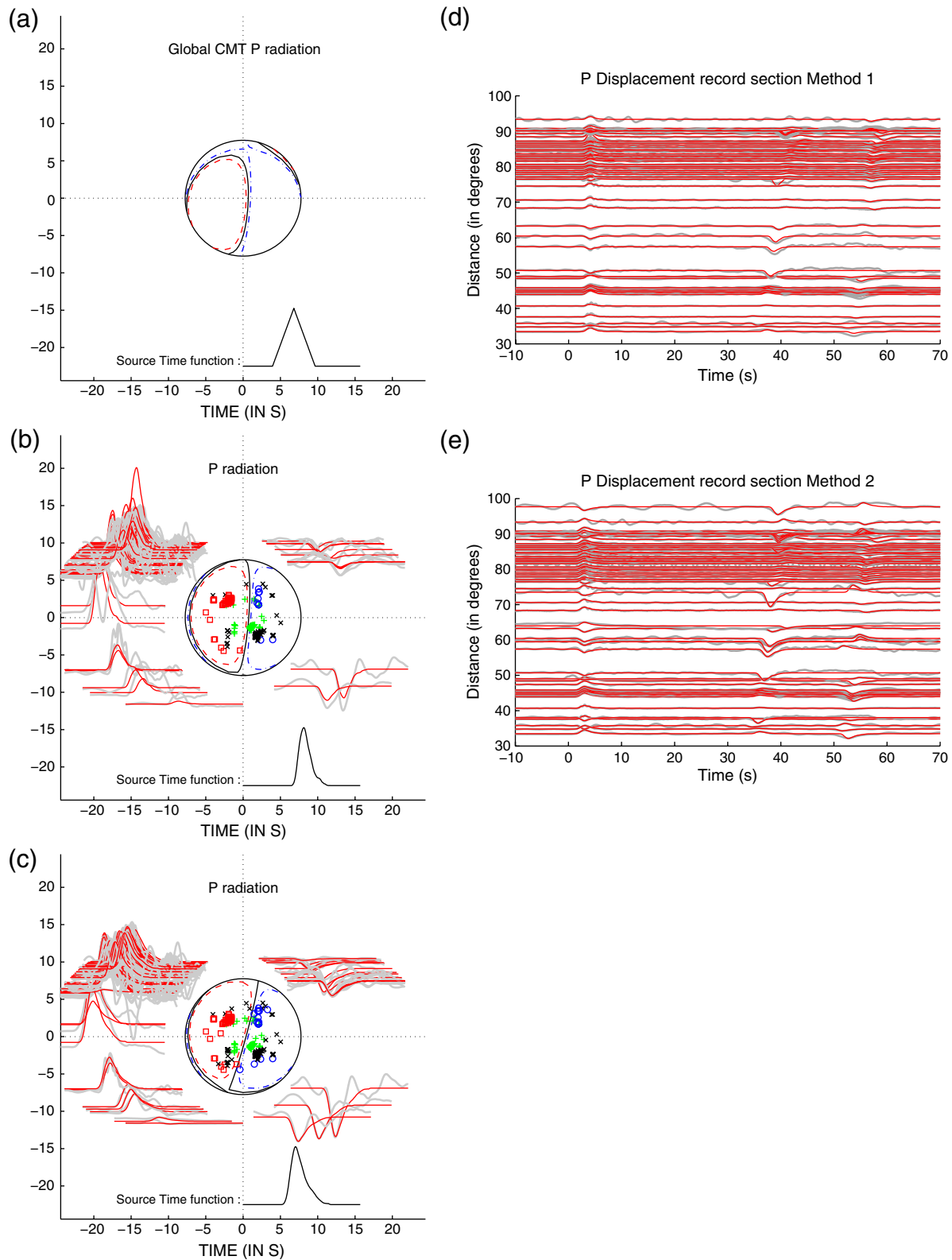


Figure 2. Comparison of the Global CMT project solution (a), with the results of the first (b and d) and second (c and e) inversion methods for the deep event. Observed (thick lines) and synthetic (thin lines) seismograms are plotted around the focal sphere at positions corresponding to their azimuths, and normalized by their theoretical source radiation. Source time functions (at the bottom) are also given. Departure points are plotted the focal sphere for P (squares and open circles), pP (crosses), and sP (plus symbols). Dashed and dot-dashed lines in the beach ball mark departure points of P waves with 10% amplitudes relative to their maximum value, respectively, for positive and negative first movements. Seismograms aligned on P wave arrival, and ordered by epicentral distance (in degrees) for the first (d) and second (e) inversion methods are also shown. The color version of this figure is available only in the electronic edition.

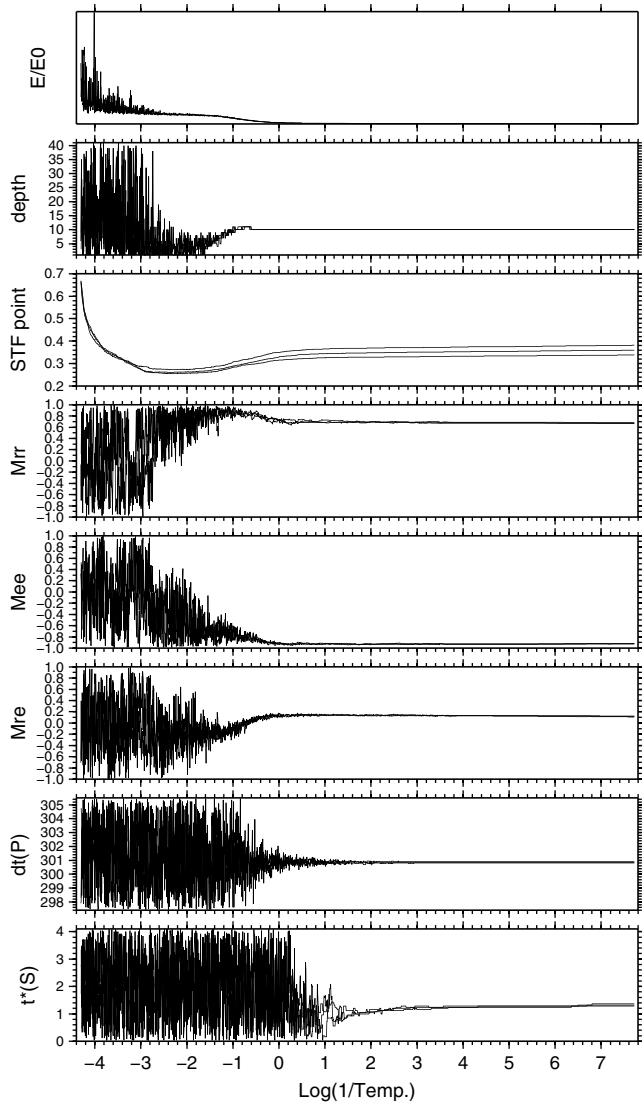


Figure 3. Evolution of various parameters during the inversion of one shallow event as a function of the logarithm of the inverse of simulated annealing temperature. From top to bottom, cost function scaled to its starting value, event depth (in kilometers), $S(t_e)$ with $t_e = 4$ s, 3 components of the normalized moment tensor (M_{rr} , M_{ee} and M_{re}), time shift ($t_{ij}^o + \delta t_{ij}$) in seconds for a P wave, and attenuation parameter t_{ij}^* for a S wave. Three different runs of the simulated annealing inversion with different random number generator seeds are presented.

Earth Science and Disaster Prevention (NIED) provided moment tensor estimates obtained by full waveform inversion of local broadband stations. These centroid moment tensor estimates are expected to be more precise than similar estimates obtained from teleseismic data (Kubo, 2002). We thus consider JMA locations and NIED moment tensor estimates as ground truth to evaluate the quality of our results.

Inverted model parameters are compared with those obtained by the Global CMT project (denoted CMT) (Dziewonski *et al.*, 1981), the National Research Institute for Earth Science and Disaster Prevention (denoted NIED) (Dreger and Helmberger, 1993; Kubo, 2002), the Japan Meteorologi-

cal Agency (denoted JMA), the United States Geological Survey (denoted USGS) (Sipkin, 1982, 1994), and EHB/ISC relocations and travel-time picks (Engdahl *et al.*, 1998; Bondár and McLaughlin, 2009). These comparisons between our results and other estimates are detailed in the following sections. Because we are using only teleseismic data, no Japanese record is used.

Source Time Function

The source time functions obtained with our approach are expected to contain more high-frequency information than the triangular function given by the Global CMT project. To quantify this improvement, we compute correlation coefficients between synthetics and observed seismograms. To do so, synthetic Green's functions are computed from the ak135 reference model (Kennett *et al.*, 1995) with the GEMINI software (Friederich and Dalkolmo, 1995) and convolved with the two different source time functions. The improvement in waveform fit is estimated by comparing the correlation coefficients between broadband data and P wave synthetics using both our source time functions and the triangle functions in the Global CMT solutions. The body-wave records are selected by imposing similar travel-time residuals for the two estimates (absolute difference smaller than 0.4 s), average residuals smaller than 5 s, and average correlation coefficient larger than 0.9. The histogram of correlation coefficient differences is presented in Figure 6a. This histogram is shifted toward positive values, indicating that the correlation coefficients obtained using our source time functions are better than those using the simple triangular functions. This suggests that body wave travel-time residuals measured by cross-correlation methods can be improved by using our refined source time functions.

The duration of an STF ($S(t)$) is estimated from the window containing 98% of its energy (Vidale and Houston, 1993; Houston and Vidale, 1994; Tocheport *et al.*, 2007). An example is shown in Figure 6b. We compare our STF durations with those of the Global CMT project, which follows the scaling relation $L_{\text{CMT}} = 2.10 \left(\frac{M_0}{M_0^{\text{ref}}} \right)^{\frac{1}{3}}$ with $M_0^{\text{ref}} = 10^{17}$ Nm (Dziewonski *et al.*, 1981). Because our STF estimates are based on P waves and not corrected for P -wave attenuation, we expect our functions to be a low-pass version of the real source time functions. However, we have estimated this effect by synthetic tests assuming $t^* = 0.8$ s for shallow events and $t^* = 0.65$ s for deep events (Hwang and Ritsema, 2011). This effect is negligible for STF durations longer than 14 s and remains smaller than 1.5 s for shallow-event STF durations longer than 7.5 s and for deep-event STF durations longer than 5 s. Figure 7 shows the relation between the STF duration and seismic moment for Japanese earthquakes. As already noted by various authors, the STF duration of deep events is shorter than the one of shallow earthquakes (Tocheport *et al.*, 2007; Oth *et al.*, 2010); this difference cannot be explained by a difference of P -wave

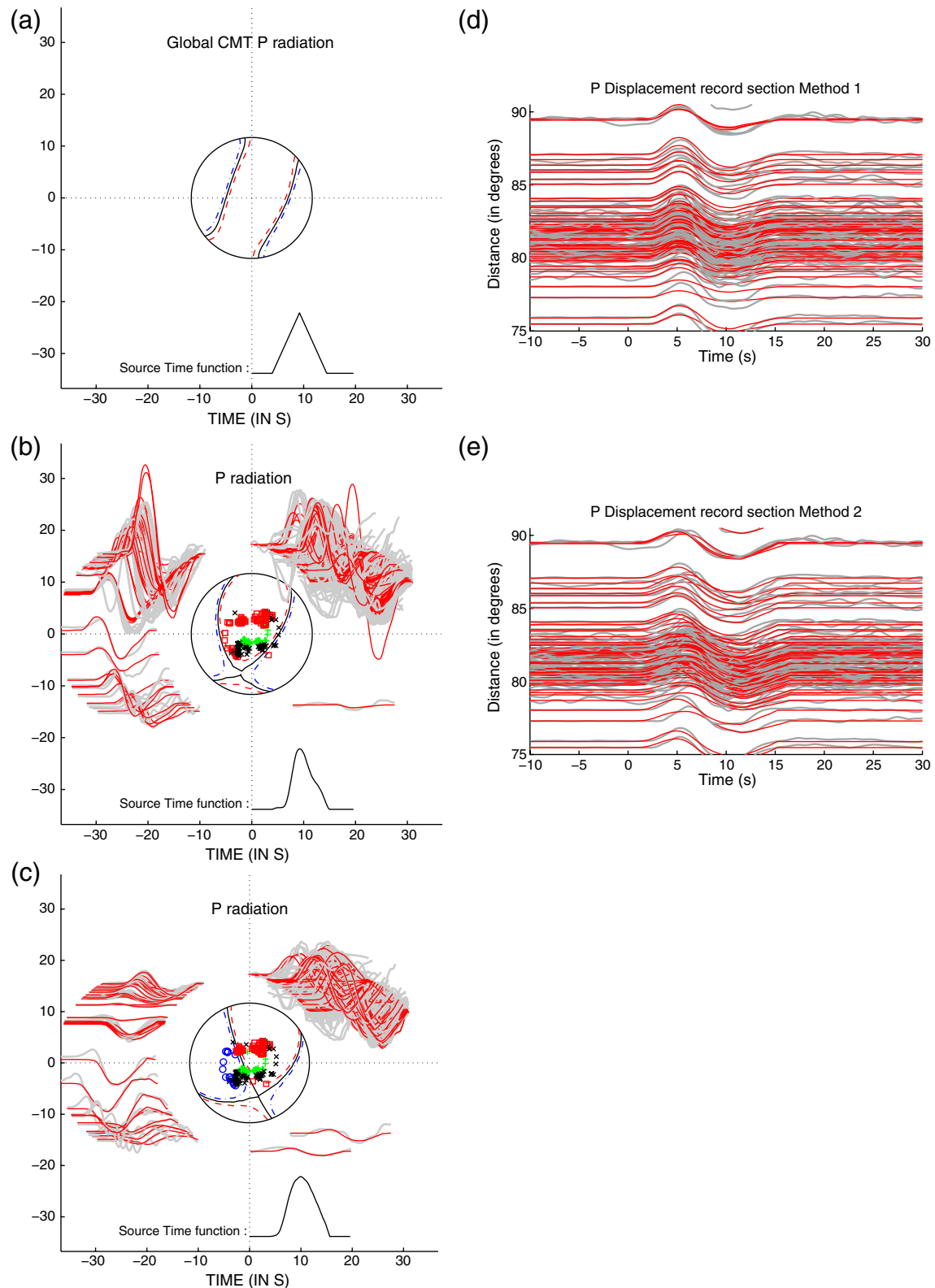


Figure 4. Comparison of the Global CMT project solution (a), with the results of the first (b and d) and second (c and e) inversion methods for the deep event. Observed (thick lines) and synthetic (thin lines) seismograms are plotted around the focal sphere at positions corresponding to their azimuths, and normalized by their theoretical source radiation. Source time functions (at the bottom) are also given. Departure points are plotted the focal sphere for P (squares and open circles), pP (crosses) and sP (plus symbols). Dashed and dot-dashed lines in the beach ball mark departure points of P waves with 10% amplitudes relative to their maximum value for positive and negative first movements, respectively. Seismograms aligned on P wave arrival, and ordered by epicentral distance (in degrees) for the first (d) and second (e) inversion methods are also shown. The color version of this figure is available only in the electronic edition.

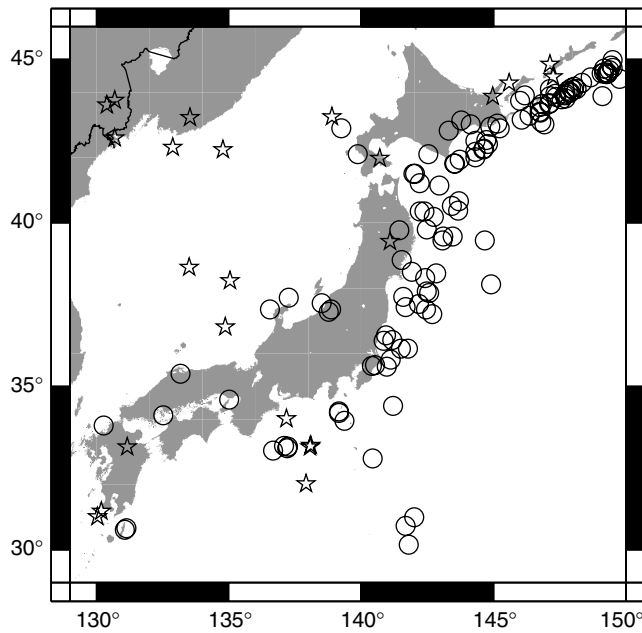


Figure 5. Position of earthquakes in the Japanese subduction area. Events deeper (shallower) than 110 km are indicated with a star (circle).

attenuation that induces an apparent STF duration difference smaller than 0.7 s. The deep/shallow STF duration difference is particularly significant for the largest earthquakes. A linear fit is presented, limited to seismic moments larger than $10^{18.3}$ Nm in order to avoid the P -wave attenuation effect at short STF durations. Because of the small data set and uncorrected attenuation effects, the error bars on the slopes are at least 0.05 and 0.1 for shallow and deep events, respectively. In Figure 7c, a slope of 0.295 ± 0.05 is observed for shallow events, which is close to the expected 0.33 scaling (Kanamori and Anderson, 1975), as already observed in the

same region (Oth *et al.*, 2010), or at smaller magnitudes in other regions (Abercrombie, 1995; Mayeda and Walter, 1996). Figure 7d shows that, when STF duration is multiplied by the shear-wave speed at the earthquake depth, the scaling is similar for deep and shallow events with slopes of 0.213 ± 0.1 and 0.297 ± 0.05 , respectively. This kind of scaling relation may provide a way to properly estimate the STF duration from seismic moment for both deep and shallow earthquakes, if it is validated on a global scale by future studies.

Source Depth

The source depth is always the first parameter to converge during the simulated annealing inversion, and probably the best resolved, because it is acting directly on the differential time between direct and depth phases. For events very close to the surface (depth < 15 km), this parameter may not be well resolved, because the waveforms of depth phases are sometimes incorporated into the STF estimate during its inversion. However, such problems are quite rare and easily detected by visual inspection. Methods of event source locations based on waveform inversion of surface waves are known to have difficulty in estimating properly the depth of shallow events due to trade-off between source depth and some components of the moment tensor (Ekström and Dziewonski, 1985). For this reason, we compare our depth estimates only with those obtained by other methods that exploited body-wave records. Results are presented in Table 1 and Figure 8. The average values are different because Japanese institutions (JMA and NIED) use a different velocity model for their locations. However, the difference between our depth estimates and JMA ones show standard deviations similar to EHB estimates, and better than USGS hypocenter estimates. NIED centroid depth statistics are also given for comparison. Both inversion methods give similar results

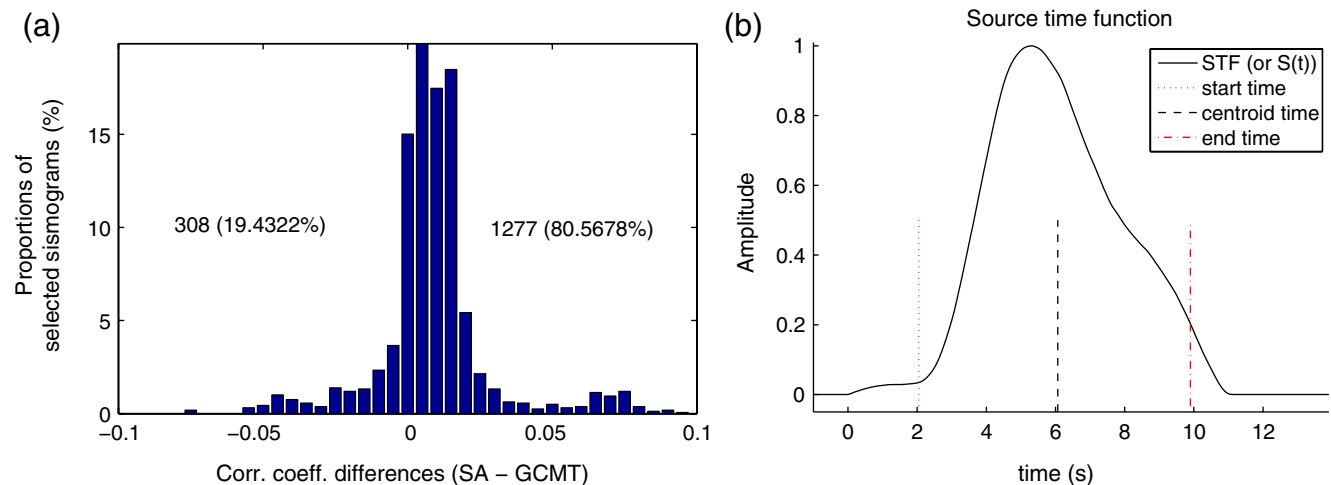


Figure 6. (a) Histogram of P wave synthetic/data correlation coefficient difference by using our broadband source time function estimates and Global CMT ones. Positive values indicate a better correlation coefficient using our source time function estimates. Numbers and percentages indicate the number and percentages of P -waveforms on both sides of zero, respectively. (b) Example of source time function duration determination for the shallow event inverted by method 1. The color version of this figure is available only in the electronic edition.

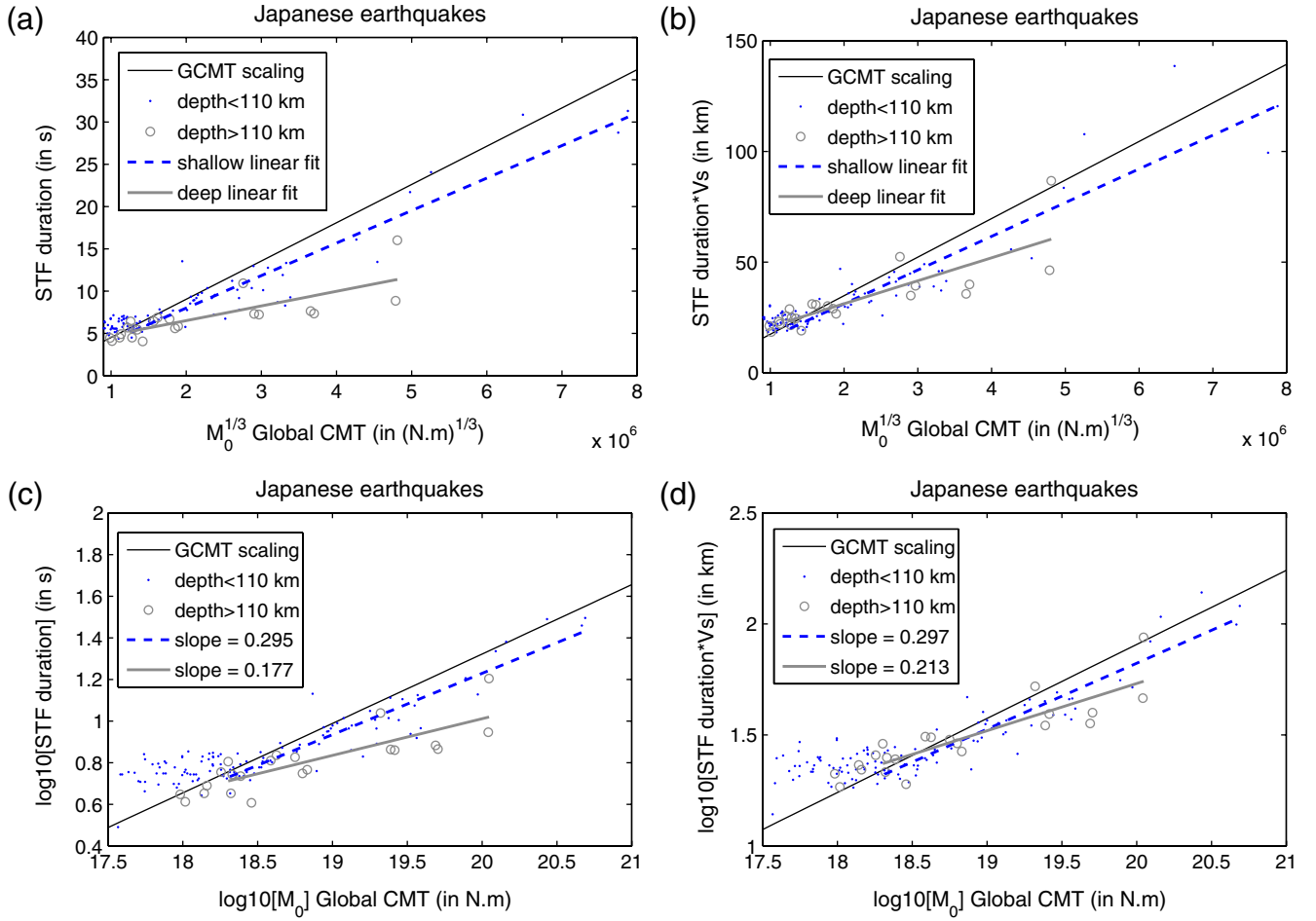


Figure 7. (a, b) STF duration (in seconds) and STF duration multiplied shear-wave velocity (in kilometers), as a proxy source dimension, as a function of $M_0^{1/3}$ and (c, d) as a function of $\log_{10}[M_0]$. Shallow events (depth < 110 km) and deep events (depth > 110 km) are indicated by dots and open circles, respectively. Linear fit is plotted for shallow events and deep events as a thick dashed line and a thick line, respectively. The thin line represents the Global CMT scaling relation, assuming a shear-wave crustal velocity of 3.85 km/s for panels (c) and (d). The color version of this figure is available only in the electronic edition.

because depth is properly resolved in both cases by the waveform fit of depth phases.

Seismic Moment and Moment Tensor

Seismic moment (M_0) and seismic moment tensor parameters must be inverted simultaneously because uneven coverage of the focal sphere introduces correlations between these parameters. Comparisons between our moment tensors and those of the NIED are shown in Figure 9 and Table 2. The same comparison is also shown with the Global CMT, USGS, and JMA solutions. Compared with NIED, the standard deviations of our moment magnitudes are similar to those of the USGS. However, the seismic moment estimates obtained with the first method are slightly shifted toward lower values, because of the equal weight given to all records whatever their absolute amplitude. By imposing this equal weight, lower amplitude records close to nodal planes have the same weight as large amplitude records. Because of the seismic energy travelling outside of the great circle path, seismic sta-

tions close to nodal planes generally have amplitudes larger than what is theoretically predicted. Consequently, the inversion will favor smaller seismic moments in order to fit these records. An improvement in this normalization issue would be to weight the records relative to their signal-to-noise ratio, even if in this case the normalization would be very similar to the usual absolute amplitude inversion.

Comparisons with seismic moment tensors provided by the NIED are performed with histogram plots of angular differences between P and T axis of our solutions with the NIED ones (Fig. 9). Both inversion methods provide broader histograms compared with other solutions. We ascribe this broadening to the influence of high-frequency unmodeled amplitude perturbations (wrong instrument response, site effects, and other influences) on the inverted data that are not present in the lower frequency data inverted by the other institutions. Moreover, we note in Figure 9c that the peak of the histogram distribution for the first inversion method is not centered on zero. This suggests that the different weights given to the data, compared with the usual scaling by abso-

Table 1
Statistics of Depth Estimate Comparison with JMA Hypocenter Depth Estimate*

Estimation Method	Whole Mean	Data set Standard	Shallow Mean	Events (< 160 km)
		Deviation		Standard Deviation
EHB hypocenter	-4.8	15.9	-3.6	13.5
Method 1	-6.7	15.3	-5.1	13.0
Method 2	-6.6	16.7	-4.0	13.5
USGS hypocenter	-14.3	24.5	-13.1	23.9
NIED centroid	-0.9	19.0	-3.3	14.3

*Mean and standard deviation of the difference between one data set and the JMA estimates are given in kilometers.

lute amplitude, produce a systematic shift of the solutions. The second inversion method shown in Figure 9d has a histogram peak closer to zero, indicating a smaller bias relative to the NIED solutions because the data weight is similar. However, some outliers traduce the remaining sensitivity of the second method to high-frequency amplitude deviations.

In conclusion, comparison with waveform inversion of low-frequency data (GCMT, USGS, NIED) shows that our results are quite sensitive to unmodeled amplitude perturbations at high frequency. This could be corrected empirically in future studies by computing station corrections for amplitudes that will include unmodeled effects such as instrument response and site effect. However, if it is desired to use the high-frequency amplitude perturbations for imaging, instrument responses should be better constrained to avoid biases.

Precise Differential Travel Times for Event Relocation

With our waveform inversion we obtain precise differential times between two stations for the same event because the same source time function is used to fit the two records. Method 1 provides better travel-time residual estimates than method 2, in particular for shallow events, because the cycle spiking observed on some records of Figure 4c is avoided by imposing relative amplitude constraints based on the seismic moment. To quantify travel-time measurement errors, we compute travel-time residuals and compare them with those

in the EHB/ISC catalog. We define a P single-difference residual between stations k and l for event i as

$$SD_i^{kl} = (td_i^k - td_i^l) - (to_i^k - to_i^l), \quad (13)$$

where td_i^k and to_i^k are, respectively, the observed and theoretical travel times of the P wave of event i at station k . We also define a P double-difference residual between stations k and l for events i and j as

$$DD_{ij}^{kl} = SD_i^{kl} - SD_j^{kl}. \quad (14)$$

The histograms of double-difference residuals obtained with method 1 (INV) and from EHB/ISC (EHB) are presented in Figure 10a for events close to each other in the Kuril Island region (latitude/longitude/depth ranges: 43° – 45° / 147.5° – 150° / 0 – 40 km). The variance of double-difference EHB residuals can be expressed as a sum of picking error variance (V_P) and event location error variance (V_L), because we can neglect the effect of Earth's lateral heterogeneities for events close to each other:

$$V_{DD}^{EHB} = 4V_P + 4V_L. \quad (15)$$

Similarly, the variance of double-difference residuals obtained with our method is given by the sum of single-difference measurement error variance (V_{SD}) and event location error variance (V_L):

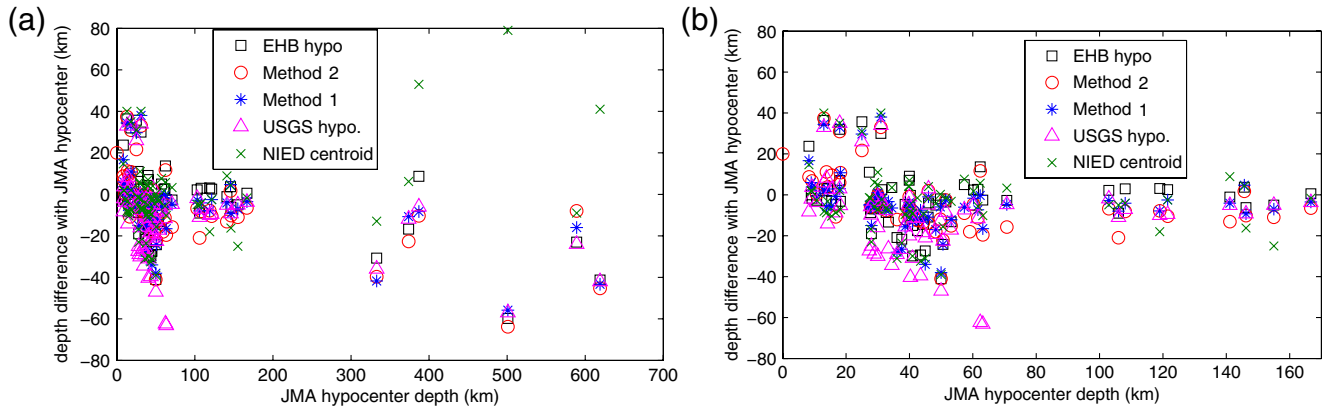


Figure 8. Comparison of depth estimates with estimates from Japan Meteorological Agency (JMA): (a) for the whole data base, (b) zoom on shallow events. The color version of this figure is available only in the electronic edition.

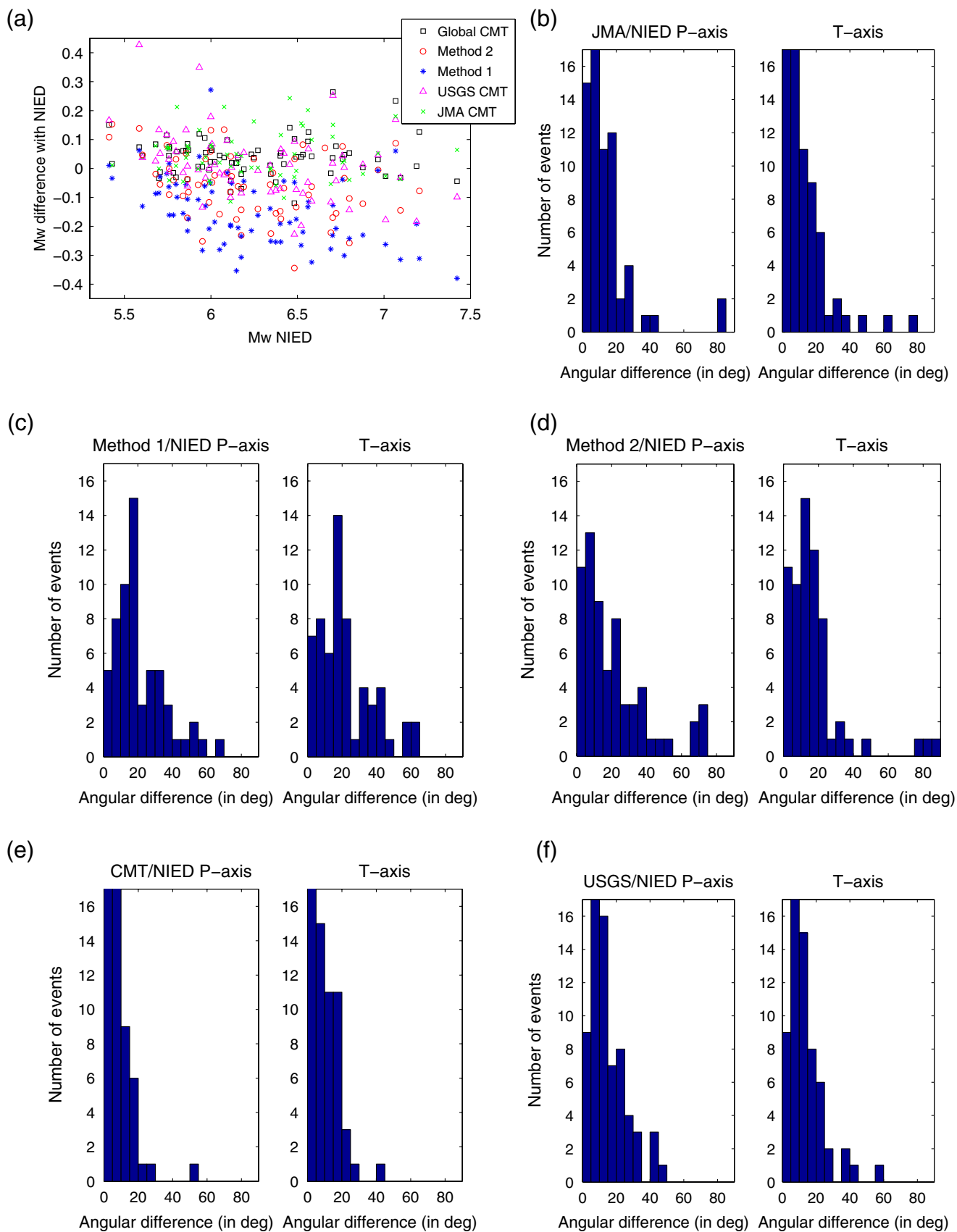


Figure 9. (a) Comparison of moment magnitude estimates with estimates from NIED. (b–f) histograms of P - and T -axis angular difference between NIED and other estimates. The color version of this figure is available only in the electronic edition.

Table 2
Statistics of Moment Magnitude and Radiation Pattern Difference with NIED Estimates*

Estimation Method	Moment Mean	Magnitude Standard Deviation	<i>P</i> -Axis Standard Deviation (°)	<i>T</i> -Axis Standard Deviation (°)
Global CMT	0.040	0.063	12.0	11.9
Method 1	-0.147	0.120	25.7	25.9
Method 2	-0.056	0.110	28.7	24.5
USGS	-0.014	0.118	18.7	16.5
JMA	-0.004	0.247	20.0	19.0

*Mean and standard deviation are given for moment magnitude. Standard deviation of *P* and *T* axis angular difference are computed assuming symmetric histogram distribution around zero. This value has no real statistical meaning, but characterize the histogram dispersion around zero.

$$V_{DD}^{INV} = 2V_{SD} + 4V_L. \quad (16)$$

From the difference between equation (15) and (16), we estimate the difference $2V_P - V_{SD} = \frac{V_{DD}^{EHB} - V_{DD}^{INV}}{2}$ between two times for the picking error variance in the EHB/ISC data set and our single-difference measurement error variance. From Figure 10(a), excluding differences larger than ± 4 s, $V_{DD}^{EHB} = 2.10 \pm 0.07 \text{ s}^2$ and $V_{DD}^{INV} = 1.36 \pm 0.04 \text{ s}^2$. Thus, $2V_P - V_{SD} \approx 0.4 \pm 0.1 \text{ s}^2$.

In order to estimate picking- and single-difference measurement errors independently, single differences for distances between stations smaller than 2° are extracted from the previous data set for events close to each other in the Kuril region. For such a data set, the effect of lateral heterogeneities is minimized because the distance between departure points or arrival points of the rays are smaller than 2° . In addition, the location errors are also minimized because for two stations close to each other, the location error for a given event is identical. Thus, the contribution of location error disappears in the single-difference variance. Neglecting the contribution of lateral heterogeneities and of event misloca-

tions, the single-difference variances computed for EHB/ISC residuals and for our data set are, respectively:

$$V_{SD}^{EHB} = 2V_P, \quad (17)$$

and

$$V_{SD}^{INV} = V_{SD}. \quad (18)$$

The histograms of the single differences for this data set are presented in Figure 10b. Because of strong restrictions on the interstation distances, the size of the data set is small (72 single differences), but it allows a rough estimate of picking- and single-difference measurement errors. We find $2V_P = 1.15 \pm 0.19 \text{ s}^2$ and $V_{SD} = 0.46 \pm 0.08 \text{ s}^2$. These estimates present large error bars due to the small size of the data set. However, they are consistent, within the error bar, with the values obtained from the analysis of double differences.

We thus estimate that the EHB/ISC picking error variance is $V_P \approx 0.5 \text{ s}^2$ and that the single-difference measurement error by our method is $V_{SD} \approx 0.5 \text{ s}^2$. The variance of double-difference residuals from EHB/ISC is about 2 s^2 , whereas it is about 1.0 s^2 with our method. This suggests

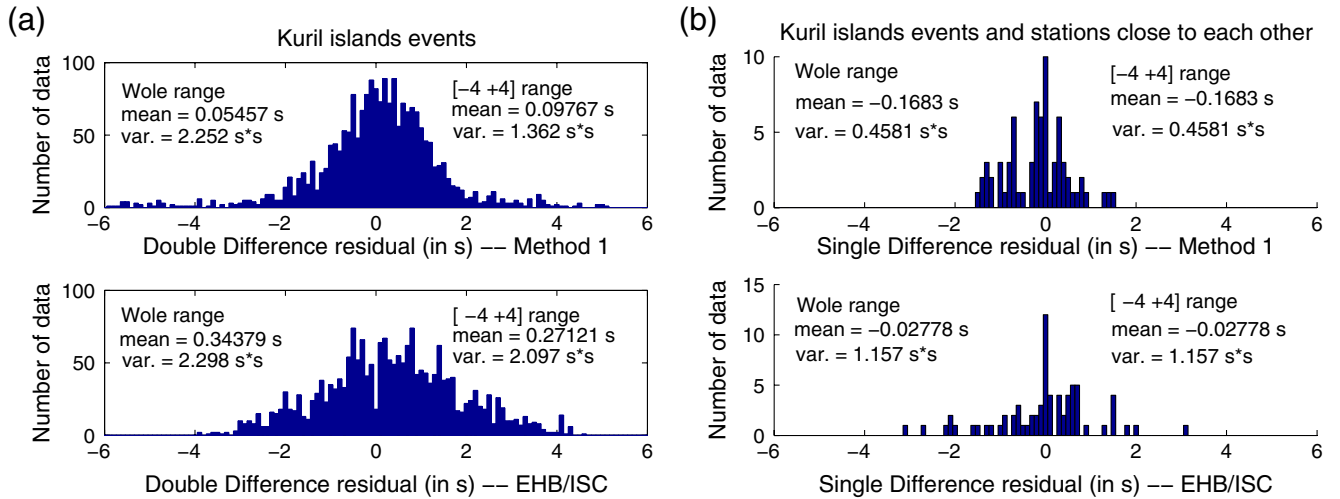


Figure 10. (a) Histograms of double-difference *P*-wave residuals from events in the Kuril islands region, obtained from method 1 (top) and from the EHB/ISC (bottom) for the same data set. (b) Histograms of single-difference *P*-wave residuals from events in the Kuril Islands region and interstation distances smaller than 2° , obtained from method 1 (top) and from the EHB/ISC (bottom) for the same data set. The color version of this figure is available only in the electronic edition.

that single- and double-difference residuals obtained with our method are more precise and may help to significantly improve event relocations relying on single- and double-difference algorithms.

S-Wave Attenuation

The attenuation parameter t_{ij}^* for shear waves is poorly resolved. However, we can determine its average as a function of distance using all the data of Japanese events. As shown in Figure 11, the average value of the attenuation parameter is around 2.5 s for propagation distances from 50° to 80° for both *SV* and *SH* waves. Because our source time function is a *P*-wave attenuated version of the real source time function, the real t^* value for the *S* wave should be the sum of the apparent t^* value and the t^* of *P* waves. Assuming an average t^* of 0.8 s for *P* waves, we obtain an average t^* value of 3.2 s for *S* waves, consistent with recent estimates (Hwang and Ritsema, 2011).

Discussion and Conclusions

The nonlinear inversion method of body waveforms described here is efficient and highly flexible because it allows us to choose the inverted parameters among a large set of source and body-wave parameters, or to properly fit the waveforms when different body waves interfere on the seismograms (direct and depth phases, or triplications). The flexibility of the method is exploited to infer two different inversion strategies related to different amplitude weighting of the records. It demonstrates that the relative weight of records strongly influences the recovery of the seismic moment tensor, and that imposing amplitude constraints based on the seismic moment allows a better recovery of travel times by reducing the risk of cycle skipping.

The retrieval of a high-frequency signal in the broadband source time function allows us to model observed waveforms more accurately, and consequently measure travel times by cross-correlation with more accuracy. The

duration of source time functions scales differently as a function of magnitude for shallow and deep earthquakes, but if shear-wave velocity is used as a proxy of rupture velocity, self similarity is observed. The event depth is the best resolved parameter and compares favorably with the EHB catalog. Moment magnitudes are consistent with other estimates within error bars and present standard deviations similar to those obtained by other body-waveform inversions, even if the first inversion method slightly underestimates the magnitudes. Moment tensor and attenuation parameters of shear waves are poorly resolved, owing to the difficulty to fit the high-frequency content of broadband waveforms. The strongest improvement is obtained for the determination of single-difference travel-time residuals that present standard deviations significantly lower than single pick estimates. We attribute this improvement to more accurate source time functions and event depths, and an optimal alignment of seismological records relying on waveform similarity instead of on travel-time picks on individual traces.

The method is limited by the ray theory and point source approximations. It could be improved by optimizing the simulated annealing process, by applying crustal corrections and modifying the data-weighting scheme. The high-quality differential times will be used in future studies for precise event relocations. The broadband source time functions can also be used to improve deconvolution. This may have potential applications to receiver function studies. The broadband source time function can also be used to compute broadband synthetic seismograms, a crucial ingredient for future high-resolution imaging by full waveform inversion.

Data and Resources

All data used for this study were obtained at IRIS DMC, and were collected by numerous seismic networks, which are listed here by their codes: AC, AD, AF, AG, AI, AK, AR, AT, AU, AV, AZ, BE, BI, BK, BL, BN, CB, CC, CH, CI, CN, CO, CU, CY, CZ, DK, DR, EM, EN, EP, ER, ES, ET, FA,

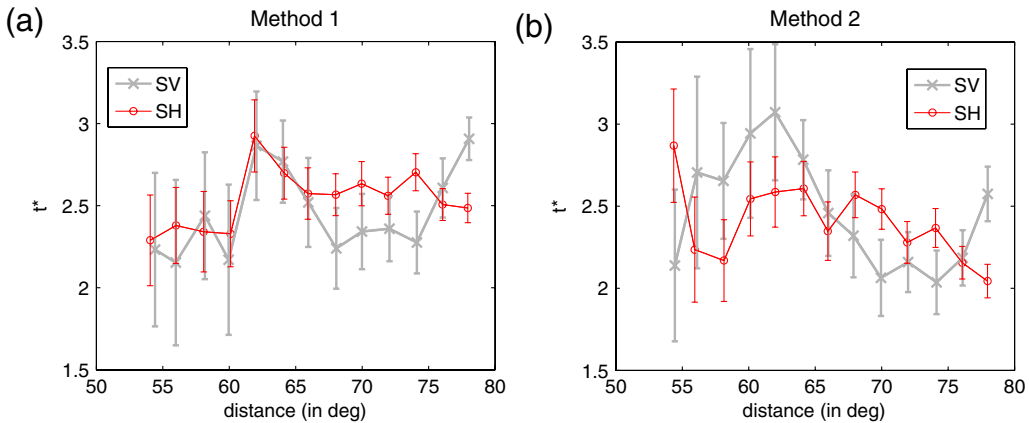


Figure 11. Average value of t_{ij}^* parameter of *SV* (crosses and thick line) and *SH* (open circles and thin line) waves by 2° distance bins computed by (a) the first inversion method and (b) the second inversion method. The color version of this figure is available only in the electronic edition.

FR, G, GB, GD, GE, GL, GR, GS, GT, HK, HL, HT, HV, HW, IC, IE, II, IM, IP, IU, IW, JP, KN, KR, KZ, LB, LD, LI, LX, MB, MG, MI, MN, MR, MS, MX, MY, NA, ND, NE, NL, NM, NN, NO, NP, NR, NU, NV, NZ, OE, OV, PA, PB, PE, PI, PL, PM, PN, PO, PP, PR, PS, RE, RO, SB, SC, SF, SG, SS, SV, TA, TJ, TM, TR, TS, TT, TW, UK, UO, US, UU, UW, VE, WA, WY, and the various networks of the PASS-CAL temporary experiment. We acknowledge these networks for providing their waveform data. The moment tensors and source parameters estimates were obtained from web sites of the Global CMT project, the National Research Institute for Earth Science and Disaster Prevention, the Japan Meteorological Agency, and the United States Geological Survey. EHB/ISC relocations and travel-time picks were obtained from the web site of the International Seismological Center. “ttimes” Fortran software and “CORAL” MATLAB toolbox were used in this study. The FORTRAN source code and documentation of the software presented here is available under “SAWIB” name (simulated waveform inversion of body waves) at <http://userpages.irap.omp.eu/~rgarcia> (last accessed September 2012). It will be available on software pages of the ORFEUS and IRIS institutions.

Acknowledgments

We acknowledge three anonymous reviewers and the associate editor for their detailed and helpful reviews. This work was performed using HPC resources from CALMIP (Grant 2012-P09101). This study was supported by INSU/CNRS through Programme National de Planétologie grants.

References

- Abercrombie, R. E. (1995). Earthquake source scaling relationships from -1 to $5 M_L$ using seismograms recorded at 2.5-km depth, *J. Geophys. Res.* **100**, 24,015–24,036, doi [10.1029/95JB02397](https://doi.org/10.1029/95JB02397).
- Bondár, I., and K. McLaughlin (2009). Seismic location bias and uncertainty in the presence of correlated and non-Gaussian travel-time errors, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **99**, 172–193, doi [10.1785/0120080922](https://doi.org/10.1785/0120080922).
- Bondár, I., and D. Storchak (2011). Improved location procedures at the International Seismological Centre, *Geophys. J. Int.* **186**, 1220–1244, doi [10.1111/j.1365-246X.2011.05107.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2011.05107.x).
- Buland, R., and C. Chapman (1983). The computation of seismic travel times, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **73**, 1271–1301.
- 12** Červený, V. (2001). *Seismic Ray Theory*, Cambridge University Press, Cambridge, UK, 724 pp.
- 13** Chevrot, S. (2002). Optimal measurement of relative and absolute delay times by simulated annealing, *Geophys. J. Int.* **151**, 164–171.
- Dagum, L., and R. Ramesh (1998). OpenMP: An industry standard API for shared memory programming, *IEEE Comput. Sci. Eng.* **5**, 46–55.
- Dreger, D. S., and D. V. Helmberger (1993). Determination of source parameters at regional distances with three-component sparse network data, *J. Geophys. Res.* **98**, 8107–8125, doi [10.1029/93JB00023](https://doi.org/10.1029/93JB00023).
- Dziewonski, A., T.-A. Chou, and J. Woodhouse (1981). Determination of earthquake source parameters from waveform data for studies of global and regional seismicity, *J. Geophys. Res.* **86**, 2825–2852.
- Dziewonski, A., and J. Woodhouse (1983). An experiment in the systematic study of global seismicity: Centroid-moment tensor solutions for 201 moderate and large earthquakes of 1981, *J. Geophys. Res.* **88**, 3247–3271.
- Ekström, G., and A. Dziewonski (1985). Centroid-moment tensor solutions for 35 earthquakes in western North America (1977–1983), *Bull. Seismol. Soc. Am.* **75**, 23–39.
- Engdahl, E., R. Van der Hilst, and R. Buland (1998). Global teleseismic earthquake relocation with improved travel times and procedures for depth determination, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **88**, 722–743.
- Friederich, W., and J. Dalkolmo (1995). Complete synthetic seismograms for a spherically symmetric Earth by a numerical computation of the Green’s function in the frequency domain, *Geophys. J. Int.* **122**, 537–550, doi [10.1111/j.1365-246X.1995.tb07012.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1995.tb07012.x).
- Garcia, R., S. Chevrot, and M. Weber (2004). Nonlinear waveform and delay time analysis of triplicated core phases, *J. Geophys. Res.* **109**, doi [10.1029/2003JB002429](https://doi.org/10.1029/2003JB002429).
- Garcia, R., H. Tkalčić, and S. Chevrot (2006). A new global PKP data set to study Earth’s core and deep mantle, *Phys. Earth Planet. In.* **159**, 15–31, doi [10.1016/j.pepi.2006.05.003](https://doi.org/10.1016/j.pepi.2006.05.003).
- Houston, H., and J. E. Vidale (1994). The temporal distribution of seismic radiation during deep earthquake rupture, *Science* **265**, 771–774, doi [10.1126/science.265.5173.771](https://doi.org/10.1126/science.265.5173.771).
- Hwang, Y. K., and J. Ritsema (2011). Radial Q_μ structure of the lower mantle from teleseismic body-wave spectra, *Earth Planet. Sci. Lett.* **303**, 369–375, doi [10.1016/j.epsl.2011.01.023](https://doi.org/10.1016/j.epsl.2011.01.023).
- Kanamori, H., and D. Anderson (1975). Theoretical basis of some empirical relations in seismology, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **65**, 1073–1095.
- Kennett, B., E. Engdahl, and R. Buland (1995). Constraints on seismic velocities in the Earth from traveltimes, *Geophys. J. Int.* **122**, 108–124.
- Kikuchi, M., and H. Kanamori (1991). Inversion of complex body waves—III, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **81**, 2335–2350.
- Kolář, P. (2000). Two attempts of study of seismic source from teleseismic data by simulated annealing non-linear inversion, *J. Seismol.* **4**, 197–213.
- Kubo, A., E. Fukuyama, H. Kawai, and K. Nonomura (2002). NIED seismic moment tensor catalogue for regional earthquakes around Japan: Quality test and application, *Tectonophysics* **356**, 23–48, doi [10.1016/S0040-1951\(02\)00375-X](https://doi.org/10.1016/S0040-1951(02)00375-X).
- Mayeda, K., and W. R. Walter (1996). Moment, energy, stress drop, and source spectra of western United States earthquakes from regional coda envelopes, *J. Geophys. Res.* **101**, 11,195–11,208, doi [10.1029/96JB00112](https://doi.org/10.1029/96JB00112).
- Oth, A., D. Bindi, S. Parolai, and D. Di Giacomo (2010). Earthquake scaling characteristics and the scale-(in)dependence of seismic energy-to-moment ratio: Insights from KiK-net data in Japan, *Geophys. Res. Lett.* **37**, L19304, doi [10.1029/2010GL044572](https://doi.org/10.1029/2010GL044572).
- Röhm, A., J. Trampert, H. Paulssen, and R. Snieder (1999). Bias in reported seismic arrival times deduced from the ISC bulletin, *Geophys. J. Int.* **137**, 163–174.
- Ruff, L. J. (1989). Multi-trace deconvolution with unknown trace scale factors: Omnilinear inversion of P and S waves for source time functions, *Geophys. Res. Lett.* **16**, 1043–1046, doi [10.1029/GL016i009p01043](https://doi.org/10.1029/GL016i009p01043).
- Sen, M., and P. Stoffa (1995). *Global Optimization Methods in Geophysical Inversion*, Elsevier, Amsterdam, The Netherlands, 281 pp.
- Sipkin, S. (1982). Estimation of earthquake source parameters by the inversion of waveform data: Synthetic waveforms, *Phys. Earth Planet. In.* **30**, 242–259.
- Sipkin, S. A. (1994). Rapid determination of global moment-tensor solutions, *Geophys. Res. Lett.* **21**, 1667–1670, doi [10.1029/94GL01429](https://doi.org/10.1029/94GL01429).
- Tocheport, A., L. Rivera, and S. Chevrot (2007). A systematic study of source time functions and moment tensors of intermediate and deep earthquakes, *J. Geophys. Res.* **112**, B07311, doi [10.1029/2006JB004534](https://doi.org/10.1029/2006JB004534).
- Vidale, J. E., and H. Houston (1993). The depth dependence of earthquake duration and implications for rupture mechanisms, *Nature* **365**, 45–47, doi [10.1038/365045a0](https://doi.org/10.1038/365045a0).

Université de Toulouse; UPS-OMP; IRAP
Toulouse, France

Table des figures

1.1	Tomographie de zones de convergence [Li <i>et al.</i> , 2008]	11
1.2	Comparaison de modèles tomographiques globaux [Ritsema <i>et al.</i> , 2011]	12
1.3	Modèle de superpanache [Garnero & McNamara, 2008]	12
1.4	Superpanache Africain [Lay & Garnero, 2011]	14
1.5	Superpanache Pacifique [Takeuchi, 2012]	15
1.6	Superpanaches, LIP et points chauds [Steinberger & Torsvik, 2012]	15
1.7	Origine profonde des points chauds [Montelli <i>et al.</i> , 2004]	16
1.8	Structure complexe de la couche D'' [Garnero, 2004]	16
1.9	La transition de phase Pv \rightarrow pPv [Nowacki <i>et al.</i> , 2011]	17
1.10	La post-pérovskite dans la couche D'' [Hernlund <i>et al.</i> , 2005]	19
1.11	Distribution des ULVZ [McNamara <i>et al.</i> , 2010]	20
1.12	Cristallisation d'un océand de magma dense [Labrosse <i>et al.</i> , 2007]	20
1.13	Structure anisotropique des minéraux [Nowacki <i>et al.</i> , 2011]	21
1.14	Distribution de l'anisotropie dans D'' [Nowacki <i>et al.</i> , 2011]	22
2.1	Courbes de temps de trajet	25
2.2	Mesure de temps de trajet par corrélation croisée	27
2.3	Les étapes de la méthode	29
2.4	Changement de repère	30
2.5	Inversion des fonctions source	31
2.6	Tracés de rai des différentes phases sismiques	34
2.7	Carte de la base de données sismologiques	35
2.8	Modèle de Terre de référence	37
2.9	Modélisation de sismogrammes avec GEMINI	39
2.10	Sélection des fenêtres temporelles	41
2.11	Filtres appliqués aux sismogrammes	41
2.12	Îles Salomon : 12/06/2003	43
2.13	Exemple de mesures de résidus (P)	44
2.14	Exemple de mesures de résidus (SH)	44
2.15	Exemple de mesures de résidus (SV)	44
2.16	Exemple de mesures de résidus (P_{diff})	45
2.17	Exemple de mesures de résidus (SH_{diff})	45
2.18	Exemple de mesures de résidus (SV_{diff})	45
2.19	Exemple de mesures de résidus (PP)	46
2.20	Exemple de mesures de résidus (SSH)	46
2.21	Exemple de mesures de résidus ($ScSH$)	46
2.22	Exemple de mesures de résidus ($SKSV$)	47
2.23	Exemple de mesures de résidus (PKP)	47
2.24	Exemple de mesures de résidus ($PKIKP$)	47
2.25	Corrections d'ellipticité et de topographie	50
2.26	Estimation de l'erreur sur la mesure du résidu [Chevrot, 2002]	52

3.1	Durée de fonction source et magnitude (cas global)	54
3.2	Durée de fonction source et magnitude (cas régional) [Garcia <i>et al.</i> , 2012]	54
3.3	Comparaison des fonctions source SAWIB/GCMT [Garcia <i>et al.</i> , 2012]	55
3.4	Distribution SNR avec la fréquence	57
3.5	Sélection sur le SNR	58
3.6	Sélection sur le CC	59
3.7	Sélection sur la déviation des résidus	60
3.8	Sélection selon la magnitude	62
3.9	Sélection des résidus de P	63
3.10	Sélection des résidus de SH	63
3.11	Sélection des résidus de SV	63
3.12	Sélection des résidus de P_{diff}	64
3.13	Sélection des résidus de SH_{diff}	64
3.14	Sélection des résidus de SV_{diff}	64
3.15	Sélection des résidus de PP	65
3.16	Sélection des résidus de SSH	65
3.17	Sélection des résidus de $ScSH$	65
3.18	Sélection des résidus de $SKSV$	66
3.19	Sélection des résidus de PKP	66
3.20	Sélection des résidus de $PKIKP$	66
3.21	Histogrammes de résidus	67
3.22	Distributions des résidus d'amplitude (1)	68
3.23	Distributions des résidus d'amplitude (2)	69
3.24	Observations du paramètre d'atténuation [Hwang & Ritsema, 2011b]	70
3.25	Résidus de temps de trajet SH_{diff} au point milieu	71
3.26	Trajectoire des P_{diff}	72
3.27	Résidus différentiels médians sous les USA	73
3.28	Tomographie des USA [Sigloch, 2011]	74
3.29	Région de résidus négatifs	74
3.30	Résidu d'amplitude et distance épacentrale	75
3.31	Résidu d'amplitude et résidu de temps de trajet	75
3.32	Variations de $ak135$ dans la couche D''	76
4.0	Le modèle de croûte CRUST2.0 [Mooney <i>et al.</i> , 1998]	78
4.1	Conversions and reflections at the <i>Moho</i> [Schardong <i>et al.</i> , 2012]	80
4.2	Comparison between SAWIB and GCMT [Schardong <i>et al.</i> , 2012]	81
4.3	Receiver functions at HYB [Schardong <i>et al.</i> , 2012]	83
4.4	Receiver functions at AML [Schardong <i>et al.</i> , 2012]	84
4.5	Receiver functions at BJT [Schardong <i>et al.</i> , 2012]	86
4.6	$H-k$ stacks at HYB, AML and BJT [Schardong <i>et al.</i> , 2012]	87
4.7	Mantle transition zone discontinuities [Schardong <i>et al.</i> , 2012]	88
4.8	Various reflector configurations [Schardong <i>et al.</i> , 2012]	90
4.9	Comparison with classical method [Schardong <i>et al.</i> , 2012]	91
4.10	Épaisseur de croûte par les fonctions récepteurs	92
5.1	Stations sismologiques USA	97
5.2	Tests de résolution grille régionale ($4^\circ \times 4^\circ$)	99
5.3	Tests de résolution grille régionale ($8^\circ \times 8^\circ$)	100
5.4	Coupes tests de résolution grille régionale	102
5.5	Densité de rais USA	103
5.6	Comparaison avec MIT-P08-USA [Burdick <i>et al.</i> , 2012] (1)	104
5.6	Comparaison avec MIT-P08-USA [Burdick <i>et al.</i> , 2012] (2)	105
5.7	Comparaison coupes verticales avec MIT-P08-USA [Burdick <i>et al.</i> , 2012]	106

5.8	Stations sismologiques global	107
5.9	Tests de résolution grille globale ($8^\circ \times 8^\circ$)	109
5.10	Tests de résolution grille globale ($16^\circ \times 16^\circ$)	110
5.11	Densité de rais global	111
5.12	Comparaison avec MIT-P08 [Li <i>et al.</i> , 2008] (1)	113
5.12	Comparaison avec MIT-P08 [Li <i>et al.</i> , 2008] (2)	114
5.13	Comparaison coupes verticales avec MIT-P08 [Li <i>et al.</i> , 2008] (1)	115
5.13	Comparaison coupes verticales avec MIT-P08 [Li <i>et al.</i> , 2008] (2)	116
5.14	Grille d'inversion – Zoom Indonésie	117
5.15	Comparaison avec MIT-P08 – Zoom Indonésie [Li <i>et al.</i> , 2008] (1)	118
5.15	Comparaison avec MIT-P08 – Zoom Indonésie [Li <i>et al.</i> , 2008] (2)	119
5.16	Comparaison coupes verticales Indonésie [Pesicek <i>et al.</i> , 2008]	120
5.17	Noyaux de sensibilité de phases <i>PKP</i> [Fuji <i>et al.</i> , 2012]	121
5.18	Noyaux de sensibilité de phases P_{diff} [Fuji <i>et al.</i> , 2012]	121

Liste des tableaux

2.1	Distances épacentrales des différentes phases sismiques	33
2.2	Composition de la base de données sismologiques	33
2.3	Filtres appliqués aux sismogrammes	42
2.4	Base de données de résidus	42
3.1	Nombre de résidus sélectionnés	61
3.2	Taux de sélection des résidus	61

Bibliographie

- R.E. Abercrombie. Earthquake source scaling relationships from -1 to 5 M_L using seismograms recorded at 2.5-km depth. *J. Geophys. Res.*, 100 :24015–24036, 1995.
- K. Aki, A. Christoffersson, and E.S. Husebye. Determination of the three-dimensional seismic structure of the lithosphere. *J. Geophys. Res.*, 82 :277–296, 1977.
- A.M. Baig, M.G. Bostock, and J.-P. Mercier. Spectral reconstruction of teleseismic Green’s functions. *J. Geophys. Res.*, 110, 2005.
- T.W. Becker. On recent tomography for the Western United States. *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 13, 2012.
- T.W. Becker and L. Boschi. A comparison of tomographic and geodynamic mantle models. *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 3 :1003, 2002.
- H. Bijwaard. *Seismic travel-time tomography for detailed global mantle structure*. PhD thesis, Utrecht University, 1999.
- H. Bijwaard and W. Spakman. Tomographic evidence for a narrow whole mantle plume below Iceland. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 166 :121–126, 1999.
- H. Bijwaard, W. Spakman, and E.R. Engdahl. Closing the gap between regional and global travel time tomography. *J. Geophys. Res.*, 103 :30055–30078, 1998.
- P. Bird. An updated digital model of plate boundaries. *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 4, 2003.
- R. Boehler. Melting temperature of the Earth’s mantle and core : Earth’s thermal structure. *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, 24 :15–40, 1996.
- I. Bondar and K. McLaughlin. Seismic Location Bias and Uncertainty in the Presence of Correlated and Non-Gaussian Travel-Time Errors. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 99 :172–193, 2009.
- I. Bondár and D. Storchak. Improved location procedures at the International Seismological Centre. *Geophys. J. Int.*, 186 :1220–1244, 2011.
- M.G. Bostock. Green’s functions, source signatures, and the normalization of teleseismic wave fields. *J. Geophys. Res.*, 109, 2004.
- L. Braña and G. Helfrich. A scattering region near the core-mantle boundary. *Geophys. J. Int.*, 158 :625–636, 2004.
- B.A. Buffett, E.J. Garnero, and R. Jeanloz. Sediments at the top of Earth’s core. *Science*, 290 :1338–1342, 2000.
- R. Buland and C.H. Chapman. The computation of seismic travel times. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 73 :1271–1302, 1983.

- K.E. Bullen. Compressibility-pressure hypothesis and the Earth's interior. *Geophys. J. Int.*, 5 :335–368, 1949.
- L.J. Burdick and C.A. Langston. Modeling crustal structure through the use of converted phases in teleseismic body-wave forms. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 67 :677–691, 1977.
- S.J. Burdick, R.D. van der Hilst, F.L. Vernon, V. Martynov, T. Cox, J. Eakins, G.H. Karasu, J. Tylell, L. Astiz, and G.L. Pavlis. Model update March 2011 : Upper mantle heterogeneity beneath North America from traveltimes tomography with global and USArray Transportable Array data. *Seism. Res. Lett.*, 83 :23–28, 2012.
- M. Calvet. *Apport des noyaux de sensibilité des ondes PKP et P diffractées pour l'étude de la graine anisotrope et de la couche D*". PhD thesis, Université Paul Sabatier, 2006.
- V. Cerveny. *Seismic Ray Theory*. Cambridge University Press, July 2001.
- S. Chevrot. Optimal waveform and delay time analysis by simulated annealing. *Geophys. J. Int.*, 151 :164–171, 2002.
- S. Chevrot. Optimal measurement of relative and absolute delay times by simulated annealing. *Geophys. J. Int.*, 151 :164–171, 2002.
- S. Chevrot and R.D. van der Hilst. The Poisson ratio of the Australian crust : geological and geophysical implications. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 183 :121–132, 2000.
- S. Chevrot and L. Zhao. Multiscale finite-frequency Rayleigh wave tomography of the Kaapvaal craton. *Geophys. J. Int.*, 169 :201–215, 2007.
- C. Chiarabba, A. Amato, and J.R. Evans. Variations on the NeHT high-resolution tomography method : A test of the technique and results for Medicine Lake Volcan, northern California. *J. Geophys. Res.*, 100 :4035–4052, 1995.
- C. Chiarabba, A. Amato, and M. Meghraoui. Tomographic images of the El Asnam fault zone and the evolution of a seismogenic thrust-related fold. *J. Geophys. Res.*, 102 :24485–24498, 1997.
- N.I. Christensen. Poisson's ratio and crustal seismology. *J. Geophys. Res.*, 101 :3139–3156, 1996.
- N.I. Christensen and W.D. Mooney. Seismic velocity structure and composition of the continental crust : A global view. *J. Geophys. Res.*, 100 :9761–9788, 1995.
- L. Dagum and R. Ramesh. OpenMP : An industry standard API for shared memory programming. *IEEE Computational Science & Engineering*, 5 :46–55, 1998.
- F.A. Dahlen and A.M. Baig. Fréchet kernels for body-wave amplitudes. *Geophys. J. Int.*, 150 :440–466, 2002.
- F.A. Dahlen, S.-H. Hung, and G. Nolet. Fréchet kernels for finite-frequency traveltimes – I. Theory. *Geophys. J. Int.*, 141 :157–174, 2000.
- Dreger, D. S. and Helmberger, D. V. Determination of source parameters at regional distances with three-component sparse network data. *J. Geophys. Res.*, 98 :8107–8125, 1993.
- R.A. Dunn and D.R. Toomey. Seismological evidence for 3D melt migration beneath the East Pacific Rise. *Nature*, 388 :259–262, 1997.

- J.J. Durek and G. Ekström. A radial model of anelasticity consistent with long-period surface wave attenuation. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 86 :144–158, 1996.
- A. Dziewonski. Mapping the lower mantle : Determination of lateral heterogeneity in P velocity up to degree and order 6. *J. Geophys. Res.*, 89 :5929–5952, 1984.
- A. Dziewonski and D.L. Anderson. Preliminary reference Earth model. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 25 :297–357, 1981.
- A. Dziewonski and J. Woodhouse. An experiment in the systematic study of global seismicity : centroid-moment tensor solutions for 201 moderate and large earthquakes of 1981. *J. Geophys. Res.*, 33 :3247–3271, 1983.
- A. Dziewonski, T.-A. Chou, and J. Woodhouse. Determination of earthquake source parameters from waveform data for studies of global and regional seismicity. *J. Geophys. Res.*, 86 :2825–2852, 1981.
- A.M. Dziewonski and J.F. Gilbert. The effect of small, aspherical perturbation on travel times and a re-examination of the corrections for ellipticity. *Geophys. J. Roy. astr. Soc.*, 44 :7–17, 1976.
- A.M. Dziewonski and J.H. Woodhouse. An experiment in the systematic study of global seismicity : centroid-moment tensor solutions for 201 moderate and large earthquakes of 1981. *J. Geophys. Res.*, 88 :3247–3271, 1983.
- A.M. Dziewonski, T.-A. Chou, and J.H. Woodhouse. Determination of earthquake source parameters from waveform data for studies of global and regional seismicity. *J. Geophys. Res.*, 86 :2825–2852, 1981.
- D. Eberhart-Phillips. Three dimensional velocity structure in northern California Coast Ranges from inversion of local earthquake arrival times. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 76 :21099–21120, 1998.
- G. Ekström and A.M. Dziewonski. Centroid-moment tensor solutions for 35 earthquakes in western north america (1977-1983). *Bull. Seism. Soc. Am.*, 75 :23–39, 1985.
- E.R. Engdahl, R. van der Hilst, and R.P. Buland. Global teleseismic earthquake relocation with improved travel times and procedures for depth determination. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 88 :722–743, 1998.
- E.R. Engdahl, R. van der Hilst, and R. Bullen. Global teleseismic earthquake relocation with improved travel times and procedures for depth determination. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 88 :722–743, 1998.
- V. Farra and L. Vinnik. Upper mantle stratification by P , and S , receiver functions. *Geophys. J. Int.*, 141 :699–712, 2000.
- N. Favier. *Tomographie anisotrope haute résolution d'une frontière de plaque transformante : Application à la Californie du Sud*. PhD thesis, Université Paul Sabatier, 2004.
- R. Fletcher and C.M. Reeves. Function minimization by conjugate gradients. *The Comput. J.*, 7 :149–154, 1964.
- M. Freybourger, S. Chevrot, F. Krüger, and U. Achauer. A waveform migration for the investigation of P wave structure at the top of D'' beneath northern Siberia. *J. Geophys. Res.*, 106 :4129–4140, 2001.

- W. Friederich and J. Dalkolmo. Complete synthetic seismograms for a spherically symmetric Earth by a numerical computation of the Green's function in the frequency domain. *Geophys. J. Int.*, 122, 1995.
- N. Fuji, S. Chevrot, L. Zhao, R.G. Geller, and K. Kawai. Finite-frequency structural sensitivities of short-period compressional body waves. *Geophys. J. Int.*, 190 :522–540, 2012.
- R.F. Garcia, S. Chevrot, and M. Weber. Nonlinear waveform and delay time analysis of triplicated core phases. *J. Geophys. Res.*, 109, 2004.
- R.F. Garcia, H. Tkalcic, and S. Chevrot. A new global *PKP* data set to study Earth's core and deep mantle. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 159 :15–31, 2006.
- R.F. Garcia, S. Chevrot, and M. Calvet. Statistical study of seismic heterogeneities at the base of the mantle from *PKP* differential traveltimes. *Geophys. J. Int.*, 179 :1607–1616, 2009.
- R.F. Garcia, L. Schardong, and S. Chevrot. A non-linear method estimating source parameters, amplitude and travel times of teleseismic body waves. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 2012. in review.
- E.J. Garnero. A new paradigm for Earth's core-mantle boundary. *Science*, 304 :834–836, 2004.
- E.J. Garnero and A.K. McNamara. Structure and dynamics of Earth's lower mantle. *Science*, 320 :626–628, 2008.
- E.J. Garnero, T. Lay, and A.K. McNamara. Implications of lower-mantle structural heterogeneity for the existence and nature of whole-mantle plumes. In *The Origin of Melting Anomalies : Plates, Plumes and Planetary Processes*, pages 79–102. G.R. Foulger & D.M. Jurdy, Geological Society of America, Boulder, CO, 2007.
- R.J. Geller and T. Ohminato. Computation of synthetic seismograms and their partial derivatives for heterogeneous media with arbitrary natural boundary conditions using the Direct Solution Method. *Geophys. J. Int.*, 116 :421–446, 1994.
- F. Gilbert. Introduction to low-frequency seismology. In *Physics of the Earth's Interior*, pages 127–151, North Holland, Amsterdam, 1980. Int. School of Physics 'Enrico Fermi'.
- P.F.C. Gilbert. Iterative methods for three-dimensional reconstructions of object from projections. *J. Theor. Biol.*, 36 :105–117, 1972.
- F. Goarant, F. Guyot, J. Peyronneau, and J.P. Poirier. High-pressure and high-temperature reactions between silicates and liquid iron alloys in the Diamond Anvil Cell, studied by Analytical Electron Microscopy. *J. Geophys. Res.*, 97 :4477–4487, 1992.
- N.R. Gouly. Controlled-source tomography for mining and engineering applications. In *Seismic tomography : theory and practice*, pages 797–813. H.M. Iyer and K. Hirahara, Chapman and Hall, London, 1993.
- S.P. Grand. Mantle shear-wave tomography and the fate of subducted slabs. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, 360 :2475–2491, 2002.
- S.P. Grand, R.D. van der Hilst, and Widiyantoro. Global seismic tomography : A snapshot of convection in the Earth. *GSA Today*, 7, 1997.

- G. Gutenberg. Über die konstitution des erdinnern, erschlossen aus erdbebenbeobachtungen. *Z. Geophys.*, 14 :1417–1418, 1913.
- G. Gutenberg. Untersuchungen zur Frage bis zu welcher Tiefe die Erde kristallin ist. *Z. Geophys.*, 2 :24–29, 1926.
- Y. He and L. Wen. Structural features and shear-velocity structure of the « Pacific Anomaly ». *J. Geophys. Res.*, 114, 2009.
- J.R. Heirtzler, G.O. Dickson, E.M. Herron, W.C. Pitman, and X. Le Pichon. Marine magnetic anomalies, geomagnetic field reversals, and motions of the ocean floor and continents. *J. Geophys. Res.*, 73 :2119–2136, 1968.
- D. Helmberger, T. Lay, S. Ni, and M. Gurnis. Deep mantle structure and the post-perovskite phase transition. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 102 :17257–17263, 2005.
- G.T. Herman, A. Lent, and S.W. Rowland. ART : Mathematics and applications. *J. Theor. Biol.*, 42 :1–32, 1973.
- J.W. Hernlund, C. Thomas, and P.J. Tackley. A doubling of the post-perovskite phase boundary and structure of the Earth's lowermost mantle. *Nature*, 434 :882–886, 2005.
- H.H. Hess. History of ocean basins. In *Petrologic Studies : A Volume to Honor A.F. Buddington*, pages 599–620. A.E.J. Engel *et al.*, Geol. Soc. Am., New York, 1962.
- A.W. Hofmann. Mantle geochemistry :the message from oceanic volcanism. *Nature*, 395 : 219–229, 1997.
- A. Holmes. Radioactivity and Earth movements. *Science*, 128 :419–496, 1928.
- C. Houser, G. Masters, P. Shearer, and G. Laske. Shear and compressional velocity models of the mantle from cluster analysis of long-period waveforms. *J. Geophys. Res.*, 174 : 195–212, 2008.
- H. Houston and J. E. Vidale. The Temporal Distribution of Seismic Radiation During Deep Earthquake Rupture. *Science*, 265 :771–774, August 1994. doi : 10.1126/science.265.5173.771.
- E.S. Husebye, A. Christoffersson, and C.W. Frasier. Orthogonal representations of array-recorded short period *P*-waves. In *Exploitation of Seismograph Networks*, pages 297–309. K.G. Beauchamp, Nordhoff, Leiden, 1975.
- T. Hutko, A.R. Lay, E.J. Garnero, and J. Revenaugh. Seismic detection of folded, subducted lithosphere at the core-mantle boundary. *Nature*, 441 :333–336, 2006.
- Y. K. Hwang and J. Ritsema. Radial Q_μ structure of the lower mantle from teleseismic body-wave spectra. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 303 :369–375, March 2011a. doi : 10.1016/j.epsl.2011.01.023.
- Y.K. Hwang and J. Ritsema. Radial Q_μ structure of the lower mantle from teleseismic body-wave spectra. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 303 :369–375, 2011b.
- M. Ishii and J. Tromp. Constraining large-scale mantle heterogeneity using mantle and inner-core sensitive normal modes. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 146 :113–124, 2004.
- T. Itaka, K. Irose, K. Kawamura, and M. Murakami. The elasticity of the $MgSiO_3$ post-perovskite phase in the Earth's lowermost mantle. *Nature*, 430 :442–444, 2004.

- R. Jeanloz. The nature of the Earth's core. *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, 18 :357–386, 1990.
- H. Kanamori and D. Anderson. Theoretical basis of some empirical relations in seismology. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 65 :1073–1095, 1975.
- K. Kawai and T. Tsuchiya. Temperature profile in the lowermost mantle from seismological and mineral physics joint method. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 109 :22119–22123, 2009.
- K. Kawai, N. Takeuchi, and R.J. Geller. Complete synthetic seismograms up to 2 Hz for transversely isotropic spherically symmetric media. *Geophys. J. Int.*, 164 :411–424, 2006.
- B.L.N. Kennett and Engdahl. Traveltimes for global earthquake location and phase identification. *Geophys. J. Int.*, 105 :429–465, 1991.
- B.L.N. Kennett and O. Gudmundsson. Ellipticity corrections for seismic phases. *Geophys. J. Int.*, 127 :40–48, 1996.
- B.L.N. Kennett, E.R. Engdahl, and R. Buland. Constraints on seismic velocities in the Earth from traveltimes. *Geophys. J. Int.*, 122 :108–124, 1995.
- M. Kikuchi and H. Kanamori. Inversion of complex body waves-III. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 81 :2335–2350, 1991.
- R. Kind, X. Yuan, and P. Kumar. Seismic receiver functions and the lithosphere-asthenosphere boundary. *Tectonophysics*, 536–537 :25–43, 2012.
- S. Kirkpatrick, C.D. Gelatt, and M.P. Vecchi. Optimization by simulated annealing. *Science*, 220 :671–680, 1983.
- T. Kito, S. Rost, C. Thomas, and E.J. Garnero. New insights into the *P*- and *S*-wave velocity structure of the *D*" discontinuity beneath the Cocos plate. *Geophys. J. Int.*, 169, 2007.
- E. Knittle and E. Jeanloz. Earth's CMB : results of experiments at high pressures and temperatures. *Science*, 251 :1438–1443, 1991.
- L. Knopoff. Green's function for eigenvalue problems and the inversion of Love wave dispersion data. *Geophys. J. Int.*, 4 :161–173, 1961.
- P. Kolář. Two attempts of study of seismic source from teleseismic data by simulated annealing non-linear inversion. *J. Seism.*, 4 :197–213, 2000.
- F. Krüger, M. Weber, F. Scherbaum, and J. Schlittenhardt. Evidence for normal and inhomogeneous lowermost mantle and core-mantle boundary structure under the Arctic and Northern Canada. *Geophys. J. Int.*, 122, 1995.
- F. Krüger, F. Scherbaum, M. Weber, and J. Schlittenhardt. Analysis of asymmetric multipathing with a generalization of the double-beam method. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 86 :737–749, 1996.
- A. Kubo. NIED seismic moment tensor catalogue for regional earthquakes around Japan : quality test and application. *Tectonophysics*, 356 :23–48, October 2002. doi : 10.1016/S0040-1951(02)00375-X.
- P. Kumar, R. Kind, W. Hanka, K. Wylegalla, Ch. Reigber, X. Yuan, I. Woelbern, P. Schwintzer, K. Fleming, T. Dahl-Jensen, T.B. Larsen, J. Schweitzer, K. Priestley, O. Gudmundsson, and D. Wolf. The lithosphere-asthenosphere boundary in the North-West Atlantic region. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 236 :249–257, 2005a.

- P. Kumar, X. Yuan, R. Kind, and G. Kosarev. The lithosphere-asthenosphere boundary in the Tien-Shan-Karakoram region from S_v receiver functions : Evidence for continental subduction. *Geophys. Res. Lett.*, 32, 2005b.
- P. Kumar, R. Kind, and X. Yuan. Receiver function summation without deconvolution. *Geophys. J. Int.*, 180 :1223–1230, 2010.
- B. Kustowski, G. Ekström, and A.M. Dziewonski. The anisotropic shear-wave velocity structure of the Earth's mantle. *J. Geophys. Res.*, page 1390, 2008.
- S. Labrosse, J.W. Hernlund, and N. Coltice. A crystallizing dense magma ocean at the base of the Earth's mantle. *Nature*, 450 :866–869, 2007.
- C.A. Langston. Structure under mount Rainier, Washington, inferred from teleseismic body waves. *J. Geophys. Res.*, 84 :4749–4762, 1979.
- C.A. Langston and J.K. Hammer. The vertical component P -wave receiver function. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 91 :1805–1819, 2001.
- J.F. Lawrence and M.E. Wysession. QLM9 : A new radial quality factor (Q_μ) model for the lower mantle. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 241 :962–971, 2006.
- T. Lay and E.J. Garnero. Reconciling the post-perovskite phase with seismological observations of lowermost mantle structure. In *Post-Perovskite : The Last Mantle Phase Transition*, pages 129–153. K. Hirose *et al.*, AGU, Washington D.C., 2007.
- T. Lay and E.J. Garnero. Deep mantle seismic modeling and imaging. *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, 39, 2011.
- T. Lay and T.C. Wallace. *Modern Global Seismology*. Academic Press, San Diego, CA, 1995.
- T. Lay, D. Heinz, S. Ishii, S.H. Shim, T. Tsuchiya, R. Wentzcovich, and D. Yuen. Multi-disciplinary impact of the lower mantle perovskite phase transition. *EOS Trans. AGU*, 86 :1–5, 2005.
- T. Lay, J. Hernlund, E.J. Garnero, and M.S. Thorne. A post-perovskite lens and D'' heat flux beneath the Central Pacific. *Science*, 314 :91–123, 2006.
- T. Lay, J. Hernlund, and B.A. Buffet. Core-mantle boundary heat flow. *Nat. Geosci.*, 1 : 25–32, 2008.
- M. Leonard. Comparison of manual and automatic onset time picking. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 90 :1384–1390, 2000.
- C. Li, R.D. van der Hilst, E.R. Engdahl, and S. Burdick. A new global model for P wave speed variations in Earth's mantle. *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 9, 2008.
- J.P. Ligorria and C.J. Ammon. Iterative deconvolution and receiver-function estimation. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 89 :1395–1400, 1999.
- A. Maggi, C. Tape, M. Chen, D. Chao, and J. Tromp. An automated time-window selection algorithm for seismic tomography. *Geophys. J. Int.*, 178 :257–281, 2009.
- L. Margerin and G. Nolet. Multiple scattering of high-frequency seismic waves in the deep Earth : PKP precursor analysis and inversion for mantle granularity. *J. Geophys. Res.*, 108, 2003.

- H. Marquering, G. Nolet, and F.A. Dahlen. Three-dimensional waveform sensitivity kernels. *Geophys. J. Int.*, 132 :521–534, 1998.
- H. Marquering, F.A. Dahlen, and G. Nolet. Three-dimensional sensitivity kernels for finite-frequency travel times :the banana-doughnut paradox. *Geophys. J. Int.*, 137 :805–815, 1999.
- G. Masters, S. Johnson, G. Laske, and H. Bolton. A shear velocity model of the mantle. *Philos. Trans. Math. Phys. Eng. Sci.*, 354 :1385–1411, 1996.
- K. Mayeda and W. R. Walter. Moment, energy, stress drop, and source spectra of western United States earthquakes from regional coda envelopes. *J. Geophys. Res.*, 101 :11195–11208, 1996a. doi : 10.1029/96JB00112.
- K. Mayeda and W.R. Walter. Moment, energy, stress drop, and source spectra of western United States earthquakes from regional coda envelopes. *J. Geophys. Res.*, 101 :11195–11208, 1996b.
- A.K. McNamara and S. Zhong. Thermochemical structures beneath Africa and the Pacific Ocean. *Nature*, 437 :1136–1139, 2005.
- A.K. McNamara, E.J. Garnero, and S. Rost. Tracking deep mantle reservoirs with ultra-low velocity zones. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 209 :1–9, 2010.
- D.E. McNamara, W.R. Walter, T.J. Owens, and C.J. Ammon. Upper mantle velocity structure beneath the Tibetan Plateau from P_n travel time tomography. *J. Geophys. Res.*, 102 :493–505, 1997.
- G.M. Merkel, A.K. McNamara, A. Kubo, A. Speziale, L. Miyagi, Y. Meng, T.S. Duffy, and H.R. Wenk. Deformation of $(Mg, Fe)SiO_3$ post-perovskite and D'' anisotropy. *Science*, 304 :1729–1732, 2007.
- A. Mohorovičić. Earthquake of 8 October 1909. *Geofizika*, 9 :3–55, 1910.
- R. Montelli, G. Nolet, F.A. Dahlen, G. Masters, E.R. Engdahl, and S.-H. Hung. Finite-frequency tomography reveals a variety of plumes in the mantle. *Science*, 303 :338–343, 2004.
- W.D. Mooney, G. Laske, and G. Masters. CRUST 5.1 : A global crustal model at $5^\circ \times 5^\circ$. *J. Geophys. Res.*, 103 :727–747, 1998.
- W.J. Morgan. Rises, trenches, great faults and crustal blocks. *J. Geophys. Res.*, 73 : 1959–1982, 1968.
- M. Murakami, K. Hirose, K. Kawamura, N. Sata, and Y. Ohishi. Post-perovskite phase transition in $MgSiO_3$. *Science*, 304 :855–858, 2004.
- S. Ni and D.V. Helmberger. Seismological constraints on the South African superplume ; could be the oldest distinct structure on Earth. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 206 :119–131, 2003a.
- S. Ni and D.V. Helmberger. Ridge-like lower mantle structure beneath South Africa. *J. Geophys. Res.*, 108, 2003b.
- S. Ni, E. Tan, M. Gurnis, and D. Helmberger. Sharp sides to the African superplume. *Science*, 296 :1850–1852, 2002.
- S. Ni, D. Helmberger, and J. Tromp. 3D structure of the African superplume from waveform modeling. *Geophys. J. Int.*, 161 :283–294, 2005.

- G. Nolet. Solving or resolving inadequate and noisy tomographic systems. *J. Comput. Phys.*, 61 :463–482, 1985.
- G. Nolet. Seismic wave propagation and seismic tomography. In *Seismic Tomography*, pages 775–776. G. Nolet, Reidel, Dodrecht, 1987.
- G. Nolet. *A Breviary of Seismic Tomography*. Cambridge Univ. Press, Cambridge, UK, 2008.
- A. Nowacki, J. Wookey, and J.-M. Kendall. New advances in using seismic anisotropy, mineral physics and geodynamics to understand deformation in the lowermost mantle. *J. Geodyn.*, 52 :205–228, 2011.
- M. Obrebski, R.M. Allen, M. Xue, and S.-H. Hung. Slab-plume interaction beneath the Pacific Northwest. *Geophys. Res. Lett.*, 37, 2010.
- M. Obrebski, R.M. Allen, F. Pollitz, and S.-H. Hung. Lithosphere-asthenosphere interaction beneath the western United States from the joint inversion of body-wave traveltimes and surface-wave phase velocities. *Geophys. J. Int.*, 185 :1003–1021, 2012.
- A.R. Oganov and S. Ono. Theoretical and experimental evidence for a post-perovskite phase $MgSiO_3$ in Earth's D'' layer. *Nature*, 430 :445–448, 2004.
- A. Oth, D. Bindi, S. Parolai, and D. Di Giacomo. Earthquake scaling characteristics and the scale-(in)dependence of seismic energy-to-moment ratio : Insights from KiK-net data in Japan. *Geophys. Res. Lett.*, 37, 2010.
- C.C. Paige and M.A. Saunders. LSQR : An algorithm for sparse linear equations and sparse least squares. *ACM Trans. Math. Software*, 8 :43–71, 1982a.
- C.C. Paige and M.A. Saunders. LSQR : An algorithm for sparse linear equations and sparse least squares. *ACM Trans. Math. Software*, 8 :195–209, 1982b.
- M. Panning and B. Romanowicz. A three dimensional radially anisotropic model of shear velocity in the whole mantle. *Geophys. J. Int.*, 167, 2006.
- G.L. Pavlis, K. Sigloch, S. Burdick, M.J. Fouch, and F.L. Vernon. Unraveling the geometry of the Farallon plate : Synthesis of three-dimensional imaging results from USArray. *Tectonophysics*, 532 :82–102, 2012.
- J.D. Pesicek, C.H. Thurber, S. Widiyantoro, E.R. Engdahl, and H.R. DeShon. Complex slab subduction beneath northern Sumatra. *Geophys. Res. Lett.*, 35, 2008.
- M. Ravi Kumar and M.G. Bostock. Extraction of absolute P , velocity from receiver functions. *Geophys. J. Int.*, 175 :515–519, 2008.
- C. Reasoner and J. Revenaugh. Short-period P -wave constraints on D'' reflectivity. *J. Geophys. Res.*, 104, 1999.
- J. Ritsema, H.J. van Heijst, and J.H. Woodhouse. Global transition zone tomography. *J. Geophys. Res.*, 109, 2004.
- J. Ritsema, A. Deuss, H.J. van Heijst, and J.H. Woodhouse. S40RTS : a degree-40 shear-velocity model for the mantle from new Rayleigh wave dispersion, teleseismic traveltime and normal-mode splitting function measurements. *Geophys. J. Int.*, 177 :161–178, 2011.
- A.H.E. Röhm, J. Trampert, H. Paulssen, and R.K. Snieder. Bias in reported seismic arrival times deduced from the ISC bulletin. *Geophys. J. Int.*, 137 :163–174, 1999.

- B. Romanowicz. 3D structure of the earth's lower mantle. *CR Géosciences*, 335, 2003.
- S. Rost, E.J. Garnero, Q. Williams, and M. Manga. Seismological constraints on a possible plume root at the core–mantle boundary. *Science*, 435 :666–669, 2005.
- L. J. Ruff. Multi-trace deconvolution with unknown trace scale factors : Omnilinear inversion of P and S waves for source time functions. *Geophys. Res. Lett.*, 16 :1043–1046, 1989. doi : 10.1029/GL016i009p01043.
- M. Savage. Seismic anisotropy and mantle deformation : What have we learned from shear wave splitting? *Rev. Geophys.*, 37 :65–106, 1999.
- L. Schardong, S. Chevrot, and R.F. Garcia. Vertical component receiver functions from source-time function deconvolution. *Geophys. J. Int.*, 2012. submitted.
- G. Schubert, G. Masters, P. Olson, and P. Tackley. Superplumes of plume clusters. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 146 :147–162, 2004.
- M. Sen and P.L. Stoffa. *Global optimization methods in geophysical inversion*. Elsevier, 1995.
- K. Sigloch. Mantle provinces under North America from multifrequency *P*-wave tomography. *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 12, 2011.
- F.J. Simmons, G. Nolet, P. Georgief, J.M. Babcock, L.A. Regier, and R.E. Davis. On the potential of recording earthquakes for global seismic tomography by low-cost autonomous instruments in oceans. *J. Geophys. Res.*, 114, 2009.
- F.J. Simmons, I. Loris, G. Nolet, I.C. Daubechies, S. Voronin, J.S. Judd, P.A. Vetter, J. Charléty, and C. Vonesch. Solving or resolving global tomographic models with spherical wavelets, and the scale and sparsity of seismic heterogeneity. *Geophys. J. Int.*, 187 :969–988, 2011a.
- N.A. Simmons, S.C. Myers, and G. Johannesson. Global-scale *P*-wave tomography optimized for prediction of teleseismic and regional travel times for Middle East events : 2. Tomographic inversion. *J. Geophys. Res.*, 113, 2011b.
- N.A. Simmons, S.C. Myers, G. Johannesson, and E. Matzel. LLNL-G3Dv3 : Global *P* wave tomography model for improved regional and teleseismic travel time prediction. *J. Geophys. Res.*, 117, 2012.
- S. A. Sipkin. Rapid determination of global moment-tensor solutions. *Geophys. Res. Lett.*, 21 :1667–1670, 1994.
- S.A. Sipkin. Estimation of earthquake source parameters by the inversion of waveform data : synthetic waveforms. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 30 :242–259, 1982.
- A. Souriau, S. Chevrot, and C. Olivera. A new tomographic image of the Pyrenean lithosphere from teleseismic data. *Tectonophysics*, 460 :206–114, 2008.
- W. Spakman. Delay-time tomography of the upper mantle below Europe, the Mediterranean and Asia Minor. *Geophys. J. Int.*, 109 :309–332, 1991.
- W. Spakman and G. Nolet. Imaging algorithm, accuracy and resolution in delay time tomography. In *Mathematical Geophysics*, pages 155–187. N.J. Vlaar, G. Nolet, M.J.R. Wortel and S.A.P.L. Cloetingh, Reidel, Dordrecht, 1988.
- B. Steinberger and T.H. Torsvik. A geodynamic model of plumes from the margins of Large Low Shear Velocity Provinces. *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 13, 2012.

- D. Sun and D. Helmberger. Lower mantle tomography and phase change mapping. *J. Geophys. Res.*, 113, 2008.
- H. Takeuchi and M. Saito. Seismic surface waves. In *Methods of Computational Physics*, volume 11, pages 217–295. B.A. Bolt, Academic Press, New York, 1972.
- N. Takeuchi. Detection of ridge-like structures in the Pacific Large Low-Shear-Velocity Province. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 319–320 :55–64, 2012.
- N. Takeuchi, Y. Morita, N.D. Xuyen, and N.Q. Zung. Extent of the low-velocity region in the lowermost mantle beneath the western Pacific detected by the Vietnamese broadband seismograph array. *Geophys. Res. Lett.*, 35, 2008.
- E. Tan and M. Gurnis. Metastable superplumes and mantle compressibility. *Geophys. Res. Lett.*, 32, 2005.
- C. Thomas, T. Heesom, and J.M. Kendall. Investigating the heterogeneity of the *D*” region beneath the northern Pacific using a seismic array. *J. Geophys. Res.*, 107, 2002.
- C. Thomas, E.J. Garnero, and T. Lay. High-resolution imaging of lowermost mantle structure under the Cocos plate. *J. Geophys. Res.*, 109, 2004.
- M.S. Thorne and E.J. Garnero. Inferences on ultralow-velocity zone structure from a global analysis of *SPdKS* waves. *J. Geophys. Res.*, 109, 2004.
- Y. Tian and D. Zhao. *P*-wave tomography of the western United States : Insight into the Yellowstone hotspot and the Juan de Fuca slab. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 200–201 : 72–84, 2012.
- H. Tkalčić and D. Banerjed. Interactive Receiver Functions Forward Modeler (IRFFM), 2009. <http://rses.anu.edu.au/~hrvoje/IRFFMv1.1.html>.
- H. Tkalčić, Y. Chen, R. Liu, H. Zhibin, L. Sun, and W. Chan. Multistep modelling of teleseismic receiver functions combined with constraints from seismic tomography : crustal structure beneath southern China. *Geophys. J. Int.*, 187 :303–326, 2011.
- A. Tocheport, L. Rivera, and S. Chevrot. A systematic study of source time functions and moment tensors of intermediate and deep earthquakes. *J. Geophys. Res.*, 112, 2007.
- T.H. Torsvik, K. Burke, B. Steinberger, S.J. Webb, and L.D. Ashwal. Diamonds sampled by plumes from the core-mantle boundary. *Nature*, 466 :352–355, 2010.
- J. Trampert, F. Deschamps, J. Resovsky, and D. Yuen. Probabilistic tomography maps chemical heterogeneities throughout the lower mantle. *Science*, 306 :853–856, 2004.
- J. Tromp, C. Tape, and Q. Liu. Seismic tomography, adjoint methods, time reversal and banana-doughnut kernels. *Geophys. J. Int.*, 160 :195–216, 2005.
- R.D. van der Hilst, S. Widiyantoro, and E.R. Engdahl. Evidence for deep mantle circulation from global tomography. *Nature*, 386 :578–584, 1997.
- R.D. van der Hilst, M.V. de Hoop, P. Wang, S.-H. Shim, P. Ma, and L. Tenorio. Seismostratigraphy and thermal structure of Earth’s core-mantle boundary region. *Science*, 315 :1813–1817, 2007.
- J. E. Vidale and H. Houston. The depth dependence of earthquake duration and implications for rupture mechanisms. *Nature*, 365 :45–47, September 1993. doi : 10.1038/365045a0.

- L.P. Vinnik. Detection of waves converted from P , to SV in the mantle. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 15 :39–45, 1977.
- L.P. Vinnik, C. Reigber, I.M. Aleshin, G.L. Kosarev, M.K. Kaban, S.I. Oreshin, and S.W. Roecker. Receiver function tomography of the central Tien Shan. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 225 :131–146, 2004.
- Y. Wang and L. Wen. Mapping the geometry and geographic distribution of a very low velocity province at the base of the Earth’s mantle. *J. Geophys. Res.*, 109, 2004.
- Y. Wang and L. Wen. Geometry and P , and S , velocity structure of the African anomaly. *J. Geophys. Res.*, 112, 2007.
- M. Weber and J.P. Davis. Evidence of a laterally variable lower mantle structure from P - and S -waves. *Geophys. J. Int.*, 102 :1993–1996, 1990.
- M. Weber, J.P. Davis, C. Thomas, F. Krüger, F. Scherbaum, J. Schlittenhardt, and Kömig, M. The structure of the lowermost mantle as determined from using seismic arrays. In *Seismic Modeling of the Earth’s Structure*, pages 399–442. E. Boschi *et al.*, Istit. Naz. di Geophys., Rome, 1996.
- A. Wegener. *Die Entstehung der Kontinente und Ozeane*. Bornträger, Berlin, 1915.
- L. Wen. Seismic evidence for a rapidly-varying compositional anomaly at the base of the Earth’s mantle beneath the Indian Ocean. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 194 :83–95, 2001.
- L. Wen. An SH hybrid method and shear velocity structures in the lowermost mantle beneath the central Pacific and South Atlantic Oceans. *J. Geophys. Res.*, 107, 2002.
- L. Wen, P. Silver, D. James, and R. Kuehnel. Seismic evidence for a thermo-chemical boundary at the base of the Earth’s mantle. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 189 :141–153, 2001.
- P. Wessel and W.H.F. Smith. New version of the Generic Mapping Tools released. *EOS, Trans. Am. Geophys. Un.*, 76 :329, 1995.
- E. Wielandt. On the validity of the ray theory approximation for interpreting delay time. In *Seismic tomography*, pages 85–98. G. Nolet, Reidel, Dordrecht, 1987.
- Q. Williams and E.J. Garnero. Seismic evidence for partial melt at the base of Earth’s mantle. *Science*, 273 :1528–1530, 1996.
- J.H. Woodhouse and T.P. Girnius. Surface waves and free oscillations in a regionalized Earth model. *Geophys. J. Roy. astr. Soc.*, 68 :653–673, 1982.
- J. Wookey, S. Stackhouse, J.M. Kendall, and G.D. Brodholt, J. Price. Efficacy of the perovskite phase as an explanation for lowermost-mantle seismic properties. *Nature*, 438 :1004–1007, 2005.
- A. Yamada and I. Nakanishi. Short-wavelength lateral variation of a D'' P -wave reflector beneath the Southwestern Pacific. *Geophys. Res. Lett.*, 25 :4545–4548, 1998.
- D. Zhao, Y. Xu, D.A. Wiens, L. Dorman, J. Hildebrand, and S. Webb. Depth extent of the Lau back-arc spreading center and its relation to subduction process. *Science*, 278 : 254–257, 1997.
- L. Zhao and S. Chevrot. An efficient and flexible approach to the calculation of three-dimensional full-wave Fréchet kernels for seismic tomography : 1. Theory. *Geophys. J. Int.*, 185 :922–938, 2011a.

- L. Zhao and S. Chevrot. An efficient and flexible approach to the calculation of three-dimensional full-wave Fréchet kernels for seismic tomography : 2. Numerical results. *Geophys. J. Int.*, 185 :939–954, 2011b.
- L. Zhao, T.H. Jordan, and C.H. Chapman. Three-dimensional Fréchet kernels for seismic delay times. *Geophys. J. Int.*, 133 :683–704, 2000.
- L. Zhu and H. Kanamori. Moho depth variation in southern California from teleseismic receiver functions. *J. Geophys. Res.*, 105 :2969–2980, 2000.

AUTEUR : Schardong Lewis

TITRE : Tomographie haute résolution du manteau inférieur terrestre

DIRECTEUR DE THÈSE : Raphaël F. Garcia

DATE ET LIEU DE SOUTENANCE : Observatoire Midi-Pyrénées, 2 Novembre 2012

RÉSUMÉ :

La couche D'' est une des zones les plus hétérogène de la Terre, abritant des structures mal comprises, probablement à l'origine de la dynamique globale du manteau. Les méthodes actuelles de tomographie sismique ne résolvent pas correctement cette région. La résolution des images de la structure interne de la Terre est fortement liée à la localisation précise des séismes, ainsi qu'à la connaissance du contenu fréquentiel des ondes sismiques. Cette thèse a pour objectif la construction d'une base de données globale de temps de trajet des ondes, mesures utilisées pour l'élaboration des images tomographiques. Notre méthode utilise une détermination plus précise de la profondeur des séismes permettant d'améliorer la mesure des temps de trajet. Pour une meilleure évaluation du contenu fréquentiel, ces mesures sont réalisées dans plusieurs gammes de fréquence. Une nouvelle approche de calcul de corrections visant à éliminer la complexité de la croûte est également présentée. Enfin, une imagerie préliminaire est présentée aux échelles régionale et globale sous l'approximation de la théorie des rais, avant une description plus complète par l'approximation de Born.

TITLE : High resolution tomography of Earth's lowermost mantle

ABSTRACT :

The D'' layer is one of Earth's most heterogeneous location, hosting poorly understood features, which are most likely linked to the global dynamics of the mantle. Present days tomographic approaches cannot resolve correctly this area. The resolution of images from Earth's inner structure is strongly linked to precisely localizing earthquakes, and to have a good knowlegde of the frequency content of seismic waves. This thesis aims at building a global database of seismic travel times, data used for the development of tomographic images. Our method uses a more precise determination of the depths of earthquakes, allowing an improvement in measuring travel times. To a better evaluation of the frequency content, these measurements are performed in several frequency bands. A new approach for the computation of corrections to the complexity of the crust is presented as well. Finally, a preliminary imaging is presented, at regional and global scale, under the approximation of the ray theory, before a more complete description under Born approximation.

MOTS-CLÉS : Sismologie – Tomographie – Ondes de volume – Analyse de données

DISCIPLINE : Sciences de la Terre et des Planètes Solides

LABORATOIRE : Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie – UMR 5277