UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Sciences de la Terre, de l'Univers et de l'Environnement**

Arrêté ministériel : 7 Août 2006

Présentée par

Pierre BOUÉ

Thèse dirigée par **Philippe ROUX et Michel CAMPILLO**

préparée au sein **de l'ISTerre (Institut des Sciences de la Terre)**
et de **l'école doctorale Terre, Univers, Environnement**

Traitement d'Antenne et Corrélation du Bruit Sismique Ambiant

Applications multi-échelles

2 décembre 2013 ,
devant le jury composé de :

Philippe Cardin
Directeur de Recherche à l'ISTerre, Grenoble, Président
Christine Thomas
Professeur à l'Université de Münster, Münster, Rapporteur
Eric Debayle
Directeur de Recherche au LGL, Lyon, Rapporteur
Jérôme Vergne
Physicien Adjoint à l'EOST, Strasbourg, Examinateur
Nikolai Shapiro
Directeur de Recherche à l'IPGP, Paris, Examinateur
Philippe Roux
Directeur de Recherche à l'ISTerre, Grenoble, Directeur de thèse
Michel Campillo
Professeur à l'Université Joseph Fourier, Grenoble, Directeur de thèse

Abstract

The use of a large number of sensors is becoming more common in seismology at both the global scale for deep Earth studies, and at the exploration geophysics scale for monitoring and subsurface imaging. Seismic arrays require array processing from which new type of observables contribute to a better understanding of the wave propagation complexity. This thesis deals with a subset of these techniques. It first focuses on a way to select and identify different phases between two source-receiver arrays based on the double beamforming (DBF) method. At the exploration geophysics scale, the goal is to identify and separate low-amplitude body waves from high-amplitude dispersive surface waves. At the continental scale, as the source arrays are uncommon, the cross-correlation (CC) method of broadband ambient seismic noise can be used to evaluate the Green's function between two receiver arrays. The combination of DBF and CC is applied on Transportable Array (USArray) data to construct high-resolution phase velocity maps of Rayleigh and Love waves. Finally, at the global scale, by using a large number of sensors, it is shown that body waves can emerge form CC of continuous records in the 5-100s period band. We also analyze the contribution of strong earthquakes and particularly their long lasting reverberated coda. We compare it to the contribution to correlations of the continuous background sources associated with the ocean-crust interaction. The reconstructed body waves constitute a valuable supplement to traditional earthquake data to image and to monitor the structure of the Earth from its surface to the inner core.

Résumé

L'utilisation d'un grand nombre de capteurs sismiques est de plus en plus courant pour imager l'intérieur de notre planète depuis sa surface pour la prospection sismique, jusqu'à sa structure profonde avec la sismologie continentale et globale. L'application d'un traitement d'antenne aux enregistrements issus de réseaux de capteurs permet l'extraction de nouvelles observables et une meilleure compréhension de la propagation des ondes dans les milieux complexes. Parmi ces méthodes, on s'intéresse particulièrement aux traitements simultanés en émission-réception de type double formation de voies (DFV). A l'échelle de la prospection sismique, la DFV est utilisée pour extraire des ondes de volume pouvant être masquées par des ondes de surface plus énergétiques. A l'échelle continentale, les réseaux de sources étant plus rares, on propose d'appliquer la méthode DFV à des signaux reconstruits par corrélation du bruit sismique ambiant. De la même manière que pour un couple de stations, la corrélation d'enregistrements continus permet d'évaluer la fonction de Green entre deux antennes réceptrices. Cette méthode est appliquée à des données du réseau Transportable Array (USArray) afin de mesurer et cartographier la vitesse de phase des ondes de surface au centre des USA. Enfin à l'échelle globale, une combinaison de plusieurs grands réseaux sismologiques est utilisée pour démontrer que la corrélation d'enregistrements continus, dans la gamme de périodes, 5-100s permet la reconstruction des ondes de volume à des distances télésismiques. Une analyse de la contribution respective du bruit ambiant, d'origine océanique, et des séismes est réalisée. On montre que les arrivées tardives des forts séismes, réverbérées à l'intérieur du globe, contribuent de manière importante à la reconstruction des phases profondes. Les ondes de volume reconstruites à partir du bruit ambiant constituent une nouvelle source d'information, complémentaire aux données issues des séismes, et pouvant être utilisée pour imager notre planète.

Merci

... à l'ensemble de mon jury, pour l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux. Je souhaite remercier particulièrement mes rapporteurs, Christine Thomas et Eric Debayle pour leur lecture attentive de ce manuscrit.

... évidemment à mes directeurs, Philippe Roux et Michel Campillo. Je les remercie d'abord de m'avoir financé à travers le projet WHISPER (ERC) ; ensuite et surtout de m'avoir guidé pendant mes travaux. Leur disponibilité et leur soutien perpétuel ont fortement contribué à nourrir ma motivation et ma curiosité scientifique pendant ces quelques années passées à Grenoble. J'espère sincèrement avoir de nouveau l'occasion et le plaisir de travailler avec vous !

... à Xavier Briand, Monsieur « Codes Whisper », sans qui cette thèse n'aurait certainement pas le même visage... notamment pour ce qui est du nombre de stations utilisées !

... à Benoit de Cacqueray et Piero Poli pour nos différents échanges scientifiques qui ont donné naissance à de vraies collaborations. Ce fut un réel plaisir de discuter « beamforming » et « cross-correlation » avec vous ! Ces échanges bien utiles à tous travaux scientifiques ont également été partagés avec de nombreuses personnes de l'équipe Ondes et Structures et/ou du projet *WHISPER* lors de diverses réunions et discussions. Je pense notamment à Helle Pedersen, Thomas Planès, Anne Obermann, Andrea Colombi, Gregor Hillers, Florent Brenguier (au passage, merci de m'avoir indiqué la voie vers une thèse grenobloise !) et Laurent Stehly.

... à Matthieu Rupin, le co-bureau acousticien du début... à la fin ! Certainement celui avec qui j'ai le plus échangé (scientifiquement ou pas) pendant ces années au laboratoire. Merci de m'avoir supporté, moi et mon bruit sismique.

... à l'équipe administrative et technique du laboratoire, je pense en particulier à Karine de Palo et Magali Gardes pour leur contribution au bon déroulement de cette thèse.

... aux membres du laboratoire que j'ai pu côtoyé, et en particulier aux thésards avec

qui j'ai eu le plaisir de discuter et d'échanger sur le chemin du RU, autour d'un café, à EVE ou ailleurs. J'ai vraiment passé de très bons moments avec vous tous.

Et puisqu'une thèse ne se déroule pas que dans un laboratoire je veux également remercier

... trois super colocs pour leur contribution non-négligeable à mes travaux : merci Pierre(2) de m'avoir accompagné vaillamment dans des sessions fromages-pates-compotes indispensables à la survie d'un thésard. Merci à Jean pour avoir ajouté le fromage de brebis (coupé finement) à nos tomes de Savoie et Saint-Marcelin ; et merci à Andrea pour avoir tenter, à mi-parcours, d'introduire des fromages italiens à notre régime... et évidemment pour nous avoir préparer la bonne pasta !

... toutes les personnes avec qui j'ai eu le plaisir de me défouler et partager de super moments en montagne, en falaise, au fond d'un canyon « débit correct », sur les blocs « gratins » de Bishop ou sur la résine d'Ablok ! Ici je pense surtout à Thomas, Flo, Andrea, Jean, Clovis, Adri et Anne So.

... ma famille berruyère et néo-grenobloise (plus vraiment « néo » d'ailleurs) pour l'approvisionnement en crottins, Menetou et pour toutes ces attentions montrant l'intérêt que vous portez à mon bien-être quotidien !

Enfin, merci Anaïs pour ta contribution indéniable, et je ne parle pas uniquement de la re-lecture de ce manuscrit ! Je te remercie de me rendre heureux.

Table des matières

Introduction **13**

I Techniques de Filtrages **17**

1 Ondes Sismiques et Filtrages **19**
1.1 Généralités 19
1.1.1 L'équation d'onde 19
1.1.2 Différents types d'ondes 21
1.1.2.1 Ondes de volume 21
1.1.2.2 Ondes de surface 22
1.1.3 Rai et front d'onde 23
1.1.4 Fonction de Green 25
1.1.5 Diffraction - Diffusion 25
1.1.6 Différentes échelles d'applications 26
1.2 Traitements et filtrages classiques 27
1.2.1 Transformation de Fourier en temps et en espace 28
1.2.2 Slant stack / $\tau - p$ / Vespa 30
1.2.3 Analyse temps-fréquence 31
1.2.4 D'autres méthodes 32
1.2.5 Conclusion 32

2 Double Formation de Voies : du Laboratoire à la Géophysique **35**
2.1 Contexte 35
2.1.1 Réseaux de sources 35
2.1.2 Double traitement d'antenne 36
2.2 Application en laboratoire 37
2.3 Double beamforming in a seismic prospecting context 39
2.3.1 Introduction 39

2.3.2 Double beamforming processing 42
2.3.3 Application to synthetics 45
2.3.4 Application to a real prospecting data set 50
2.3.5 Conclusion 54
2.4 Discussion 55

II Corrélation de Bruit et Traitement d'Antenne pour l'Imagerie Lithosphérique 57

3 Corrélation du Bruit Sismique Ambiant 59
3.1 Introduction 59
3.1.1 Contexte 59
3.1.2 Principe et approches théoriques 60
3.1.3 Applications récentes en sismologie 63
3.2 Origines du bruit ambiant 67
3.2.1 Contexte 67
3.2.2 Sources d'origines humaines 68
3.2.3 Les deux pics micro-sismiques 69
3.2.4 Le Hum 71
3.3 Discussion sur la distribution des sources 71
3.4 Préparation des données 74
3.4.1 Première étape 74
3.4.2 Deuxième étape 75
3.4.3 Comparaison des traitements 77

4 Imagerie Lithosphérique : Application au Réseau USArray 81
4.1 Contexte 81
4.1.1 Le réseau USArray 81
4.1.2 Directivité du bruit et impact sur les corrélations 82
4.2 Phase velocity tomography of surface waves using noise cross-correlation and array processing 85
4.2.1 Introduction 86
4.2.2 Data and pre-processing 87
4.2.3 Double beamforming method 89
4.2.4 phase shift measurement 91
4.2.5 Forward and inverse problem 93
4.2.6 Phase velocity map 94

4.2.7 Discussion 96
4.2.8 Conclusion 99
4.3 Discussion et perspectives 100

III Corrélation de Bruit et Ondes de Volume à l'Echelle Globale 103

5 Ondes de Volume : Observation et Exemples d'Applications 105
5.1 Contexte 105
5.1.1 Introduction 105
5.1.2 Objectifs et moyens 107
5.2 Teleseismic correlations of ambient seismic noise for deep global imaging of the Earth 108
5.2.1 Introduction 108
5.2.2 Data and cross-correlations 110
5.2.3 Possible applications 115
5.2.4 Conclusion 117
5.2.5 Details on data processing 118
5.3 Discussion 119

6 Ondes de Volume : Différentes Contributions 121
6.1 Contexte 121
6.2 Reverberations, coda waves and ambient noise : correlations at the global scale and retrieval of the deep phases 122
6.2.1 Introduction 122
6.2.2 Data and processing 124
6.2.3 Contributions to correlations 127
6.2.4 Long period processing 129
6.2.5 A specific geometry : FNET-LAPNET dataset 131
6.2.6 Conclusion 137
6.2.7 Details on dataset 138

Conclusions et Perspectives 141

Bibliographie 144

Introduction

La sismologie est l'étude de la propagation des ondes élastiques à l'intérieur de la Terre. Parmi les objectifs de cette discipline relativement récente, on retrouve la compréhension des mécanismes responsables des tremblements de Terre et l'évaluation de leurs dommages potentiels. On comprend facilement que les enjeux de ces connaissances, aussi bien pour la sauvegarde des vies humaines que des biens matériels, sont considérables. En lien étroit avec ces grands objectifs, une part importante des efforts des sismologues s'est rapidement portée sur la problématique de l'imagerie.

Par analogie au fait de voir grâce à la lumière, les ondes élastiques permettent de sonder l'intérieur de la Terre. Outre la connaissance fondamentale que cela nous apporte sur la structure de notre planète, l'imagerie est également nécessaire pour la compréhension des séismes : leur positionnement, étudier leur rupture, etc. Eclairer l'intérieur de la Terre nécessite l'emploi de sources suffisamment énergétiques. A l'échelle globale, ce sont les séismes eux-mêmes qui ont permis de détecter les grandes structures (croûte, manteau, noyau) et permettent encore aujourd'hui de modéliser l'intérieur du Globe. Hormis quelques explosions nucléaires, ces sources ne sont donc absolument pas maîtrisées par l'homme. Leur répartition spatiale, principalement limitée aux frontières des plaques lithosphériques (figure 1-a) ainsi que la complexité de leur mécanismes, sont des contraintes importantes sur la résolution des méthodes d'imagerie à cette échelle.

Généralement en sismologie, ce sont les vitesses des ondes, ou les variations spatiales de ces vitesses, que l'on souhaite imager ; ces dernières sont directement reliées aux propriétés de la matière que l'onde a traversée. La figure 1-b illustre la vitesse des ondes élastiques le long de l'axe radial de la Terre, depuis la surface jusqu'à son centre ; on peut clairement identifier la signature des grandes structure composant la Terre, comme par exemple la limite entre le manteau et le noyau vers 2900 km de profondeur.

A des échelles plus petites, l'intérêt de l'imagerie pour la prospection des ressources naturelles (pétrole, gaz...) n'est plus à prouver. L'amélioration perpétuelle des méthodes d'analyses du champ d'ondes a une incidence directe sur notre capacité à détecter de

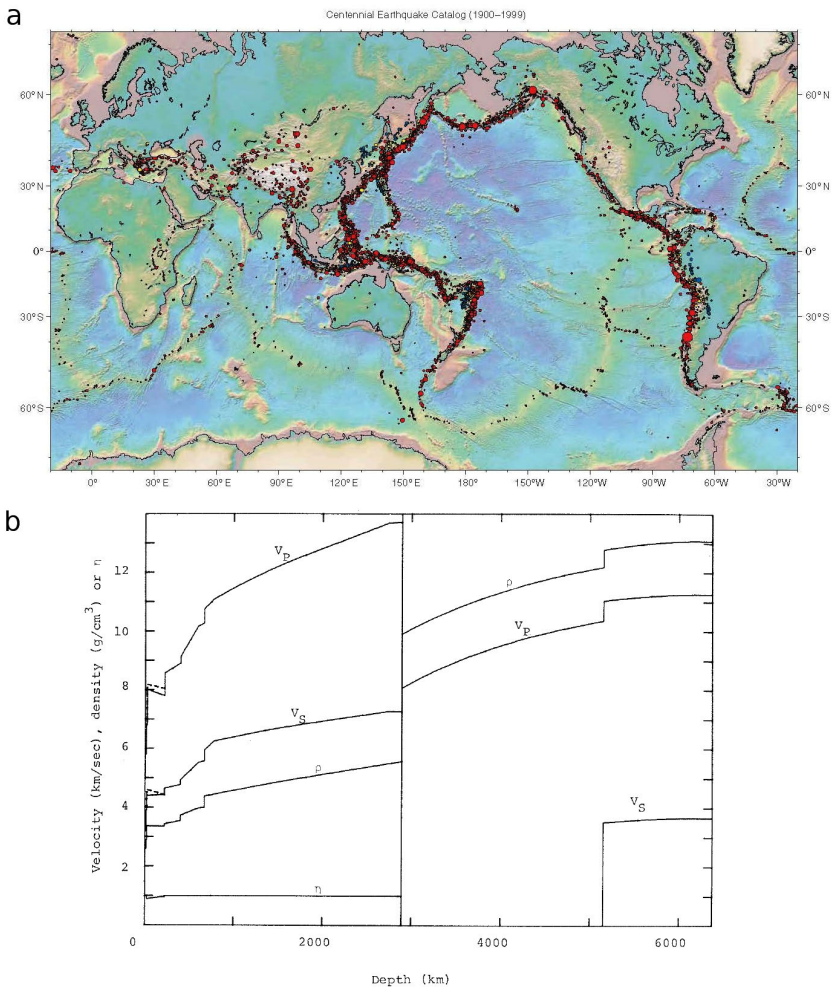

FIGURE 1 – (a) Localisation des séismes de magnitude supérieure à 5.5, sur une période couvrant le 20eme siècle. Le code couleur indique la profondeur : rouge pour les plus superficiels, jaune ceux à une profondeur intermédiaire et bleu pour les plus profonds. D'après Engdahl and Villaseñor [2002]. (b) Le *Preliminary Reference Earth Model*, (PREM). Ce modèle décrit la vitesse des ondes P (V_p), S (V_s) et la densité (ρ) en fonction de la profondeur. Le paramètre η (non dimensionné) caractérise l'anisotropie du milieu. D'après Dziewonski and Anderson [1981].

nouveaux gisements, ou plus récemment à les surveiller. Les sources sont ici complètement maîtrisées lors de l'acquisition des données ; il s'agit généralement d'explosions ou de vibrateurs. On peut noter que si on réduit encore l'échelle de l'expérience, on retrouve des méthodes similaires d'imagerie dans l'industrie, pour le contrôle non destructif, ou encore dans le domaine médical avec entre autre les techniques d'échographie. Toutes ces méthodes partagent une base théorique très proche, voire similaire.

Aujourd'hui, à toutes les échelles de la géophysique, des modèles 3D (voire 4D, pour la surveillance) de la vitesse des ondes dans le sous-sol sont construits couramment. Ceci est rendu possible grâce notamment au développement des moyens informatiques de stockage et de traitement massif de données, mais également aux méthodes performantes de modélisation du champ d'ondes. Contraindre ce type de problèmes d'imagerie requiert l'utilisation d'un grand nombre d'observables. Dans cet objectif, le recours à des réseaux denses de capteurs sismiques est devenu de plus en plus courant et, parallèlement, de nombreuses méthodes visant à améliorer la qualité des signaux observés ont vu le jour. Le traitement d'antenne représente une part importante de ces méthodes.

Un autre point important dans l'observation sismologique moderne est la capacité des instruments de mesure et d'acquisition à enregistrer en continu les oscillations du sol. Même en dehors des périodes d'activités sismiques, les stations sismologiques sont suffisamment sensibles pour enregistrer le bruit généré de manière permanente à la surface du globe : un homme qui marche près de la station, une route à des centaines de mètres ou une tempête à des milliers de kilomètres. Ce bruit, jusqu'alors considéré comme une nuisance dans l'enregistrement des séismes, est depuis une dizaine d'années utilisé pour l'imagerie. Le principe, basé sur la corrélation du champ ambiant (interférométrie), permet de considérer un couple de stations comme un couple source/station. Ainsi pour l'imagerie, la limitation liée à la distribution restreinte des sources est bien moins contraignante, étant donné qu'un capteur sismologique peut être disposé (presque) n'importe où sur Terre. Cette méthode permet d'augmenter de manière importante le nombre d'observables puisqu'un réseau de capteurs devient un réseau de sources potentielles.

Ce manuscrit est construit en trois parties. L'échelle spatiale investiguée augmente au fil des chapitres, depuis le laboratoire jusqu'à la Terre globale.

La première partie concerne essentiellement le traitement d'antenne. Après un premier chapitre introductif sur les méthodes classiquement utilisées en traitement du signal, le chapitre 2 illustre une méthode de traitement simultanée en émission et en réception : la double formation de voies. Dans la seconde partie, le chapitre 3 présente un état de l'art de la méthode de corrélation de bruit. Puis, dans le chapitre 4, cette méthode est combinée à la double formation de voies, dans le cadre d'une étude d'imagerie du centre des USA. Enfin, la dernière partie présente des perspectives pour la méthode de corrélation de bruit. Dans le chapitre 5, il est démontré que des ondes de volume, à l'échelle globale, peuvent être reconstruites par corrélation d'enregistrements continus. Une discussion détaillée sur l'origine de ce signal est réalisée dans le dernier chapitre.

Première partie

Techniques de Filtrages

Chapitre 1

Ondes Sismiques et Filtrages

Sommaire

1.1 Généralités 19
1.2 Traitements et filtrages classiques 27

1.1 Généralités

Ce chapitre a pour fonction d'introduire les notions nécessaires à la compréhension du manuscrit. Pour davantage de précisions, se reporter aux ouvrages classiques de sismologie [Aki and Richards, 2002, Stein and Wysession, 2003, Shearer, 2009].

1.1.1 L'équation d'onde

Soit un champ de déplacement $\boldsymbol{u} = (u_1, u_2, u_3)$ traduisant de petites variations relatives de position des points constituant un volume V par rapport à la taille de ce volume. Dans le cas ou V est homogène et isotrope, on peut décrire l'évolution spatiale et temporelle de $\boldsymbol{u}$ telle que :

$$\frac{\partial^2 \boldsymbol{u}}{\partial t^2} = \frac{(\lambda + 2\mu)}{\rho} \boldsymbol{\nabla}.(\boldsymbol{\nabla}.\boldsymbol{u}) - \frac{\mu}{\rho} \boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{u} + \boldsymbol{s} \tag{1.1}$$

avec ρ la masse volumique, λ et μ les coefficients de Lamé décrivant les propriétés élastiques de V. Ces trois paramètres restent constants dans tout le milieu (milieu homogène) quelle que soit la direction considérée (milieu isotrope). Le terme $\boldsymbol{s}$ représente une source d'excitation. Cette relation résulte directement du principe fondamental de la dynamique

et de la loi de Hooke qui décrit le comportement élastique des solides soumis à des déformations de faibles amplitudes. Le terme $\boldsymbol{\nabla}.\boldsymbol{u}$ décrit le transport d'une variation de volume alors que $\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{u}$ correspond à des rotations de faibles amplitudes.

En décomposant le champ de déplacement $\boldsymbol{u}$ en un potentiel scalaire ϕ et un potentiel vectoriel $\boldsymbol{\psi}$ tel que :

$$\mathbf{u} = \boldsymbol{\nabla}.\phi + \boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{\psi} \tag{1.2}$$

on obtient l'équation de d'Alembert, soit une forme simplifiée de l'équation d'onde :

$$\left[\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \Delta\right] F(\boldsymbol{x}, t) = 0 \tag{1.3}$$

avec Δ l'opérateur Laplacien, c une grandeur homogène à une vitesse et F désigne alternativement ϕ et $\boldsymbol{\psi}$ à la position $\boldsymbol{x}$ de l'espace et au temps t. Le terme entre crochets est l'opérateur d'alembertien (noté $\Box$). Le terme source est ici contenu dans les conditions initiales du problème. Cette équation est linéaire : si $f_1(\boldsymbol{x}, t)$ et $f_2(\boldsymbol{x}, t)$ sont solutions, alors $f_1 + f_2$ est également solution. Une des propriétés majeures de l'équation d'onde qui nous intéressera particulièrement dans ce manuscrit est que si $f(\boldsymbol{x}, t)$ est solution, alors $f(\boldsymbol{x}, -t)$ l'est aussi, on parle d'invariance par renversement du temps. En d'autres termes, une onde émise depuis une source peut converger vers cette dernière si le temps s'inverse.

Dans un cas simple réduit à une seule dimension d'espace, la solution générale de cette équation peut s'écrire :

$$F(x, t) = F^+(t - \frac{x}{c}) + F^-(t + \frac{x}{c}) \tag{1.4}$$

où les fonctions F^+ et F^- sont définies par les conditions initiales du problème. Elles décrivent respectivement une propagation vers $+\infty$ (progressive) et $-\infty$ (régressive) dans la dimension considérée (x). La vitesse de cette propagation correspond à la grandeur c. les fonctions F^+ et F^- sont des ondes planes. On peut ainsi remarquer que la solution de l'équation 1.3 est la somme de deux ondes planes se propageant avec la même vitesse mais dans des sens opposés.

1.1.2 Différents types d'ondes

1.1.2.1 Ondes de volume

La formulation de l'équation 1.3 pour les deux potentiels ϕ et $\boldsymbol{\psi}$ permet de distinguer les deux types d'ondes qui coexistent dans un solide élastique.

Onde P

Dans le cas du potentiel scalaire ϕ, l'équation 1.3 devient l'équation d'onde acoustique. Ses solutions prennent la forme suivante :

$$\phi(\boldsymbol{x}, t) = \phi^{+}(t - \frac{\boldsymbol{k}.\boldsymbol{x}}{\alpha}) + \phi^{-}(t + \frac{\boldsymbol{k}.\boldsymbol{x}}{\alpha}) \tag{1.5}$$

avec α la vitesse de l'onde :

$$\alpha = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \tag{1.6}$$

Le vecteur d'onde $\boldsymbol{k}$ décrit la direction et le sens de propagation de l'onde. On peut remonter au déplacement particulaire $\boldsymbol{u}$ en calculant le gradient de l'équation 1.7 (en notation indicielle) :

$$u_i = \frac{\partial \phi}{\partial x_i} = \frac{k_i}{\alpha}\phi^{+}(t - \frac{k_j.x_j}{\alpha}) + \frac{k_i}{\alpha}\phi^{-}(t + \frac{k_j.x_j}{\alpha}) \tag{1.7}$$

La direction du déplacement (polarisation) est colinéaire à la direction de propagation de l'onde. On parle d'onde P (pour *Pressure*, la pression), ou encore d'onde longitudinale.

Onde S

Dans le cas du potentiel vectoriel $\boldsymbol{\psi}$, la solution de l'équation 1.3 est :

$$\boldsymbol{\psi}(\boldsymbol{x}, t) = \boldsymbol{k}.[\boldsymbol{\psi}^{+}(t - \frac{\boldsymbol{k}.\boldsymbol{x}}{\beta}) + \boldsymbol{\psi}^{-}(t + \frac{\boldsymbol{k}.\boldsymbol{x}}{\beta})] \tag{1.8}$$

avec β la vitesse de l'onde :

$$\beta = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \tag{1.9}$$

Dans ce cas, le potentiel $\boldsymbol{\psi}$ étant colinéaire à la direction de propagation $\boldsymbol{k}$, le mouvement particulaire $\mathbf{u} = \boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{\psi}$ est perpendiculaire à cette direction. On parle alors d'onde S

(pour *Shear*, le cisaillement), ou d'onde transversale. On distingue communément les ondes S polarisées verticalement (SV) et horizontalement (SH).

Dans la Terre, les coefficients de Lamé étant tous deux de même ordre de grandeur, on peut parfois utiliser l'approximation $\alpha/\beta \approx \sqrt{3}$. L'onde P étant plus rapide, elle arrive en avance sur l'onde S. Ceci est bien visible sur les sismogrammes (figure 1.1). Le comportement purement cisaillant des ondes S rend leur propagation impossible dans les fluides, contrairement aux ondes P.

Remarque : solution harmonique et onde sphérique

Puisque l'équation d'onde est linéaire, toute solution peut être ramenée à une somme de sinus et de cosinus. On parle dans ce cas de solutions de type harmonique. Elles peuvent s'écrire (dans le domaine complexe) :

$$F(\boldsymbol{x}, t) = A(\boldsymbol{x}) exp(i(\omega t - \boldsymbol{k}.\boldsymbol{x})) \tag{1.10}$$

avec A décrivant l'amplitude de l'onde, $\omega = 2\pi f$ sa pulsation (fréquence angulaire) et $\boldsymbol{k}$ son vecteur d'onde (dans la direction de propagation). La fréquence f est l'inverse de la période, la durée d'une oscillation de l'onde. Le terme $(\omega t - \boldsymbol{k}.\boldsymbol{x})$ désigne la phase du signal. Par abus de langage, ce terme est souvent utilisé pour désigner une onde.

Dans un milieu sans perte (sans absorption) et dans le cas d'une onde plane ($\boldsymbol{k} = \boldsymbol{cste}$), l'amplitude A reste constante lors de la propagation. Pour une onde sphérique, c.-à-d. une onde se propageant dans toutes les directions à partir d'une source ponctuelle, l'amplitude décroît en $1/4\pi r$, avec r la distance à la source (coordonnées sphériques). L'énergie libérée par la source va, en se propageant, s'étaler sur la surface d'une sphère de rayon $r = c.t$. On parle de décroissance (ou divergence) géométrique. Une onde plane peut être interprétée comme une onde sphérique dont la source est placée à l'infini.

1.1.2.2 Ondes de surface

Dans la nature, les solides ne sont pas infinis et leurs frontières peuvent générer d'autres types d'ondes. Dans le cas simple d'une surface libre de contrainte au sommet d'un demi-espace homogène (comme décrit précédemment), les ondes P et SV interfèrent à la surface pour générer l'onde de Rayleigh. Sa polarisation en surface est elliptique rétrograde et contenue dans le plan défini par la direction de propagation et la verticale. Sa vitesse est légèrement inférieure à celle des ondes S ($\sim 0.9\beta$). L'onde de Rayleigh

est un cas particulier de l'onde de Stoneley qui apparaît toujours aux interfaces de type fluide/solide et sous des conditions particulières dans le cas solide/solide.

Si le milieu est tabulaire (milieu comprenant une superposition de couches homogènes), et avec un gradient positif de vitesses (la vitesse des couches croît avec la profondeur), alors une onde SH peut être piégée (guidée) en proche-surface et interférer avec elle-même. Le résultat de cette interférence est une onde de Love. Cette onde est polarisée dans le plan de la surface, transversalement à la propagation (SH le long de la surface). Sa vitesse est proche de celle de l'onde SH.

L'amplitude de ces deux ondes décroît avec la profondeur. Elles sont généralement dispersives, c.-à-d. que leur vitesse est fonction de leur fréquence. Cette dispersion provoque une déformation de la forme de l'onde : elle s'étale dans le temps. On peut alors distinguer deux types de vitesses : la vitesse de phase, correspondant à la vitesse à une fréquence particulière, et la vitesse de groupe, correspondant à la vitesse d'un « paquet » d'ondes (gamme de fréquences). Puisque ces ondes sont confinées à la surface, leur divergence géométrique n'est pas sphérique mais cylindrique ($1/\sqrt{r}$). C'est une des raisons pour laquelle elles dominent les sismogrammes (figure 1.1 et 1.2)

La figure 1.1 montre un exemple d'enregistrement d'un séisme (sismogramme) à une distance épicentrale de 110° (mesurée à la surface de la Terre). Le capteur enregistre le déplacement du sol selon 3 directions. Différentes ondes, ou phases, dont les temps d'arrivées à la station sont différents, sont identifiables sur ces enregistrements. Le présence de phases multiplement réfléchies et transmises traduit la complexité de la structure interne de la Terre. On remarque également des différences d'amplitude entre ces phases. L'onde de Rayleigh est bien visible sur les composantes verticale et radiale. L'onde de Love est uniquement visible sur la composante transversale. Le caractère dispersif de ces ondes se traduit ici par l'arrivée plus rapide des basses fréquences.

1.1.3 Rai et front d'onde

On réécrit la solution harmonique de l'équation d'onde sous la forme :

$$F(\boldsymbol{x}, t) = A(\boldsymbol{x}) exp(i\omega T(\boldsymbol{x}, t)) \tag{1.11}$$

On définit un front d'onde comme l'ensemble des points pour lesquels T (le facteur de phase) est constant. Toujours sous l'approximation d'un milieu homogène, mais en ajoutant l'hypothèse d'une fréquence infinie, on peut montrer, en partant de l'équation

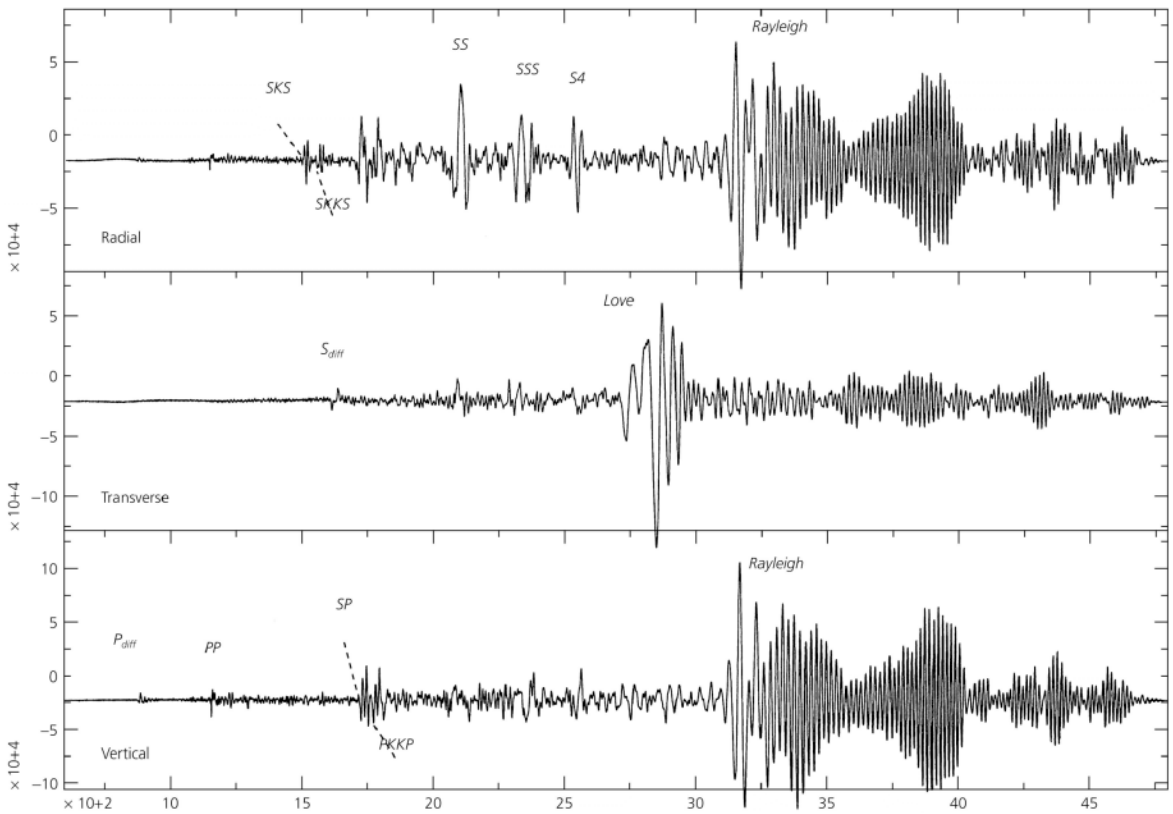

FIGURE 1.1 – Sismogrammes d'un séisme superficiel au Vanuatu ($M_w = 7.7$) enregistrés à 110° (soit $\sim 12,250\ km$) de distance à la source et sur une station 3 composantes. (a) Composante radiale (horizontale dans la direction de la source). (b) Composante transversale (horizontale perpendiculaire à la direction de la source). (c) Composante verticale. D'après Stein and Wysession [2003].

d'onde (équation 1.3), que T est solution de l'équation :

$$A \parallel \boldsymbol{\nabla} T \parallel^2 = \frac{A^2}{c^2} \tag{1.12}$$

En négligeant le terme d'amplitude, on obtient l'équation de l'Eikonal :

$$\parallel \boldsymbol{\nabla} T \parallel = \frac{1}{c} \tag{1.13}$$

Cette équation permet de considérer la propagation des ondes élastiques de la même façon que des rais lumineux, un rai étant défini comme la direction perpendiculaire au front d'onde. Ainsi les principes de l'optique géométrique vont s'appliquer, et notamment la relation de Snell-Descarte décrivant les conditions de réfraction et réflexion à interface entre deux milieux.

1.1.4 Fonction de Green

Par définition, on appelle fonction de Green de l'équation d'onde la solution élémentaire $G(\boldsymbol{x}, t)$ telle que :

$$\Box G(\boldsymbol{x}, t) = \delta(\boldsymbol{x})\delta(t) \tag{1.14}$$

avec δ la fonction Dirac. En terme de fonction de transfert, la fonction de Green est la réponse impulsionnelle spatiale et temporelle du système défini par l'équation d'onde. C'est le signal qu'enregistrerait un capteur parfait, dans n'importe quel milieu de propagation, si la source était une impulsion ($\delta(\boldsymbol{x})\delta(t)$). Puisque par définition, δ contient toutes les fréquences, G à la particularité de contenir toute l'information liée à la propagation. Connaître G, c'est connaître la structure du milieu. C'est donc l'objectif que l'on souhaite atteindre en prévision des études d'imagerie.

En sismologie, la source du signal nécessaire à l'imagerie est complexe. Qu'il s'agisse d'un séisme, d'une explosion ou de camion vibreurs, le signal enregistré au niveau des récepteurs contient toujours la signature de la source. Il devient alors difficile de déterminer quelle part du signal correspond respectivement à la source et au milieu. Seule une connaissance précise de la source (bande de fréquence, amplitude) peut permettre, par une opération de convolution, de remonter à G. Dans la nature, cette connaissance est toujours limitée et G ne peut être qu'approximée.

1.1.5 Diffraction - Diffusion

La Terre est un milieu hétérogène. Si la dimension de ces hétérogénéités est inférieure à la longueur d'onde de l'onde incidente, alors ces hétérogénéités se comportent comme des sources secondaires ponctuelles : des points diffractants. Chaque point va réémettre une onde sphérique avec une amplitude proportionnelle à l'onde incidente. Cette approche du phénomène de diffraction correspond au principe de Huygens-Fresnel et permet de conserver l'approximation des hautes fréquences (équation de l'Eikonal 1.13) souvent plus simple à se représenter. Suivant ce principe, une hétérogénéité plus étendue dans l'espace peut être considérée comme une succession de points diffractants. Les fronts d'ondes générés par ces diffracteurs sont libres d'interférer de façon cohérente ou incohérente pour former un champ d'ondes plus complexe au sein du volume. Dans ce type de milieu, les ondes directes (balistiques), émises depuis une source (primaire), sont atténuées aux dépens des ondes diffractées. Si l'hétérogénéité devient trop importante, alors les ondes balistiques disparaissent totalement et l'équation d'onde (équation 1.3) tend à ne plus décrire le transport d'énergie dans le milieu : le champ devient diffus.

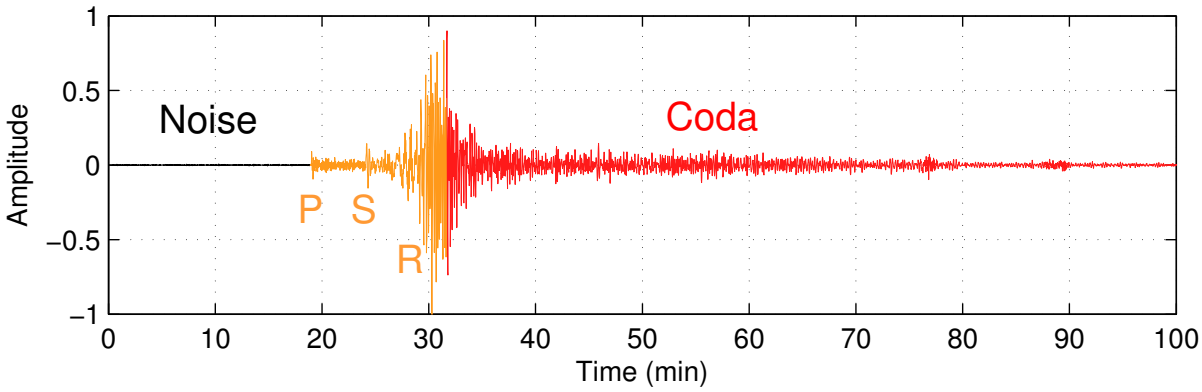

FIGURE 1.2 – Sismogramme enregistré par la composante verticale de la station T31A du réseau USArray (TA). La source du séisme est située dans l'archipel Haida Gwaii ($M_w = 6.6$). Les ondes de volume balistiques (P et S) et l'onde de Rayleigh (R) sont en orange. Les arrivées tardives (en rouge) correspondent à la coda sismique. L'amplitude de la coda décroît vers le niveau du bruit de fond (Noise).

En sismologie la diffusion complète du champ d'ondes intervient, à relativement haute fréquence, dans des structures extrêmement perturbées comme les volcans ou certaines zones de failles. Par contre une diffraction forte peut être observée à différentes échelles de la Terre. L'enregistrement d'un séisme à la surface laisse apparaître des arrivées (phases) tardives dont l'amplitude décroit exponentiellement avec le temps : c'est la coda sismique [Aki, 1969, Aki and Chouet, 1975]. Un exemple est donné dans la figure 1.2 pour un séisme de magnitude $M_w = 6.6$ enregistré à 2600 km (régional). A cette échelle, c'est l'hétérogénéité de la croûte qui est responsable de la coda.

1.1.6 Différentes échelles d'applications

L'étude des ondes mécaniques trouve de nombreuses applications à des échelles extrêmement variées. A petite échelle, elles permettent par exemple le contrôle non destructif de matériaux dans l'industrie (échelle du millimètre). C'est le domaine ultra-sonore (kHz-MHz). A grande échelle, c'est en partie l'observation des ondes voyageant profondément à l'intérieur de la Terre qui a permis de découvrir, de vérifier ou de préciser l'existence de ses grandes structures : croûte, manteau, noyau ; c'est le domaine de la sismologie globale où les fréquences d'intérêt peuvent être largement inférieures au Hz. Le tableau 1.1 illustre des domaines d'applications possibles ainsi que les ordres de grandeur (spatiaux et temporels) associés.

Domaine d'application (exemples)	Acoustique ultra-sonore (laboratoire, industrie, médecine)	Acoustique sous-marine (armement, biologie)	Sismique proche-surface (BTP)	Sismique (industrie pétrolière)	Sismologie grandes échelles
Echelle fréquentielle	MHz-kHz	10kHz-100Hz	100Hz-10Hz	10Hz-1Hz	1Hz-0.01Hz
Echelle spatiale	mm-cm	m-km	m-100m	100m-km	>10km
Type d'onde	acoustique / élastique	acoustique	élastique	élastique	élastique
Régime	tous les régimes	diffraction faible	diffraction variable		diffraction faible

TABLE 1.1 – Exemples d'applications des ondes mécaniques et leurs échelles spatiales et temporelles associées.

1.2 Traitements et filtrages classiques

La première étape de l'étude d'un champs d'ondes est sa mesure. Les capteurs utilisés en sismologie enregistrent les variations de déplacement, de vitesse ou d'accélération du sol au cours du temps. L'enregistrement contient le signal utile, porteur d'information, et une part de bruit, c.-à-d. l'ensemble des signaux parasites provenant du milieu ou de l'instrumentation. L'objectif du « traitement du signal » est l'extraction du signal utile. Cette extraction est réalisée lorsque l'amplitude du signal porteur d'information est suffisamment importante, relativement à l'amplitude du bruit (rapport *signal/bruit*, SNR), pour réaliser une mesure. Le bruit peut être considéré comme un signal cohérent ou incohérent (aléatoire). Dans le premier cas, il pourra être étudié, traité et éventuellement interprété comme une partie « utile » du champ d'onde. Dans le second cas, la connaissance de ses caractéristiques restera plus superficielle (amplitude relative, largeur de bande fréquentielle) ; des méthodes de traitement (souvent par sommation et/ou matricielle) permettront au mieux de limiter ses effets. Les techniques de filtrages constituent un sous-ensemble de méthodes de traitement du signal qui ont pour but de séparer les ondes et ainsi d'augmenter (artificiellement) le SNR. Un filtrage classique (de type gabarit) est décomposable en trois étapes :

- La projection (directe) des données de leur domaine initial (le plus souvent temps-espace) dans un autre domaine où la séparation est possible.
- L'application d'un masque (gabarit), c.-à-d. conserver ou retirer une partie du signal.

- Le retour dans le domaine initial par la projection inverse.

Sans même parler de filtrage, on peut noter que la projection des données est souvent un moyen d'observation à part entière. Des mesures peuvent être réalisées dans un domaine qui n'est pas celui d'origine (temps-espace).

Ce paragraphe a pour objectif d'illustrer certains traitements utilisés classiquement en sismologie et utiles dans la compréhension du manuscrit. Il ne s'agit pas d'une description exhaustive ; de nombreux ouvrages sur le traitement du signal discutent les méthodes de projections ainsi que des critères de filtrage et leurs applications : Yilmaz [2001], Mari et al. [2001], Mars [2003] en prospection sismique, ou Rost and Thomas [2002, 2009] en sismologie.

1.2.1 Transformation de Fourier en temps et en espace

La transformation de Fourier (TF) est la généralisation de la décomposition en série de Fourier pour des fonctions non périodiques. C'est une transformation standard, à la base du traitement du signal. Pour un signal temporel $p(t)$, cette opération (ou projection) permet d'accéder au contenu fréquentiel $P(f)$ ou spectre du signal. Si le signal d'origine n'est pas temporel mais échantillonne l'espace ($p(x)$), via un ensemble de capteurs (un réseau [1]), la transformation est identique et le résultat est fonction d'une fréquence spatiale. Ramenée à un terme de pulsation, cette fréquence spatiale appelée nombre d'ondes (k), correspond à la norme du vecteur d'onde $\boldsymbol{k}$ défini pour les solutions de type harmonique (équation 1.10). C'est l'inverse de la longueur d'onde. Le résultat d'une TF spatiale est noté P(k). Par commodité, le terme fréquence utilisé seul, indique une fréquence temporelle. La transformation de Fourier inverse (TF^{-1}) permet de revenir dans le domaine initial (temps ou espace).

Dans les deux cas (spatial et temporel), les signaux à traiter étant discrets, il est nécessaire que l'échantillonnage soit suffisamment dense pour être en mesure de décomposer les plus hautes fréquences du signal. A deux échantillons successifs doit correspondre au minimum une demie oscillation, associée à la plus haute fréquence contenue dans le signal (critère de Nyquist-Shannon). Dans le cas inverse, les hautes fréquences mal échantillonnées vont introduire des erreurs dans le spectre : c'est le phénomène de repliement ou *aliasing*. De plus, la fenêtre d'observation dans la dimension considérée

1. Un réseau désigne un ensemble de capteurs déployés et/ou utilisés dans un même objectif. Par abus de langage on utilisera dans ce manuscrit le mot « antenne » de façon synonyme. Ce dernier faisant référence à l'ensemble des méthodes de traitement applicables aux enregistrements des réseaux de capteurs et initialement développés dans le domaine de l'électromagnétisme.

(support des signaux) étant finie, la résolution, c.-à-d. la capacité de séparation de deux ondes quasi-similaires, l'est aussi (critère de Rayleigh dans la théorie de la diffraction).

Dans le cas où des signaux enregistrés sur différents capteurs sont pris indépendamment les uns des autres ($p(t)$, traces sismiques), un filtrage dans le domaine des fréquences permet de séparer deux ondes qui ne possèdent pas le même contenu spectral (temporel). Si maintenant on considère ce même jeu de données mais que les traces sont ordonnées suivant une dimension spatiale x telle que $p(t, x)$ échantillonne le temps et l'espace, une TF sur ces deux dimensions (TF2D) permet de représenter les données dans le domaine fréquence-nombre d'onde ($P(f, k)$, domaine fk). Cette transformation est interprétable comme la projection des données sur un ensemble d'ondes planes couvrant l'espace des phases : à chaque onde correspond un couple $[f, k]$ comme défini pour la solution harmonique (équation 1.10).

En laboratoire et parfois en prospection sismique, où un grand nombre de capteurs peuvent être déployés de façon équidistante à la surface, ce type de transformation est très courant. L'échantillonnage régulier en espace permet d'appliquer strictement la même transformation sur les deux dimensions : le plus souvent un algorithme de fft (*fast fourier transform*). Or en géophysique, et en sismologie en particulier, cet échantillonnage régulier dans l'espace est rare. Le moyen le plus simple pour parer à cet inconvénient est de projeter la dimension spatiale les données sur un ensemble d'ondes planes définies a priori pour une gamme de vecteurs d'ondes k (TF discrète). La seule limitation est le problème d'aliasing énoncé précédemment : le réseau de capteurs doit être suffisamment dense pour échantillonner correctement dans la gamme de vecteurs d'ondes considérée.

La projection dans le domaine fk peut être généralisée pour des données échantillonnant des dimensions spatiales supplémentaires ($p(t, x, y, z)$). Chaque dimension ajoutée étant un moyen supplémentaire de séparer davantage les différentes ondes incidentes sur le réseau. Ainsi le résultat de la transformation ($P(f, k_x, k_y, k_z)$) donne accès au vecteur d'onde complet. En géophysique la surface de la Terre impose (le plus souvent, si on ne considère pas le cas des récepteurs enterrés) de limiter le déploiement des réseaux aux deux dimensions x et y. Dans ce cas, seules les composantes horizontales du vecteur d'onde sont connues.

La fréquence et le vecteur d'onde sont reliés par la vitesse tels que : $\boldsymbol{k} = \omega/\boldsymbol{c} = \omega.\boldsymbol{u}$, avec $\omega = 2\pi f$ la pulsation, $\boldsymbol{c}$ le vecteur vitesse et $\boldsymbol{u}$ le vecteur lenteur. Ainsi à fréquence donnée, le domaine fk est directement proportionnel au domaine f-lenteur, domaine souvent plus simple à interpréter. Dans le cas où le réseau est déployé à la surface, le vecteur lenteur considéré n'est que la projection horizontale du vecteur lenteur de l'onde incidente : on parle de lenteur apparente, ou horizontale. Une schématisation

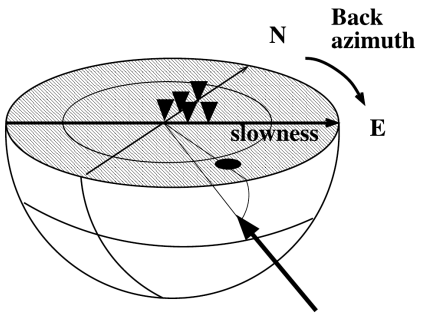

FIGURE 1.3 – Représentation schématique de la transformation fk pour un réseau de capteurs (triangles noirs) couvrant les deux dimensions de la surface de la Terre (repère Nord-Est). C'est le cas classique en sismologie. Une onde plane, représentée ici par son vecteur d'onde (flèche) intersecte une demie sphère imaginaire sous le réseau. La projection de cette intersection sur la surface donne un maximum d'amplitude dans le plan (k_x, k_y) soit à une fréquence donnée $(u_x, u_y, slowness)$. D'après Rost and Thomas [2002].

de la transformation fk est donnée figure 1.3.

D'un point de vue pratique, il n'est pas toujours nécessaire de projeter les données dans les domaines des fréquences et des nombres d'ondes simultanément. Ces deux traitements peuvent être réalisés séparément, ou être remplacés par d'autres projections en onde plane, ou d'autres transformations permettant la séparation des ondes.

1.2.2 Slant stack / $\tau - p$ / Vespa

Un autre traitement basique très utilisé aussi bien en prospection sismique qu'en sismologie repose sur la décomposition du champ d'onde enregistré via l'utilisation de la lenteur apparente sur le réseau. Pour un jeu de données $p(t, x)$ cette transformation comprend un changement de variable et une sommation, telle que :

$$p(\tau, u) = \sum_x p(t - ux, x) \tag{1.15}$$

avec $\tau = t - ux$. Cette transformation a surtout l'avantage de ne pas faire intervenir de TF et est donc moins coûteuse en temps de calcul. Également valable pour des réseaux de capteurs déployés sur deux dimensions de l'espace, cette projection porte plusieurs noms suivant ses domaines d'utilisations. En prospection sismique c'est un slant-stack [Schultz and Claerbout, 1978] en référence à la sommation pour différentes vitesses (pentes dans le domaine temps-espace), ou encore une transformation $\tau - p$ avec p le paramètre de rai (la lenteur apparente). En sismologie on retrouve ce type de traitement sous le nom de Vespa (*Velocity spectral analysis*, Davies et al. [1971]) ou formation de voies (*beamforming*, Lacoss et al. [1969]). Ces méthodes sont discutées plus en détail chapitre 2 et 4.

On peut toutefois remarquer l'analogie de cette transformation avec la TF spatiale définie précédemment sauf qu'ici la projection en onde plane correspondant au terme ux (loi de retard) n'est pas réalisée dans le domaine spectral. Pour être précis, cette transformation correspond à une TF discrète mais sans l'hypothèse sur la nature harmonique de l'onde. Comme pour une TF, la transformation est réversible et un filtrage par gabarit peut être appliqué : on peut ainsi conserver, ou au contraire supprimer les ondes planes correspondant à une gamme de lenteurs. Enfin on peut également remarquer que pour un slant-stack, la loi de retard est linéaire (onde plane). L'utilisation d'autres lois de retard, correspondant à des fronts d'ondes avec des géométries plus complexes interceptant le réseau de capteurs est possible via la transformation de Radon (généralisation de la transformation $\tau - p$). Ce type de projection est utilisé par exemple en prospection sismique pour traiter la forme hyperbolique des ondes réfléchies ou pour traiter le problème des multiples [Foster and Mosher, 1992].

1.2.3 Analyse temps-fréquence

Des méthodes comprenant une analyse spectrale et temporelle simultanées existent également. Une TF sur des fenêtres temporelles glissantes permet de mesurer et éventuellement filtrer les variations temporelles du contenu spectral du signal. Cette méthode (spectrogrammes) est notamment utilisée en sismologie pour trier des événements sismiques dont le contenu fréquentiel diffère : par exemple des séismes proches et lointains, des éboulements, des sources d'origine humaine, etc.. Pour l'imagerie, cette méthode permet également de mesurer la dispersion des ondes de surface sans recourir à un réseau de capteurs. Si la distance à la source est connue, un diagramme vitesse-fréquence permet de construire la courbe de dispersion (variation de la vitesse en fonction de la fréquence) pour l'onde et le trajet considérés (FTAN, Dziewonski et al. [1969]). Il faut noter que traiter des traces plus courtes dans le temps induit directement une diminution de la résolution lors de la décomposition du champ d'onde.

Pour améliorer la qualité des mesures, d'autres méthodes ont été introduites comme la transformation en ondelette [Daubechies, 1990, Chakraborty and Okaya, 1995] ou plus récemment la *S-transform* [Stockwell et al., 1996] ou les *curvelets* [Candès et al., 2006]. Ces méthodes généralisent la TF en décomposant le signal sur des fonctions limitées dans le temps et non sinusoïdales : les ondelettes.

1.2.4 D'autres méthodes

Le domaine du traitement du signal est extrêmement vaste. De nombreuses autres méthodes permettent l'étude et/ou le filtrage d'un signal. Parmi elles, on peut identifier les méthodes matricielles décomposant les données dans un sous-espace de signal (cohérent) et un sous-espace de bruit (incohérent) [Mars et al., 2004]. La plus utilisée étant la décomposition en valeur singulière et ses variantes comme par exemple la méthode MUSIC (*MUltiple SIgnal Characterization*, Schmidt [1986]).

Des méthodes non-linéaires ont également été développées essentiellement pour améliorer la résolution des détections. On peut citer par exemple les techniques de fk haute-résolution initialement proposées par Capon [1969] (*Minimum Variance Distortionless Response*, MVDR). La méthode MVDR minimise l'impact du réseau sur la résolution par une pondération adaptative des signaux considérés. Dans cette transformation, la phase du signal n'est pas conservée.

Des variantes, ou généralisations, aux méthodes de type fk (adaptative ou non) sont également très utilisées pour la localisation des sources (*matched field*, Bucker [1976]). Dans ce cas, il ne s'agit pas simplement de mesurer la direction d'incidence d'une onde plane sur le réseau mais de tester chaque position de l'espace en tant que source du signal. Concrètement cela revient à une comparaison des données avec un signal théorique (un replica). Dans le cas d'un slant-stack, le replica est une onde plane (source à l'infini).

Enfin, tout un ensemble de filtrages repose sur le principe simple de soustraction d'une partie du champ. La partie soustraite étant généralement modélisée numériquement au préalable.

1.2.5 Conclusion

De nombreuses méthodes dérivent et/ou combinent celles présentées dans ce chapitre. On peut noter que les méthodes utilisant des réseaux de capteurs dans le but de mesurer les propriétés spatiales (directivité, vitesse) du champ d'onde, ou plus généralement d'utiliser ces propriétés pour améliorer le SNR, peuvent être regroupées dans le domaine du traitement d'antenne. A toutes les échelles de la géophysique, le traitement d'antenne s'est développé ces dernières années parallèlement aux capacités informatiques de stockage des données et des puissances de calculs. Aujourd'hui, il n'est pas rare qu'une campagne d'acquisition dans l'industrie pétrolière mette en jeu des dizaines de milliers de capteurs, ce qui représente un volume de données extrêmement important.

Dans ce chapitre, il n'a été question que de traitements visant des réseaux de récepteurs, hors la plupart des traitements peuvent être appliqués à des réseaux de sources de façon similaire. Ceci fera l'objet du chapitre 2 à l'échelle de la géophysique de prospection (km) et du chapitre 4 à l'échelle continentale.

Chapitre 2

Double Formation de Voies : du Laboratoire à la Géophysique

Sommaire

2.1 Contexte 35
2.2 Application en laboratoire 37
2.3 Double beamforming in a seismic prospecting context . . . 39
2.4 Discussion 55

2.1 Contexte

2.1.1 Réseaux de sources

De la même manière qu'un réseau de récepteurs, un réseau d'émetteurs est composé d'un ensemble de sources indépendantes, réparties dans l'espace. L'application d'un traitement d'antenne en émission est possible à partir du moment où ces sources sont contrôlées, c.-à-d. que le jeu de données contient les enregistrements correspondants à l'ensemble des couples sources/récepteurs (indépendamment). Suivant le principe d'une antenne réceptrice qui permet d'osberver un champ d'ondes dans une direction particulière de l'espace, une antenne source permet l'émission d'un champ dans une direction préférentielle. Dans le cadre de l'imagerie, si on peut résumer l'intérêt d'un traitement en réception par l'objectif de mieux « voir » un objet, le traitement en émission permet de mieux « l'éclairer ».

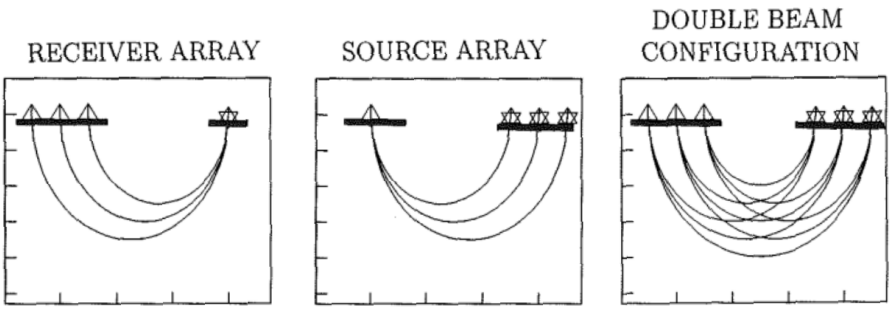

FIGURE 2.1 – Schéma illustrant la combinaison des traitements en émission et en réception pour la méthode de double formation de voies. Les sources et les récepteurs sont respectivement représentés par des étoiles et des triangles. D'après Weber et al. [1996].

2.1.2 Double traitement d'antenne

L'utilisation simultanée d'un réseau de sources et d'un réseau de récepteurs permet de combiner leurs avantages : augmenter le SNR et mesurer les caractéristiques spatiales du champ d'ondes. De la même manière qu'un traitement d'antenne classique (section 1.2), un double traitement d'antenne permet la décomposition spatiale du champ d'ondes, et potentiellement son filtrage, au niveau des deux réseaux. Cette combinaison de traitements en émission et en réception est illustrée figure 2.1.

En sismologie (grande échelle), les réseaux de sources sont relativement peu courants puisque les sources principales du signal, c.-à-d. les séismes, ne sont pas contrôlées : leur position, ainsi que leur mécanisme sont mal contraints. Une solution proposée dès la fin des années 60, repose sur l'utilisation de site d'essais d'explosions nucléaires [Niazi, 1969]. La première application de type double traitement d'antenne à grande échelle est réalisée par [Krüger et al., 1993]. Dans le cadre de l'étude de l'interface manteau-noyau, ils appliquent une double formation de voies (*double beamforming*, DBF), c.-à-d. une transformation équivalente à un $\tau - p$ (équation 1.15) mais simultanément en émission et en réception. Leur objectif est de détecter une onde de faible amplitude dans les enregistrements (phase PdP, réflexion sur la couche D").

Ce chapitre a pour but d'introduire le traitement de type DBF à travers deux expériences : la première à l'échelle du laboratoire, la seconde plus détaillée, à l'échelle d'une acquisition de prospection pétrolière.

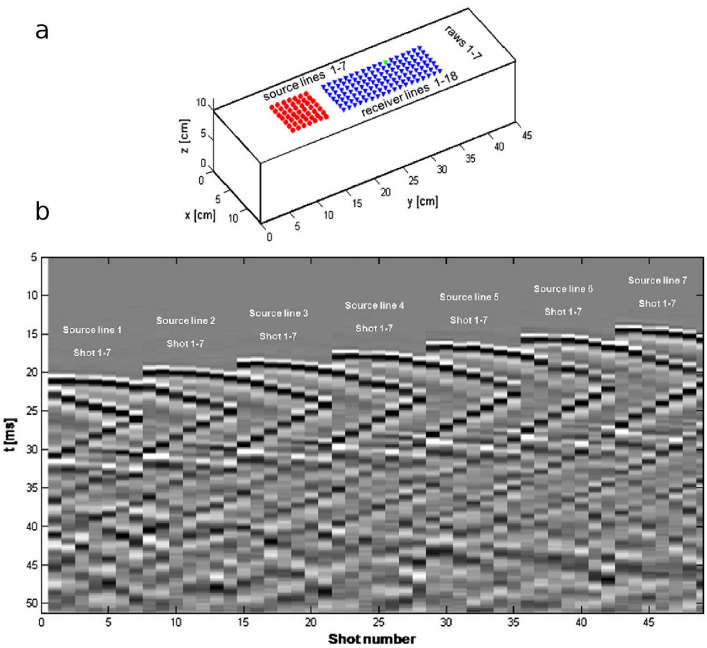

FIGURE 2.2 – Illustration d'une expérience de filtrage par DBF dans un gel agar-agar. (a) Schéma de l'expérience. Un réseau carré de 7x7 sources (en rouge) reste fixe. Un réseau de récepteurs (en bleu) de même taille occupe successivement plusieurs positions suivant l'axe Y. (b) Enregistrement brutes de toutes les sources par un récepteur (en vert sur le schéma (a)). Modifiée d'après de Cacqueray et al. [2011].

2.2 Application en laboratoire

L'échelle du laboratoire a pour intérêt principal le contrôle des conditions de l'expérience : le nombre et la géométrie des sources et des récepteurs sont choisis par l'opérateur. Le milieu de propagation peut également être adapté à l'objectif de l'étude, ce qui représente un avantage certain comparé à une acquisition sur le terrain. L'imperfection de l'acquisition des données ainsi que les conditions réelles de la propagation du champ d'ondes (et ses aléas), rendent l'expérience en laboratoire plus proche des conditions rencontrées en géophysique qu'une propagation simulée numériquement.

de Cacqueray et al. [2011] [1] ont réalisé, via un traitement DBF, la séparation de différentes ondes enregistrées dans un milieu réverbérant. Ce milieu est constitué d'un gel aqueux (agar-agar) de dimensions $10\,cm \times 15\,cm \times 45\,cm$. La figure 2.2-a schématise l'expérience. Un réseau de sources piezo-électriques est disposé à la surface du gel. Les sources sont activées successivement et le champ est mesuré en différents points par un interféromètre laser. Les mesures successives constituent un réseau de récepteurs. L'enregistrement des différentes sources par un point du réseau récepteur est représenté figure 2.2-b. Sur cette image on distingue nettement la première arrivée (vers $20\,ms$ pour la première source). Les réverbérations multiples sur les bords du volume rendent les arrivées tardives de plus en plus difficiles à distinguer : après $30\,ms$ les différentes

1. Article publié en 2011 dans Journal of Applied Geophysics, 74(2–3) par B. de Cacqueray, P. Roux, M. Campillo, S. Catheline, and P. Boué

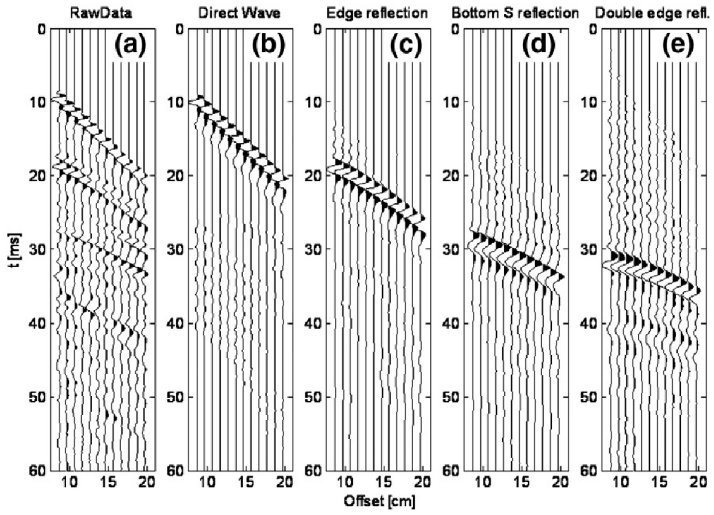

FIGURE 2.3 – Séparation d'ondes par DBF. Comparaison entre une section classique « point-à-point » (a) et après filtrage (b-c). Les ondes directes (b) et les différentes réflexions sur les bords du gel (c-e) sont extraites après DBF. D'après de Cacqueray et al. [2011].

réflexions arrivent simultanément sur le récepteur.

La figure 2.3 montre le résultat de la séparation de différentes ondes après un traitement de type DBF. La méthode est détaillée dans la section 2.3. Pour cette expérience, l'antenne source reste fixe, mais l'antenne réceptrice est progressivement décalée et s'éloigne du réseau source (*offset*). En comparaison avec une section classique, réalisée avec un point source et une ligne de récepteurs (figure 2.3-a), des ondes dont les trajets diffèrent, mais avec les mêmes temps d'arrivées, peuvent être séparées spatialement par traitement d'antenne. Par exemple l'onde réfléchie sur le fond du gel est extraite (figure 2.3-d) malgré la présence d'autres arrivées simultanées (réflexion latérale, figure 2.3-e).

Ce cas particulier d'une onde masquée par une autre, qui elle reste en surface, est similaire au problème du *ground roll* rencontré en prospection sismique lors des acquisitions terrestres. Les ondes de Rayleigh diffractées par les hétérogénéités présentes en surface peuvent masquer le signal utile, de faible amplitude, correspondant aux ondes de volume réfléchies en profondeur. On peut noter que d'autres études comme celle de Campman et al. [2005] discutent l'intérêt d'une approche à l'échelle du laboratoire pour traiter des problèmes rencontrés en géophysique, et en particulier le problème de la diffraction en proche surface (*ground roll* et corrections statiques).

La section suivante illustre l'utilisation d'un traitement DBF à l'échelle d'un réseau de prospection sismique.

2.3 Double beamforming in a seismic prospecting context

Article publié en mai 2013 dans *Geophysics, 78(3)*
par *Boué P., Roux P., Campillo M. et de Cacqueray B.*

abstract

The use of large number of sensors is becoming more common both at large continental scale for deep-structure in seismology and at smaller scale with exploration geophysics objectives. Seismic arrays require array processing from which new type of observables contribute to a better understanding of the wave propagation complexity. Among these array processing techniques, this study focuses on a way to select and identify different phases between two source-receiver arrays based on the Double BeamForming (DBF) method. At the exploration geophysics scale, the goal is to identify and separate low-amplitude body waves from high-amplitudes dispersive surface waves. A synthetic data set from a finite-difference time-domain simulation is first used to validate the array processing method. From directional information obtained with DBF and due to the double-plane wave projection, it is demonstrated that surface and body waves can be extracted with a higher efficacy compared to classical beamforming even at short offset. A seismic prospecting data set in a laterally-heterogeneous medium is then investigated. This data set is a high-resolution survey which provides a perfect control on source and receiver arrays geometry. The separation between the direct surface and body waves is observed after DBF and ray bending is discussed from the additional azimuthal information.

2.3.1 Introduction

Separation and extraction of different wavefronts propagating in the Earth is a major problem in global seismology as well as in seismic exploration. For seismometers at long distance from the source, waves naturally separate in the time domain, according to their different velocities along their ray path. However, in the case of short offsets and complex media with many possible ray paths, time separation between the different wave types is not possible which results in wave mixing that classically blurs the subsurface imaging algorithms. To improve wave separation, seismic arrays and array processing algorithms have been used since the beginning of the 1960s [Carpenter, 1965, Green et al., 1965, Filson, 1975].

In global seismology, array processing methods have been classically developed with receiver arrays. Seismic array analysis presents two main advantages compared to point-to-point analysis : it improves the Signal-to-Noise Ratio (SNR) by stacking individual recordings, and adds directional information to the received signals [Rost and Thomas, 2002, 2009]. Cluster of sources were rarely used in global seismology because of the imprecision on source parameters issued from seismic events. Some studies based on nuclear test signals as part of a source array have been used to refine the Earth model [Niazi, 1969, Goldstein et al., 1992, Krüger et al., 1993, Weber et al., 1996, Scherbaum et al., 1997].

In geophysical prospecting, the subsurface is a complex medium with lateral heterogeneities and scatterers. The high-amplitude dispersive surface waves usually hide the low-amplitude reflected or refracted body waves that contain the relevant information on the deep interfaces. Array processing is then traditionally used as a way to remove surface waves from the recordings [Yilmaz, 2001]. Model-based focal-beam techniques are also implemented with an appropriate aquisition geometry for imaging complex 3D media [van Veldhuizen et al., September-October 2008]. Finally, note that the double beam approach was recently demonstrated with numerical simulations to infer fracturing parameters in a reservoir [Zheng et al., 2011], and validated at the laboratory scale to separate multipath arrivals in a reverberating elastic medium [de Cacqueray et al., 2011].

The actual seismic acquisition deployments for oil and gas prospection commonly use field arrays made of hard-wired strings of geophones with recording on tens of thousand channels per day. The deployment of large number of sources is also increasing but the spatial sampling of the sources is usually not as dense as the geophone coverage. In section 5 of this paper, we deal with a high-resolution field survey where both receivers and sources cover the two dimensions of the ground surface on a 1 km^2 area. This unusual acquisition geometry potentially forms a tremendous 3D data set (time, sources and receivers) with a perfect control of sources and receivers from which the finest image of the subsurface is tentatively obtained [Gouédard et al., 2011].

When acquisition is performed with seismic arrays, the traditional 1D array processing enables the wave separation according to their apparent slowness and/or frequency across the receiver line with techniques like slant-stack, $\tau - p$ and frequency-wavenumber (f-k) transform. These methods are classically used to measure the dispersion curves of surface waves in order to invert for the near-surface velocity [Forbriger, 2003, Socco and Strobbia, 2004]. With 2D arrays, the extra azimuthal information brought by the f-kk processing [with f-k transform applied to the two dimensions of the surface] can be used

to identify and filter out coherent signals or noise coming off-line that may overlap with in-line arrivals [Regone, 2001, Özbek and Ferber, 2005]. 2D arrays have also been used to estimate the spatial variability of surface wave phase velocity and improve phase-matched filtering [Lee and Ross, 2008]. Many other methods for surface wave filtering have also proved to be successful without array processing. For example, model-based filtering proposes to model the surface wave propagation and substract this contribution from the data [Krohn and Routh, 2010, Strobbia et al., 2011]. Interferometric methods (among which the virtual source method) lead to the extraction of reflected body waves or surface waves using the cross-correlation between sources at the surface and a receiver line placed in boreholes, below the heterogeneous subsurface layers [Bakulin and Calvert, 2006], or on the surface [Halliday et al., 2010].

Here, we propose to combine array processing tools on both sources and receivers at the surface in order to optimally separate the different surface and body wave arrivals that classically superimpose in the time domain. When the recording is performed between 2D source and receiver arrays, we demonstrate the efficiency of the double beamforming (DBF) algorithm that projects the point-to-point signals into a beam space characterized by the wave slownesses and azimuths.

The down side of source array-receiver array processing could be the need of large computing facilities which had limited its use in the last decades. The computation time is usually proportional to the required beam resolution that can grow dramatically when 2D source-receiver arrays are processed. However, different iterative strategies in the beam domain can significantly reduce the computation time when a clear target is identified in the data. Moreover, the use of parallel computing combined with the computational power of clusters makes the 2D source-receiver array processing a viable solution nowadays.

This paper aims at developing source array-receiver array processing in the frame of a x, y and time source-receiver data set in the seismic exploration context. The so-called double beamforming method is presented and validated on a synthetic data set. In the last section, this array processing technique is applied on a real seismic-prospecting data set. The goal of the paper is to illustrate the separation and the extraction of different wavefronts on an equivalent of a common-shot gather by substituting point-to-point recordings by beam-to-beam processed signals.

2.3.2 Double beamforming processing

The Double BeamForming method also known as double array stacking combines classical slant stack processing on two source and receiver arrays [Krüger et al., 1993, Weber et al., 1996, Rost and Thomas, 2002]. Physically, it consists in applying time delays to each recording depending on the source and receiver positions according to a slowness vector on both sides and summing the delayed waveforms. This amounts to a double plane wave projection, each of them being characterized by a slowness vector. This method can be assimilated to a 5-D $\tau - p$ transform that would be performed on both the source and array sides. The idea is to separate each travel path between the two arrays, identified to an eigenray or beam, according to the appropriate slowness vector and azimuthal direction. Recent applications of DBF processing to acoustic tomography in the shallow ocean discussed the spatial sampling requirements for the source and receiver arrays [Roux et al., 2008, 2011a]. In particular, the rule of thumb states that, for a given slowness, beamforming resolution is sufficient when the array length covers a few wavelengths with an inter-element spacing on the order of the half-wavelength.

In the case of 2D array deployments in the exploration geophysics context (figure 2.4), we define the slowness vector $\mathbf{u}$ as :

$$\mathbf{u} = \frac{sin(i)}{c} \begin{pmatrix} cos(\theta) \\ sin(\theta) \end{pmatrix} = u \begin{pmatrix} cos(\theta) \\ sin(\theta) \end{pmatrix} \tag{2.1}$$

with i the vertical incidence angle, θ the azimuth and c the wavefront velocity. The scalar value u is the projection of the slowness vector in the x-y horizontal plane. The azimuth θ is also defined as back azimuth in seismology. In this study, we do not take North as reference direction as shown in figure 2.4-b. From the slowness definition, the time-delay τ is computed as :

$$\tau(\mathbf{x}, \mathbf{u}) = \mathbf{u} \cdot (\mathbf{x} - \mathbf{x}_c) \tag{2.2}$$

where $\mathbf{x}$ corresponds to each element position of the array and $\mathbf{x}_c$ is the array center. Then, the resulting beam refers to the center array trace. If the topography is such that the vertical distance between two elements of an array cannot be neglected compared to the horizontal distance, then the z-coordinates of the array elements at positions $\mathbf{x}$ have to be taken into account to implement the beamforming. The DBF transformation from the center of the source array to the center of the receiver array is summarized by :

$$b(t, \mathbf{u}_s, \mathbf{u}_r) = \frac{1}{N_s N_r} \sum_{i=1}^{N_s} \sum_{j=1}^{N_r} p(t - \tau(\mathbf{x}_i^s, \mathbf{u}_s) + \tau(\mathbf{x}_j^r, \mathbf{u}_r), \mathbf{x}_i^s, \mathbf{x}_j^r) \tag{2.3}$$

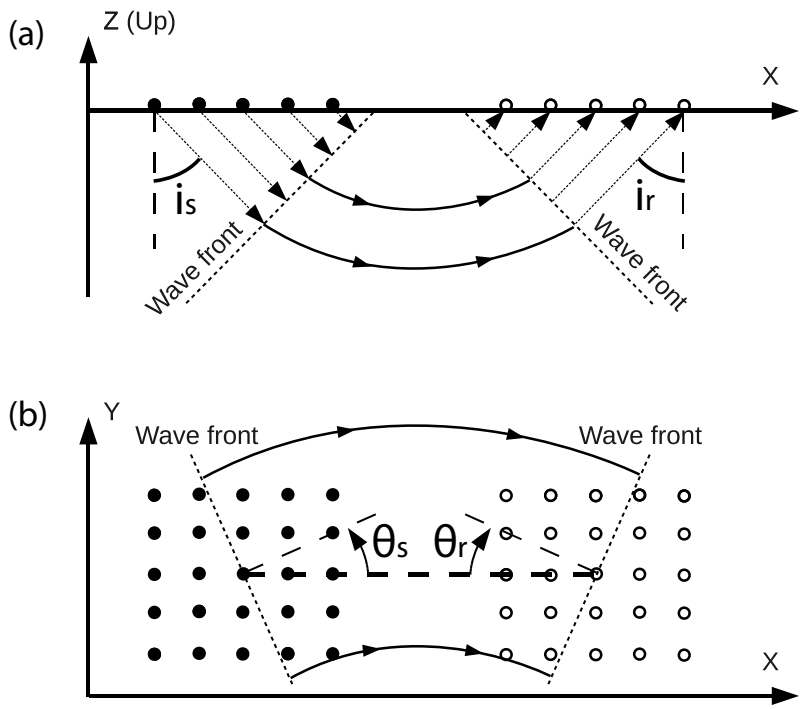

FIGURE 2.4 – Illustration of DBF principle between a source array (filled circles) and a receiver array (circles). Both arrays are square grids here composed of 5x5 nodes. (a) Side view illustrating incidence angles on both the source and the receiver sides. (b) Top view showing convention used for azimuth angles θ. The bold dash line marks the center-center direction for which $\theta_s = \theta_r = 0$. In both views, rays and wavefronts examples are drawn (respectively arrows and dash-lines). Applying the DBF algorithm is equivalent to creating a planar wavefront in the direction (i_s, θ_s) from a source array and looking at the amplitude arriving from the direction $(i_r, \theta r)$ on a receiver array.

where $\mathbf{x}_i^s$ and $\mathbf{x}_j^r$ correspond to each of the N_s sources and N_r receivers of the source-receiver arrays. It is a particularity of the DBF method to get slowness information simultaneously on both the source and receiver sides. Due to this double summation, we get an improvement of SNR of $\sqrt{N_s N_r}$ compared to the point-to-point signal. In this study $N_s = N_r = N$ which means that the array gain is $20.log(N)$. For the sake of completeness, a tapering window could be added to equation 2.4 to improve the DBF resolution [Ventosa et al., 2012]. Note also that a Double Capon algorithm was recently demonstrated that significatly improves the angle resolution of DBF at the cost of a longer computational time [Le Touzé et al., 2012].

Numerically the slowness vector is decomposed as in equation 2.1 and the resulting beam $b(t, \mathbf{u}_s, \mathbf{u}_r)$ is a 5-D matrix composed of time t, slowness and azimuth on the source

side (u_s, θ_s) and slowness and azimuth on the receiver side (u_r, θ_r) :

$$b(t, \mathbf{u}_s, \mathbf{u}_r) \Leftrightarrow b(t, u_s, \theta_s, u_r, \theta_r) \tag{2.4}$$

There are many ways to represent $b(t, u_s, \theta_s, u_r, \theta_r)$. For example, the DBF envelope presents an intensity maximum at time t for each wavefront, associated to a particular eigenray, coming from the source characterized by the couple (u_s, θ_s) to the receiver characterized by (u_r, θ_r).

A classical solution for the representation of $b(t, \mathbf{u}_s, \mathbf{u}_r)$ is to plot the intensity as a function of time and one other parameter. These representations slowness-versus-time and azimuth-versus-time are known as vespagrams in seismology [Davies et al., 1971]. They are widely used to represent beamforming results in the case of a single receiver array. When two source-receiver arrays are used, the DBF representation implies to switch from a 5-D space to a 2-D space. A first solution is to consider the DBF maximum for all azimuths and slownesses as a function of time. Another way is to fix a particular value for the azimuthal directions θ_s and θ_r which implies to filter out all arrivals coming from other directions. For example, to fix $\theta_s = \theta_r = 0$, which defines the Radial Vertical (RV) plane, is a way to remove all cross-line arrivals. Due to the symmetry of the experimental configuration (figure 2.4), one may also consider $u_s = u_r = u$ which greatly simplifies the DBF representation. Such approximation is valid for real prospecting data set where lateral heterogeneities are weak. In this case, the vespagram $b(t, u_s = u_r = u, \theta_s = \theta_r = 0)$ does not represent the whole beam but constitutes an appropriate representation of most of the information. A last possibility is to represent a time slice (t fixed) of the DBF in order to check in the slowness-azimuth domain a maximum detected on the vespagram. These representations in the (u_s, u_r) and (θ_s, θ_r) planes are directly comparable to the theoretical array response [Rost and Thomas, 2002]. Such representation is particularly useful for detection of asymmetric travel path for which $u_s \neq u_r$ and $\theta_s \neq \theta_r$ as dicussed later in this paper.

As defined in equation 2.2, the DBF result corresponds to the plane wave emitted at the source array center in a particular direction and received at the receiver array center in a particular direction. The inverse DBF transform would consist in projecting back the beam result at each source and receiver location (x_n^s, x_m^r) by applying delays and sum :

$$p(t, \mathbf{x}_n^s, \mathbf{x}_m^r) = \sum_{i=1}^{N_{u_s}} \sum_{j=1}^{N_{\theta_s}} \sum_{k=1}^{N_{u_r}} \sum_{l=1}^{N_{\theta_r}} b(t + \tau(\mathbf{x}_n^s, u_i^s, \theta_j^s) - \tau(\mathbf{x}_m^r, u_k^r, \theta_l^r), u_i^s, \theta_j^s, u_k^r, \theta_l^r) \tag{2.5}$$

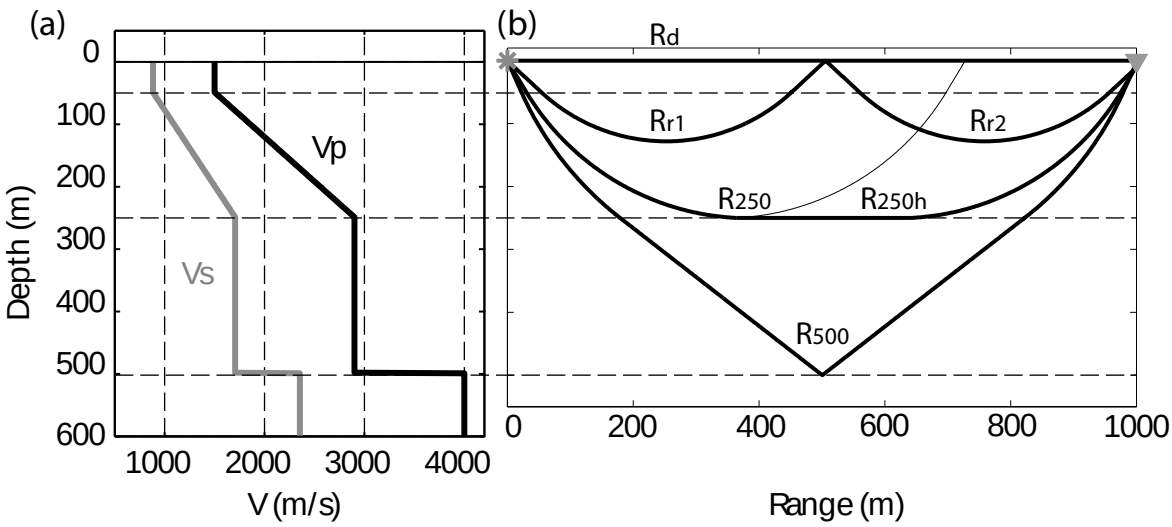

FIGURE 2.5 – (a) Velocity model used for the 2D finite difference simulation. We use the assumption $Vp = 1.7\,Vs$. (b) Expected ray path between a source (gray star) and a receiver (gray triangle) at $1000\,m$. Both P and S-waves have the same travel path. A selection of eigenrays have been plotted. For example the direct ray-path is named R_d. R_{r1} and R_{r2} are respectively the refracted rays before and after the reflection at the surface. A head wave is formed at the bottom of the velocity gradient (R_{250h}). We expect a strong reflection at $500\,m$ depth (R_{500}) and a P-S conversion on this interface (SP_{500}).

where N_α is the length of vector α (defined as $u_s, u_r, \theta_s, \theta_r$) used in the beam computation. If we only consider the field back-projected at the array centers, then the time delays τ are null :

$$p(t, \mathbf{x}_c^s, \mathbf{x}_c^r) = \sum_{i=1}^{N_{u_s}} \sum_{j=1}^{N_{\theta_s}} \sum_{k=1}^{N_{u_r}} \sum_{l=1}^{N_{\theta_r}} b(t, u_i^s, \theta_j^s, u_k^r, \theta_l^r) \tag{2.6}$$

Then the DBF inverse transformation only consists in a summation of the beams for the appropriate set of slownesses and azimuthal angles. Note that both the forward and inverse DBF transformation are linear process that make them robust to the medium heterogeneities and the array geometry uncertainties.

2.3.3 Application to synthetics

The goal of this part is to illustrate the wave separation performance of the DBF method in a perfectly controlled environment. The data set are synthetics computed with a 2D finite difference simulation which directly solves the elastic wave equation. The source signal is a vertical force with a Ricker-type pulse time dependance and with a $15Hz$ central frequency. We simulate vertical displacement sensor recording during a $1.5\,s$ time

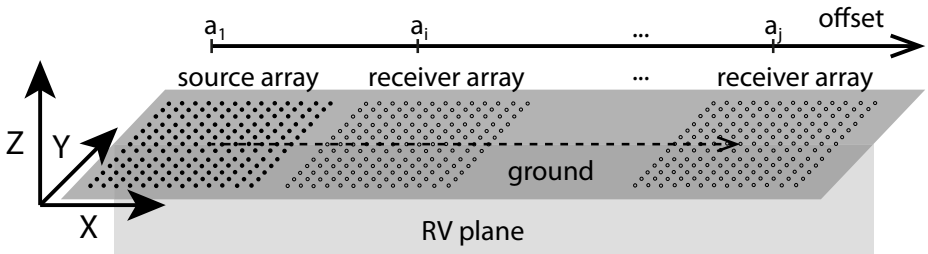

FIGURE 2.6 – Experimental configuration used for the numerical simulations. For the sake of simplicity, all arrays are 13x13 square grid with a 12.5 m element spacing in both directions (x and y). A fixed source array (filled circles) is placed in a_1. Receiver arrays (circles) are located every 12.5 m from a_1 to a_{100}. The RV plane is defined as the vertical plane which crosses the center of each array. This plane contains all the travel path information between the array centers since there is no lateral heterogeneities in the media.

window sampled at 128 Hz. The depth-dependent velocity model is shown in figure 2.5-a. Vertical velocity variations induce both reflected and refracted waves. Expected travel paths for this simulation in the $[0, 1000]\,m$ offset range are shown in figure 2.5-b. Because of both the weak impedance transition and the central frequency of 15 Hz, reflections at 50 m and 250 m depths are not detected in the simulated data. Since no lateral heterogeneity is present, the 3D data set between each source and each receiver of the 2D arrays are computed through a 2D simulation with the appropriate set of source-receiver distances. The amplitudes have been corrected for the 3D geometrical spreading from the source. Bottom and lateral boundary conditions are absorbing [Higdon, 1986].

The primary goal of this processing is to simulate elastic wave propagation between 2D arrays above an infinite 3D half-space media with surface and body wave mixing and no lateral heterogeneities. Experimental design simulated is shown figure 2.6. The inter-element distance for the source and receiver arrays is 12.5 m in both directions (x and y) in order to avoid aliasing issues. An overview of the simulated data is shown in figure 2.7-a for a point source recorded on a 100 in-line points. As expected, the Rayleigh-wave (RA) dominates the section. P and S refracted/reflected waves show up as low intensity signals that are partially mixed with RA. The first arrival is a combination of the direct P_d, the refracted P_{r1} and the head wave P_{250h} depending on the offset range that was called P_f for simplicity (same for S_f). The objective is there to evaluate the DBF processing performance for wave separation and identification in terms of slowness u and azimuth θ. The secondary goal is to mimick the experimental configuration of the 3D prospecting data set discussed later.

From the experimental design shown in figure 2.6, we first investigate a single offset

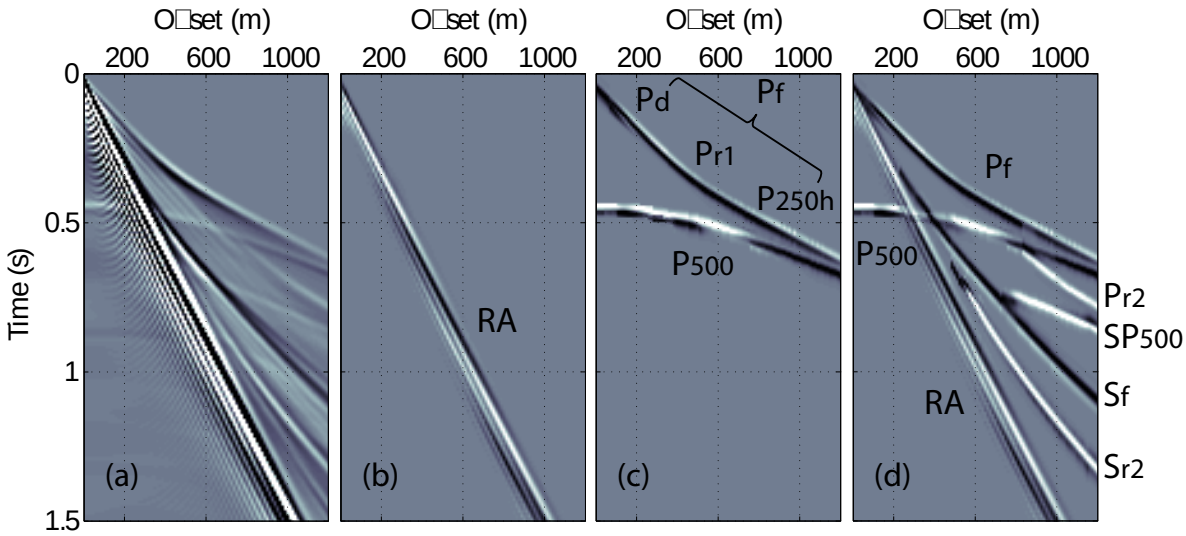

FIGURE 2.7 – (a) Raw simulation results for a single source recorded on 100 in-line receivers (point-to-point records, vertical component). (b) Extraction after DBF of the Rayleigh wave (RA). (c) Extraction after DBF of the body waves P_f and P_{500}. (d) Combination of the different waves that were extracted after DBF. Even if the surface wave partially hides the P_{500} hyperbola in the raw data (a), it is easily extracted with the DBF method (c).

configuration. The center-to-center distance is fixed to 500 m between the two source-receiver arrays. DBF processing is applied to the 28,561 traces in order to project the point-to-point data into the beam-to-beam space. Given the number of elements on the source-receiver array, we expect an average 45 dB array gain due to beamforming summation. We choose the slowness range $[0, 1.5]$ s/km with 0.04 s/km step for both u_s and u_r. For the azimuths θ_s and θ_r, we only consider the interval $[-90, 90]^\circ$ with a 6° resolution.

In order to study wave propagation in the RV plane, both azimuths are set to zero : $\theta_s = \theta_r = 0$. Since no lateral heterogeneities have been added to the medium, we only expect specular reflection and refraction with P, S and surface wave arrivals (figure 2.5-b). Each spot in the vespagram representation (figure 2.8-b) spreads in the slowness-vs-time domain according to the array response function. As expected from the inter-element spacing on the arrays, no aliasing is observed. The maximum intensity on vespagrams corresponds to the Rayleigh-wave (RA) with an 1.30 s/km slowness. On vespagrams, the dispersive nature of surface wave results into a progressive shift toward high slownesses of the wave maximum when time increases. Special care has to be taken for highly-dispersive waves since aliasing could mask the low-slowness part of the beam. In this non-aliased case, the vespagram representation enables the separation of the P_{500}, S_f and

RA according to their different slowness (figure 2.8-b). We also highlight the azimuthal response of the DBF processing at each wave maximum (figure 2.8-c). As expected, both waves P_{r1} and RA present intensity maxima for $(\theta_s, \theta_r) = (0, 0)$ corresponding to the RV plane. The spot dimension in the azimuthal space respect diffraction laws : larger intensity spots correspond to increasing velocity. Note also that different array geometries (arrays with coarse sampling, for example) would induce different intensity spots in the azimuthal space. If lateral heterogeneities were present, the non-specular travel paths would be detected with these azimuthal representations.

The equivalent vespagram representation is shown in figure 2.8-a in the classical beamforming case between a single source and a 2-D receiver array. Due to the short-offset distances, the plane wave projection performed with beamforming is not as efficient as the DBF projection. Indeed, beamforming postulates plane wave arrivals on the receiver array which is not correct at short offset distances : the summation is then not fully constructive and each beam spreads in slowness domain. On the other hand, the DBF processing assumes that a plane wave is generated from the 2D source array and projected on the 2D receiver array which explains the beam projection differences between figure 2.8-a and b. For example, the P_{500} arrival was easier to isolate with DBF (figure 2.8-b) compared to classical beamforming where summation artefacts compromise the extraction of low slowness arrivals (figure 2.8-a). Note that the beam spreading observed with classical beamforming could be interpreted as an aliasing problem even though no aliasing should be observed with the array inter-element distance.

The experimental configuration presented in figure 2.6 is now computed for all offsets. Numerical simulations start with a zero offset configuration (a_1) which means that the two arrays are totally overlapping. The receiver array is progressively shifted with a $12.5\,m$ step in order to create 100 source array - receiver array pairs.

After the DBF computation, we can select some intensity spots in the slowness-azimuth domain for all source array - receiver array configurations. Examples of some wave extractions are shown in figure 2.7-b-c-d. Each beam was back projected into a single source - single receiver record as in the traditional common-shot gather representation (as in figure 2.7-a). Wave extraction implies the use of masks around each wave intensity maximum in the beam space according to a $-20\,dB$ criterion.

Note that different behaviors with offset are expected for the extracted waves with offset increasing as illustrated in figure 2.9. The surface wave RA propagates with a constant incidence angle and velocity (equation 2.1). On the contrary, the slowness vector is a function of the offset for reflected and refracted waves. For reflections, the incidence angle increases with offset which means that the intensity spot corresponding to such

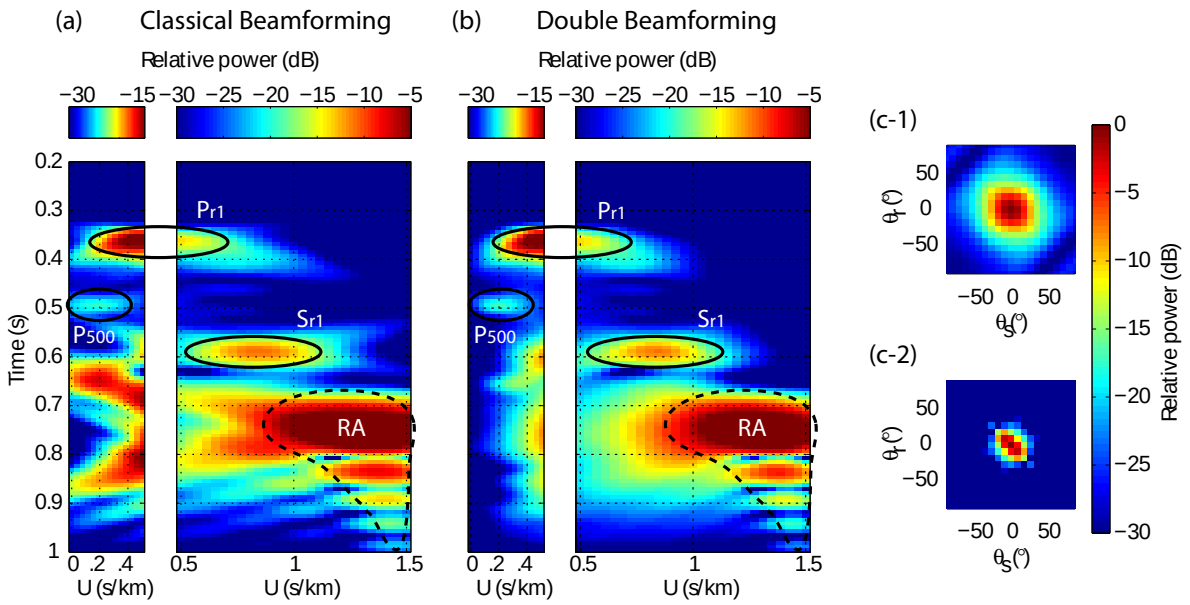

FIGURE 2.8 – (a) and (b) Slowness vespagrams for a 500 m offset. The color scales are chosen in order to see low intensity spots. (a) Classical beamforming between one single source and a 2D receiver array plotted in the RV plane. (b) DBF processing between two 2D source-receiver arrays. The slowness axis was set as $u = u_s = u_r$ and the vespagram corresponds to the RV plane, defined as $b(t, u, \theta_s = \theta_r = 0)$. Each local maximum (t_m, u_m) corresponds to a planar wavefront emitted and received with the slowness u_m. t_m is the traveltime for this particular beam. The four dominant intensity spots are encircled : P_{r1} is the first arrival ; S_{r1} and RA with high slownesses and the low intensity P_{500}. (c-1) and (c-2) Time slice in the azimuth domain respectively for P_{r1} ($u = 0.5\,s/km$ and $t = 0.37\,s$) and RA ($u = 1.30\,s/km$ and $t = 0.75\,s$).

waves shifts from low to high slowness. Reflections detected at zero offset have infinite apparent velocity. In the case of a refracted wave, the spot shifts in the other direction : the incidence angle decreases with increasing offset.

The surface wave RA is particularly easy to extract since it is the dominant wave (figure 2.7-b). The wavefront P_f and P_{500} are separated from other arrivals in figure 2.7-c. The low-intensity reflected P_{500} has a greater interest regarding the DBF processing as the hyperbola-shape arrival time is hidden by the dominant surface wave in the point-to-point representation (figure 2.7-a).

Many other different wave reconstructions are possible after DBF processing. Depending on the objective, one possibility is to mask (switch to zero) a part of the beams (for example surface waves with large slowness) and stack the remaining beams in the slowness-azimuth space before to back-project into the point-to-point space (equation 2.6). The quality of the reconstruction mainly depends on the accuracy of the

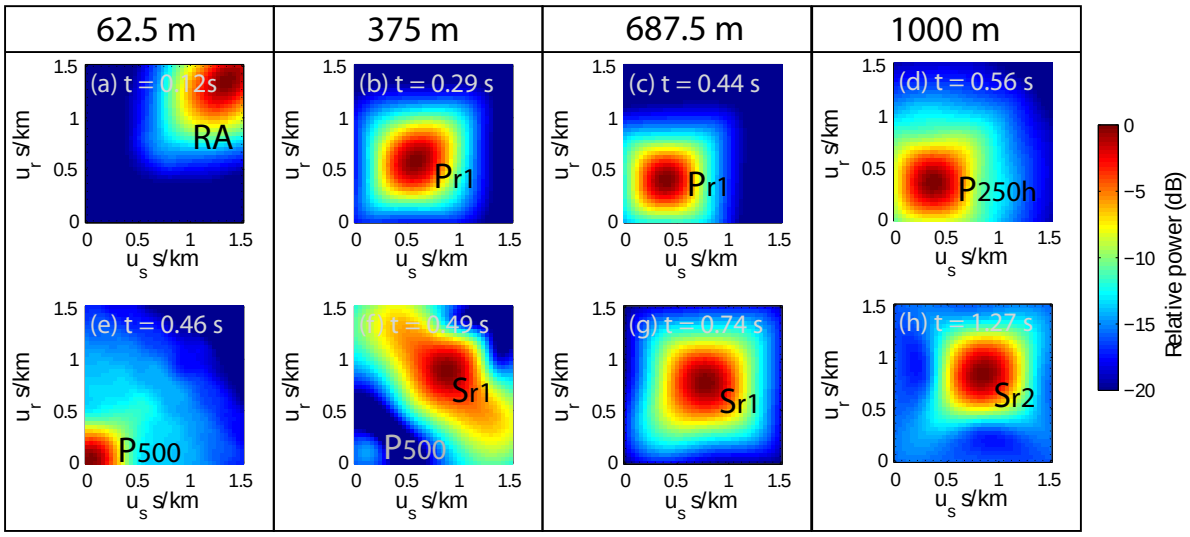

FIGURE 2.9 – Time slice in the slowness domain (u_s, u_r) for some extracted waves presented in figure 2.7-c. Each panel is normalized. Constant offset is set vertically. The top panels show the first arrival. Bottom panels focus on P_{500} and refracted S. (a) At short time and offset, only the Rayleigh wave RA is visible. (b) and (c) The first arrival is P_{r1} at this offset range. (d) After 700 m, the head wave P_{250h} is observed. (e) At short offset but longer time, the quasi-vertical P_{500} is clearly visible. (f) P_{500} and S_{r1} have the same arrival time (see figure 2.8). (g) and (h) Single and double refracted S.

slowness/azimuth selection made from the DBF representation.

2.3.4 Application to a real prospecting data set

The DBF method is applied on real seismic data in the context of geophysics exploration as an illustration of the potential of this technique in wave separation. The data set results from a high-resolution field survey for which an unusual but ideal carpet shooting was used. For this acquisition, a 1 km^2 area is covered by 1600 geophones located on a 25x25-m cell grid. The downside of such extensive source-receiver coverage is the short offsets ($< 1\,km$) that are encountered in this geometry. During the field survey, 1600 sources were used as vibrators placed on the same grid but shifted by 12.5 m in both directions. Each receiver (vertical component) recorded a 4 s signal from each source. The whole data set then contained 1600x1600 records that are dominated by surface waves in the $[10, 25]$ Hz bandwidth (figure 2.10-b). The surface wave inversion at $[10, 25]$ Hz frequency range exhibits lateral surface heterogeneities as presented in figure 2.10-a [Gouédard et al., 2011]. Complex ray paths with horizontal bending are then expected. To illustrate the benefits of DBF in order to image this azimuthal refraction,

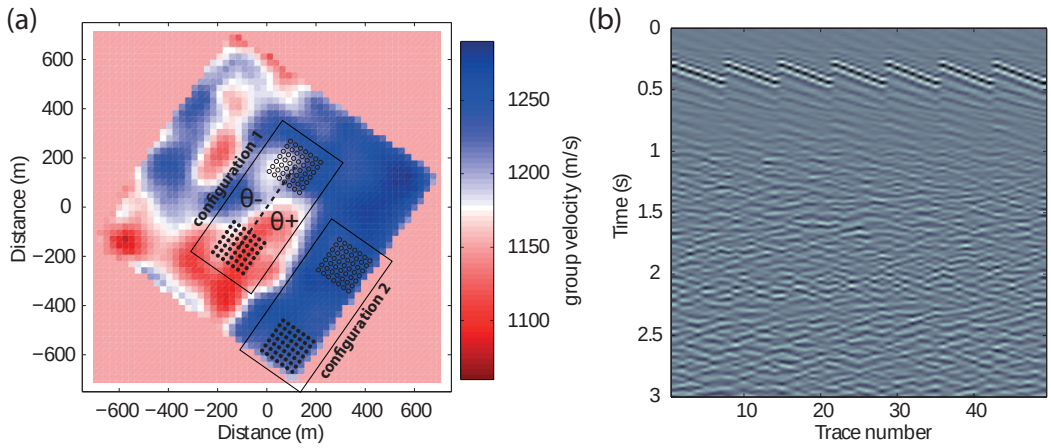

FIGURE 2.10 – (a) Experimental configurations (1 and 2) and Rayleigh-wave group velocity map for $[10, 25]\ Hz$ frequency bandwith modified from Gouédard et al. [2011]. In each configuration , a source array (black dots) made of 7x7 vibrators is combined with a receiver array (black circles) made of 7x7 geophones. The source array-receiver array separation is 413 m. In configuration 1, the dash line indicates the RV plane. The sign convention used for both θ_s and θ_r is also shown. (b) Raw signals with AGC (0.8 s window) obtained from configuration 1 between the central source and the 7x7=49 receivers. The Rayleigh wave dominates the section.

the DBF processing is applied to two source array-receiver array configurations with a 413 m offset (figure 2.10). Configuration 1 and 2 correspond to a laterally heterogeneous and homogeneous part of the medium, respectively. DBF results are presented in figure 2.11 at the time correponding to the direct Rayleigh-wave arrival. The surface wave slowness obtained from DBF is in agreement with the surface wave group velocity map figure 2.10-a. In both cases, the DBF yields to the detection of another low-amplitude arrival with lower slowness ($u = 0.22\ s/km$). For configuration 1, this body-wave has a $-28\ dB$ amplitude compared to the Rayleigh-wave maximum and their travel-times coincide ($t = 0.37\ s$). The azimuthal slices of these two waves (Rayleigh and body waves, respectively, in figure 2.11-a-2 and a-3) confirm the wave propagation slightly off the RV plane with both negative values for θ_s and θ_r . We obtain respectively $\theta_s = -3°$ and $\theta_r = -0.75°$ for the Rayleigh maximum and $\theta_s = -8.25°$ and $\theta_r = -6.75°$ for the body wave. The size of the azimuthal beam spots respects the diffraction law with slower arrival more focused than faster arrival [Roux et al., 2008]. For both waves, the negative azimuths correspond to the lateral refraction in the faster part of the model between the two arrays (figure 2.10). When the same DBF calculation is conducted in configuration 2, the body and Rayleigh-waves still overlap with travel times equal to 0.32 s and 0.34 s respectively. In this homogenous part of the medium , the azimuthal maxima of the two waves are measured within the RV plane.

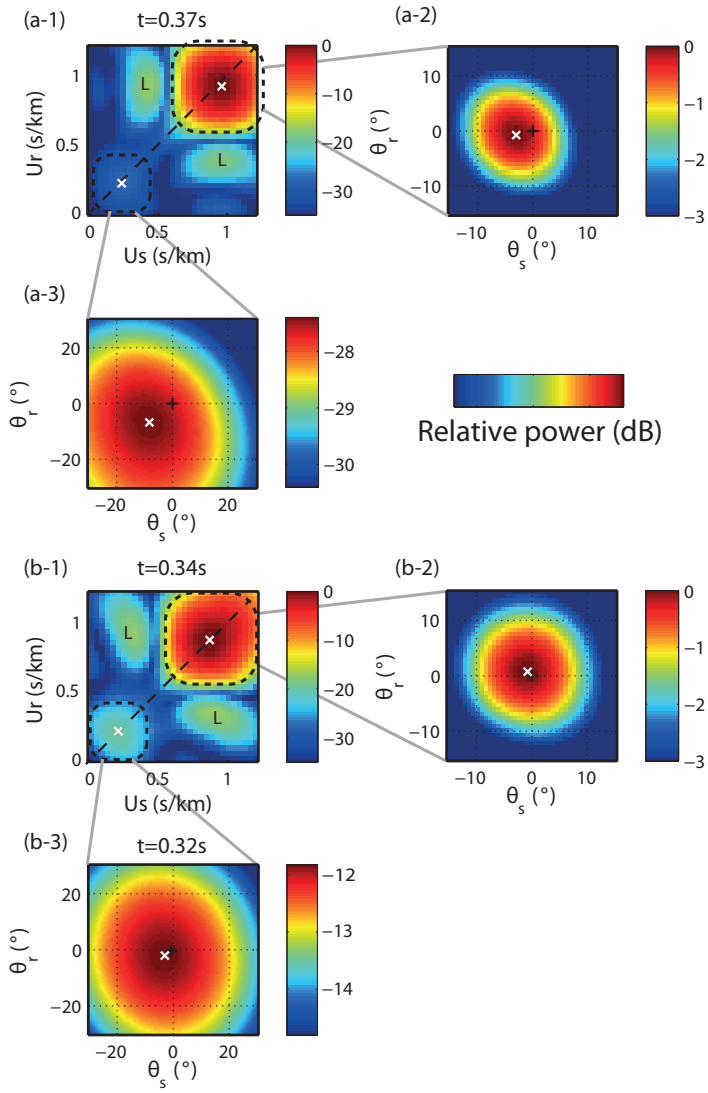

FIGURE 2.11 – Slowness (u_s vs u_r) and azimuthal (θ_s vs θ_r) time-slice after DBF for a 413 m offset (figure 2.10) : (a-1) to (a-3) for configuration 1 and (b-1) to (b-3) for configuration 2. (a-1) Slowness domain at Rayleigh-wave maximum (white cross) time arrival ($t = 0.37\ s$). Another wave is detected at $-28\ dB$ and lower slowness ($u = 0.22\ s/km$). Strong array side lobes of the Rayleigh-wave are identified with asymmetric slowness (L) but they could be minimized with the appropriate tapering window. (a-2) azimuthal beam representation for the Rayleigh wave. This wave propagates outside the RV plane since a slight drift from center-center direction can be measured. (a-3) Same as (a-2) for the fast arrival. (b) same as (a) in a homogeneous and faster part of the medium (see figure 2.10). The Rayleigh maximum does not exactly coincide with the body-wave arrival ($t = 0.34\ s$ and $t = 0.32\ s$, respectively). Note also the amplitude differences between (a-1) and (b-1). Since the propagation medium looks more homogeneous between the two arrays, the azimuthal beam representations show arrivals closer to the RV plane with no lateral refraction.

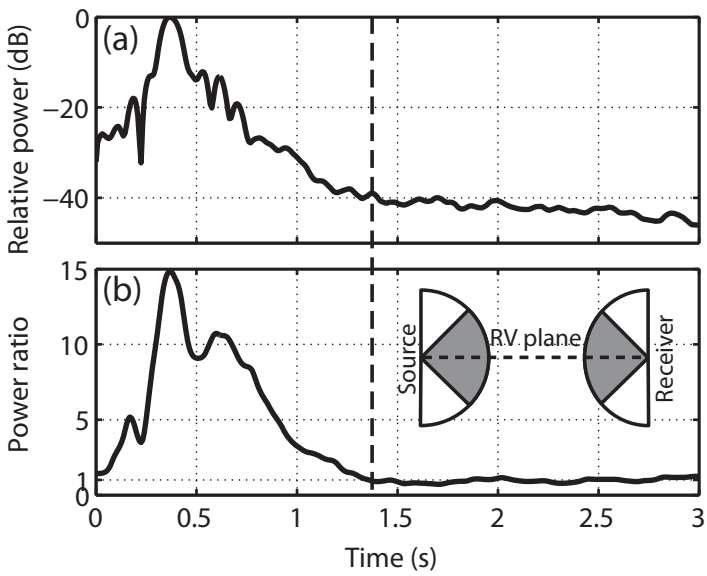

FIGURE 2.12 – Intensity plots for array configuration 1 presented in figure 2.10. (a) Average intensity for the 49 traces with an offset equal to the source array - receiver array distance. (b) Ratio between the intensity emitted and received in a 90 ° azimuthal range centered in the RV plane (gray dials) and the intensity from other directions (also 90 ° total range, white dials). This 90 ° azimuthal range is a good approximation of the azimuthal array response for a direct arrival. The maximum corresponds to the direct Rayleigh wave. After 1.35 s (black dashed line), the ratio is constant and close to 1 : the wave field is quasi-isotropic.

Figure 2.10 also highlights some array processing issues associated to DBF in a laterally heterogeneous medium where a trade-off has to be found between the need of large array for an optimal angular resolution and the lateral averaging over the medium heterogeneities.

Finally, this study ends with a discussion on wave scattering observed after the first second of recorded signal. The data set contains traces longer than 1 s which enables the study of the early coda that correspond to scattered surface and body waves. This low energetic part of the signal is made of a complex wave field. DBF performs a plane-wave projection on the source-receiver arrays that separates waves according their slowness and azimuthal characteristics (figure 2.9 and 2.11). For the array configuration 1 in figure 2.10, figure 2.12 shows the contribution of the wave field intensity in and out the main RV plane.

As expected, the first second of signal is dominated by wave propagating close to the RV plane and corresponding to surface waves or reflection/refraction of body waves. We note a change in decay rate of the energy envelope after 1.35 s, suggesting to define

the later part as the coda. The coda is dominated by incoherent scattered arrivals. The change of behavior is illustrated by the DBF. It indicates that the coda is made of quasi-isotropic field resulting from scattering : after 1.35 s, the same intensity is measured in the two perpendicular directional ranges defined in Figure 2.12.

2.3.5 Conclusion

This study demonstrates the potential of DBF processing as a way to separate and extract specific surface/body waves between 2D source-receiver arrays in the context of seismic exploration. In addition of SNR improvement, DBF processing adds directional information to classical point-to-point signals. This information enables the selection of different travel paths in preparation for a potential wave extraction. Travel paths with different slowness vector on both the source and receiver sides can be isolated even if they overlap in time. We first produce a synthetic data set to validate the DBF method. As a classic $\tau - p$ processing generalized and extended to both 2D source and receiver arrays, DBF separates body waves from surface wave with more efficiency than classical beamforming at short offset ranges (near field) due to the plane wave projection on the source side. We especially extract a low-amplitude body wave which was initially mixed with strong-amplitude surface waves. Note that DBF applied to multicomponent sensors would provide additional information regarding the wave polarization. In this work, DBF processing is also applied to a real data set in the exploration geophysics context. The azimuthal resolution brought by the DBF processing provides extra information for ballistic waves that are slightly refracted outside the RV plane in a laterally-heterogeneous medium. Finally, directional information shows that the coda part of an active source is polluted by scattered travel paths outside the RV plane compared to first arrivals which are mostly propagating in or around the RV plane. In the context of large and dense source-receiver deployments in seismic exploration as well as in global seismology, DBF processing shows interesting performance to study complex wave fields.

2.4 Discussion

La section précédente montre que le traitement DBF permet le filtrage du champ d'ondes en fonction de ses caractéristiques spatiales (vecteurs d'ondes) au niveau de l'émission et de la réception. Cette méthode conserve la phase du signal, ce qui rend possible la transformation inverse, et donc le filtrage par gabarit. En comparaison avec une transformation $\tau - p$ classique, l'efficacité de cette méthode réside en partie dans le fait que l'onde plane « attendue » en réception est effectivement générée par l'antenne source.

Après la transformation des enregistrements, des mesures précises des caractéristiques spatiales (lenteur apparente, azimut) des différentes ondes peuvent être réalisées. Dans cet objectif de détection, on peut noter qu'il est possible d'adapter les transformations à haute-résolution (discuté précédemment dans la section 1.2.4) à des réseaux sources. Le Touzé et al. [2012] ont appliqué un algorithme de type double-MVDR et double-MUSIC à des données mesurées dans un guide d'ondes océanique entre deux antennes verticales. Leur objectif est la séparation d'ondes dont les trajets sont très proches ; suivant le critère de Rayleigh les tâches focales (en angle, figure 2.8) doivent être suffisamment étroites pour permettre leur distinction.

Sans utiliser des méthodes à haute-résolution, on peut remarquer que la mesure de l'azimut, parallèlement au filtrage spatial, constitue une observable qui peut être utilisée pour l'imagerie. La connaissance a priori de la déflexion horizontale d'un rai, renseigne sur l'hétérogénéité latérale de vitesse : sa courbure étant toujours orientée vers des zones de faibles vitesses (loi de Snell-Descartes). En pratique, les réseaux sont majoritairement restreints à la surface de la Terre, et par conséquent, dans le cas des ondes de volume il y a toujours une ambiguïté sur le rapport entre la vitesse apparente et l'angle d'incidence verticale (équation 2.1). Cette ambiguïté disparaît pour les ondes de surface puisque la vitesse horizontale est directement la vitesse de l'onde et sa déflexion ne peut être que horizontale. Dans ce cas, le vecteur d'onde au niveau des deux antennes est complètement contraint par la méthode DBF.

Comme discuté en début de chapitre, le principal problème rencontré pour l'application d'une transformation DBF à grande échelle concerne les réseaux sources, quasi-inexistants. Une solution consiste à utiliser des fonctions de Green reconstruites par corrélation de bruit de fond, à travers un réseau dense de stations sismologiques.

L'objectif de la partie suivante est donc le couplage du traitement DBF à la méthode de reconstruction des ondes de surface par corrélation, et ceci appliqué à un problème d'imagerie à l'échelle continentale.

Deuxième partie

Corrélation de Bruit et Traitement d'Antenne pour l'Imagerie Lithosphérique

Chapitre 3

Corrélation du Bruit Sismique Ambiant

Sommaire

3.1 Introduction 59
3.2 Origines du bruit ambiant 67
3.3 Discussion sur la distribution des sources 71
3.4 Préparation des données 74

3.1 Introduction

3.1.1 Contexte

On a vu dans le paragraphe 1.1.4, que la fonction de Green contient la totalité de l'information qui caractérise le milieu de propagation, et uniquement cette information. C'est l'ingrédient essentiel pour toutes les méthodes d'imagerie. Même de manière approchée, cette fonction est difficilement accessible en sismologie où les paramètres des sources (séismes, explosions) sont mal contraints. En prospection sismique où la source est contrôlée (vibrateurs, canons à air) ce problème est moins limitant, mais d'autres peuvent se poser comme le coût de mise en œuvre d'une acquisition avec de nombreuses sources. L'idée fondamentale de la corrélation de bruit sismique est d'utiliser la complexité du champ d'ondes ambiant [1], pour extraire un maximum d'information sur le

1. Champ d'ondes ambiant, bruit ambiant ou encore bruit de fond sont des synonymes dans ce manuscrit.

milieu, c.-à-d. tendre vers sa réponse impulsionnelle. Les méthodes de reconstruction de la fonction de Green [2] par inter-corrélation (corrélation entre deux points) du champ d'ondes ont été introduites et développées parallèlement dans différents domaines de la physique théorique et expérimentale.

De façon générale, tous ces travaux reposent sur l'étude de la diffraction et plus généralement des phénomènes d'interférences [3] résultant de l'interaction de différentes ondes. En sismologie, c'est l'étude de la coda dès la fin des années 50 [Aki, 1957, Aki and Chouet, 1975, Herraiz and Espinosa, 1987] et l'idée d'utiliser l'auto-corrélation pour déduire la réflectivité verticale d'un milieu tabulaire [Claerbout, 1968] qui sont généralement considérées comme à l'origine des travaux présentés dans ce chapitre.

3.1.2 Principe et approches théoriques

Le problème peut être abordé de différentes manières suivant la base théorique utilisée et les conditions considérées sur la nature du champ d'ondes (élastique, acoustique, diffus, diffractant ou non) et du milieu (homogénéité, isotropie, absorption, volume ouvert ou fermé, etc). L'objectif étant d'obtenir la formulation la plus simple dans les conditions que l'on se fixe. De manière générale, c'est la notion de champ aléatoire qui est en jeu ici. Ce champ peut être obtenu soit par une distribution particulière de sources, soit par l'hétérogénéité du milieu, ce qui est équivalent si on considère le principe de Huygens-Fresnel ; ces deux conditions peuvent coexister.

Les paragraphes suivants résument de façon pseudo-chronologique les différentes approches théoriques réalisées depuis 2001 sur la reconstruction de la fonction de Green et sa relation avec l'opération de corrélation.

Lobkis and Weaver [2001] proposent une relation entre fonction de Green et corrélation à partir (entre autre) d'une décomposition modale du champ. Ils montrent que la diffusion, définie par l'amplitude aléatoire et décorrélée des modes de vibrations, est un critère suffisant pour déduire la réponse impulsionnelle entre deux points du milieu par l'opération de corrélation. Cette relation est vérifiée expérimentalement en laboratoire et en domaine ultra-sonore dans un solide réverbérant [Weaver and Lobkis, 2001, Lobkis and Weaver, 2001]. Ils reconstruisent la fonction de Green entre deux points récepteurs (passifs) en utilisant simplement le bruit ambiant (agitation thermique).

2. Par abus de langage, le terme fonction de Green est utilisé même si dans l'expérience la corrélation ne permet que sa reconstruction partielle.
3. Dans la littérature, l'interférométrie est l'autre nom des méthodes d'inter-corrélations.

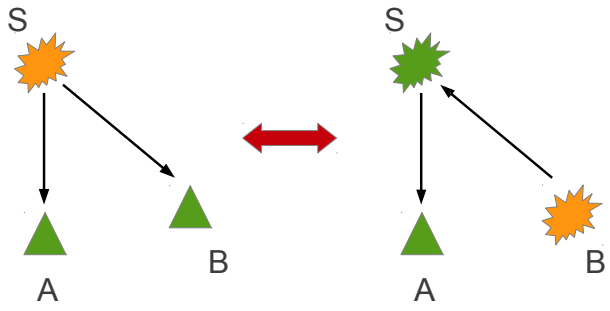

FIGURE 3.1 – Schéma illustrant l'équivalence entre la corrélation d'un champ enregistré en A et B et issu d'une source S (à gauche) et une expérience de retournement temporel (à droite). Dans le cas de l'expérience de retournement temporel, S est successivement un récepteur puis une source.

Derode et al. [2003b] proposent une approche utilisant l'analogie de la corrélation avec le principe de retournement temporel [Fink, 1992, Wu et al., 1992] dans un milieu diffractant et ouvert. Soit deux récepteurs A et B et une source S. On note $e(t)$ l'excitation de la source et $G(t)$ la fonction de Green. Les champs de déplacement mesurés respectivement en A et B et issus de la source S s'écrivent :

$$\begin{aligned} u_{SA}(t) &= e(t) \otimes G_{SA}(t) \\ u_{SB}(t) &= e(t) \otimes G_{SB}(t) \end{aligned} \tag{3.1}$$

La corrélation de u_{SA} et u_{SB} est une opération équivalente à émettre $f(t) = e(t) \otimes e(-t)$ au point B, enregistrer la réponse $u_{BS}(t) = e(t) \otimes G_{BS}(t)$ en S, puis émettre le signal $u_{BS}(-t)$ (retournement temporel) depuis S et enregistrer la réponse en A. Ceci est schématisé figure 3.1. On peut résumer la relation entre la corrélation C_{AB} et le retournement temporel par :

$$C_{AB}(\tau) = \int u_{SA}(t).u_{SB}(\tau - t)dt = G_{SA}(\tau) \otimes G_{BS}(-\tau) \otimes f(\tau) \tag{3.2}$$

On retrouve ici la propriété d'invariance par retournement du temps de l'équation d'onde (équation 1.3). Par leur expérience dans le domaine ultra-sonore, Derode et al. [2003b] montrent que la fonction de Green entre deux récepteurs A et B peut être reconstruite dans le cas où un ensemble de sources (idéalement un continuum) entoure les récepteurs, tel que :

$$\sum_{Si} G_{SA_i}(t) \otimes G_{BS_i}(-t) = G_{AB}(t) + G_{AB}(-t) \tag{3.3}$$

Ces sources peuvent être soit déterministes, soit stationnaires dans le temps (correspondant à un bruit aléatoire) mais décorrélées spatialement. L'hétérogénéité du milieu,

modélisée par un ensemble de points diffractants agissant comme des sources secondaires (principe de Huygens-Fresnel), limite le recours à de nombreuses sources [Derode et al., 2003a,b].

Wapenaar [2004] généralise la démonstration à partir du principe de réciprocité. La différence d'approche est discutée par Wapenaar et al. [2005]. Sa représentation est valable pour des conditions proches des problématiques de la sismologie : milieux hétérogènes anisotropes avec des récepteurs placés sur une surface libre. Le cas acoustique avec atténuation est traité par Snieder [2007] qui généralise pour des sources aléatoirement réparties à la surface mais également à l'intérieur du volume tel que dans le domaine des fréquences :

$$G^*_{AB}(\omega) + G_{AB}(\omega) = 2\omega \iiint \Im(\kappa_S(\omega)) G_{AS}(\omega) G^*_{BS}(\omega) dv + \iint \frac{1}{i\omega\rho}(G^*_{BS}(\omega)\nabla G_{AS}(\omega) - G_{AS}(\omega)\nabla G^*_{BS}(\omega)) ds \quad (3.4)$$

avec $\Im(\kappa_S(\omega))$ la partie imaginaire de la compressibilité et ρ la masse volumique. L'astérisque indique le complexe conjugué. Le cas sans atténuation [Wapenaar, 2004] correspond à l'intégrale surfacique uniquement soit $\Im(\kappa) = 0$. Etendre le volume à l'infini revient à supprimer l'intégrale surfacique et donc considérer des sources distribuées dans tout le volume [Gouédard et al., 2008, Colin de Verdière, 2009].

Roux et al. [2005b] utilisent le théorème de la phase stationnaire pour montrer une relation de proportionnalité entre la fonction de Green et la dérivée temporelle de la corrélation entre deux points A et B :

$$\frac{\partial C_{AB}(t)}{\partial t} \propto G^+_{AB}(t) - G^-_{AB}(-t) \quad (3.5)$$

Cette approche, également utilisée par Snieder [2004, 2007], est valable pour des milieux absorbants. Elle permet également de déterminer analytiquement les zones où les sources vont contribuer de manière constructive à la fonction de Green (zone de Fresnel).

L'approche modale est reprise par Sánchez-Sesma and Campillo [2006] puis Sánchez-Sesma et al. [2006] dans le cas élastique. Ces travaux démontrent que la fonction de Green n'est reconstruite que dans le cas où le champ d'ondes a atteint l'équipartition. Dans le cas élastique, cette équipartition se traduit par la stabilité du rapport énergétique des ondes P (E_P) et S (E_S) tel que $E_S/E_P = 2(\alpha/\beta)$. L'équipartition est un marqueur du régime de diffusion souvent étudié dans le cas de la coda sismique [Papanicolaou et al., 1996, Hennino et al., 2001, Margerin et al., 2009]. Tsai [2010] discute la possibilité

de reconstruire en partie la fonction de Green dans le cas où l'équipartition n'est pas complète.

Wapenaar et al. [2010a,b] résument et illustrent les principes de base de l'interférométrie ainsi que les approches théoriques développées récemment.

Pour résumer, l'argumentation de l'ensemble de ces études repose sur la notion de champ aléatoire. L'hypothèse d'un champ diffus, vérifiable expérimentalement par l'équipartition dans le cas élastique, permet la convergence de la corrélation vers la fonction de Green. L'excitation par une source ponctuelle d'un milieu très hétérogène peut rendre valable cette hypothèse en sismologie (cas de la coda). Une autre solution proposée, repose sur une distribution adéquate de sources (déterministes ou stationnaires, et décorrélées spatialement) dans un volume et/ou sur une surface entourant les récepteurs. Dans la nature, ces conditions étant rarement remplies, de nombreux travaux cherchent à quantifier les biais de temps et d'amplitude introduits dans la reconstruction [Froment et al., 2010, Tromp et al., 2010]. Ceci est discuté plus en détail paragraphe 3.3.

Depuis la démonstration expérimentale de faisabilité à l'échelle du laboratoire [Lobkis and Weaver, 2001], de très nombreuses études dans différents domaines utilisent des fonctions de Green reconstruites par corrélation du champ ambiant. La section suivante résume les principales applications en sismologie.

3.1.3 Applications récentes en sismologie

Le principe de corrélation du champ d'ondes ambiant a été utilisé pour la première fois en héliosismologie par Duvall et al. [1993]. En appliquant leur analyse « temps-distance » à des données d'imagerie Doppler, ils ont reconstruit et étudié la propagation des ondes P à l'intérieur du Soleil sans source ponctuelle, mais en considérant le champ d'ondes comme étant aléatoire.

Dans la suite des démonstrations expérimentales à l'échelle du laboratoire de Lobkis and Weaver [2001], Campillo and Paul [2003] ont montré, dans une expérience au Mexique, que la corrélation à l'échelle régionale de la coda sismique permettait la reconstruction des ondes de surface balistiques entre des couples de stations (figure 3.2-a). Dans cette étude, le tenseur de Green [4] est partiellement reconstruit. A cette échelle, la coda sismique est suffisamment diffuse [Aki, 1969, Hennino et al., 2001]. Paul et al. [2005] reproduisent une expérience similaire en Alaska et mettent en avant une dissymétrie dans

4. En sismologie, le tenseur de Green correspond aux 9 fonctions de Green obtenues à partir des 3 composantes spatiales (verticale, radiale et transversale).

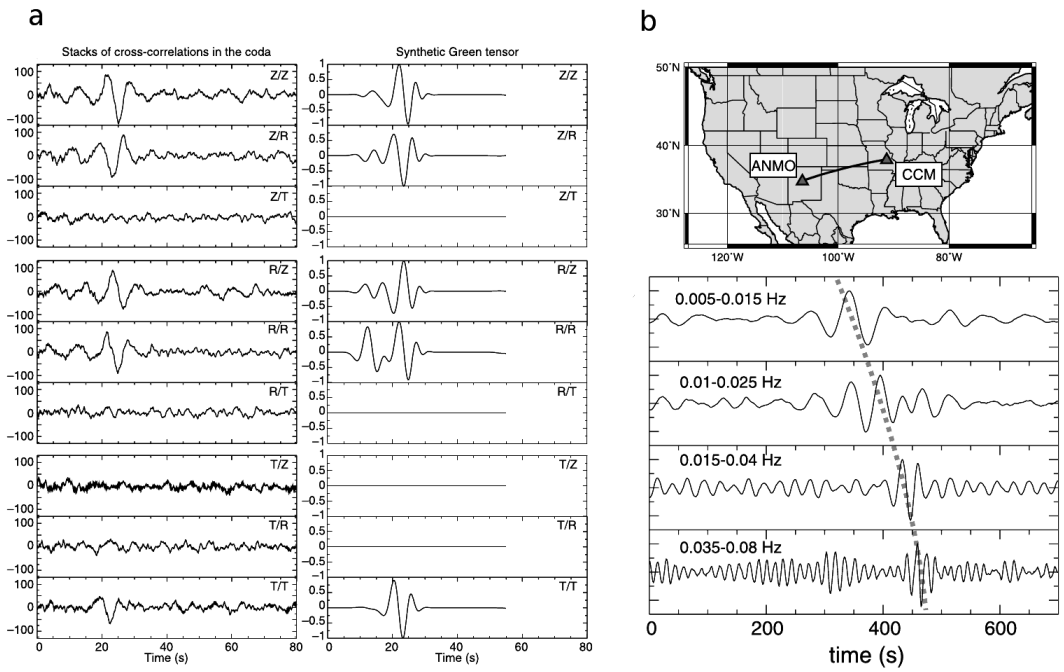

FIGURE 3.2 – (a) Reconstruction du tenseur de Green après corrélation de la coda sismique à l'échelle régionale et comparaison à un tenseur synthétique. D'après Campillo and Paul [2003]. (b) Reconstruction de l'onde de Rayleigh par corrélation de bruit de fond à l'échelle continentale. Le caractère dispersif de l'onde reconstruite est souligné par un filtrage dans différentes bandes de fréquences. D'après Shapiro and Campillo [2004].

l'amplitude des parties causale et anti-causale de la corrélation. Cette dissymétrie est interprétée comme une anisotropie du champ diffus.

Simultanément à ces études, et à une échelle proche de la sismologie, Roux and Kuperman [2004] montrent que les ondes balistiques peuvent être reconstruites entre deux hydrophones par corrélation du bruit de fond dans un guide d'onde océanique.

Le bruit de fond sismologique, et non plus la coda des séismes, est utilisé pour la première fois par Shapiro and Campillo [2004] pour reconstruire des ondes de surface balistiques à l'échelle continentale (figure 3.2-b). Ils montrent que la mesure de la dispersion est possible sur ces ondes reconstruites. La première application de la méthode de corrélation de bruit à un problème d'imagerie (tomographie) a été réalisée par Shapiro et al. [2005]. Ils ont démontré que les mesures de dispersion réalisées sur les ondes de surface reconstruites permettaient, par inversion, de construire des modèles de vitesse de groupe avec une très bonne résolution (figure 3.3-a). Cette méthode d'imagerie « passive » (sans séisme, ni source active), de par sa robustesse et sa relative simplicité d'implémentation, s'est ensuite largement développée : à l'échelle crustale et lithosphérique [Yao et al., 2006, Lin et al., 2008, Stehly et al., 2009, Ritzwoller et al., 2011, Poli et al., 2013], à l'échelle

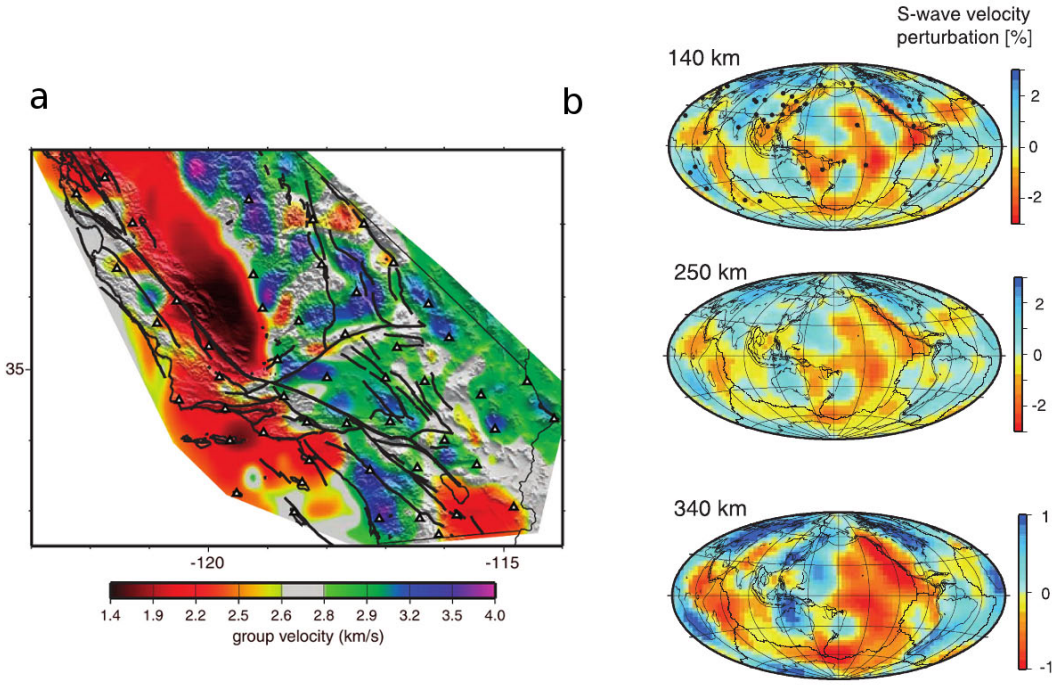

FIGURE 3.3 – (a) Modèle de vitesses de groupe de l'onde de Rayleigh (période dominante 7.5 s) mesurées sur des fonction de Green reconstruites. D'après Shapiro et al. [2005]. (b) Modèle global de vitesse des ondes S obtenu à partir d'ondes de surface reconstruites par corrélation de bruit à longues périodes. L'échelle de couleur correspond à une perturbation par rapport à un modèle moyen. D'après Nishida et al. [2009].

globale (figure 3.3-b, Nishida et al. [2009]), mais aussi à l'échelle d'un réseau industriel de prospection sismique [Mordret et al., 2013a].

De très nombreuses applications dans le domaine de l'imagerie se sont développées parallèlement à l'évolution des réseaux de capteurs. Ces réseaux de plus en plus denses permettent l'application de nouvelles méthodes de traitements et l'extraction de nouvelles observables (discussion dans le chapitre 4). Par exemple, l'utilisation de l'équation de l'Eikonal (équation 1.13, Lin et al. [2009]) ou une approche basée sur l'équation de Helmholtz [Mordret et al., 2013b] permet de caractériser la vitesse du milieu simultanément à son anisotropie azimutale.

Dans le domaine de la prospection pétrolière terrestre, on a vu dans le chapitre 2 que la diffraction des ondes de surface (*ground roll*) pouvait masquer le signal utile, c.-à-d. la réflexion des ondes P. Halliday et al. [2007, 2010] proposent une méthode de filtrage de ces ondes de surface basée sur la soustraction d'un champ reconstruit par corrélation de bruit (*virtual source methode*).

La possibilité de reconstruire une fonction de Green à différentes dates par corréla-

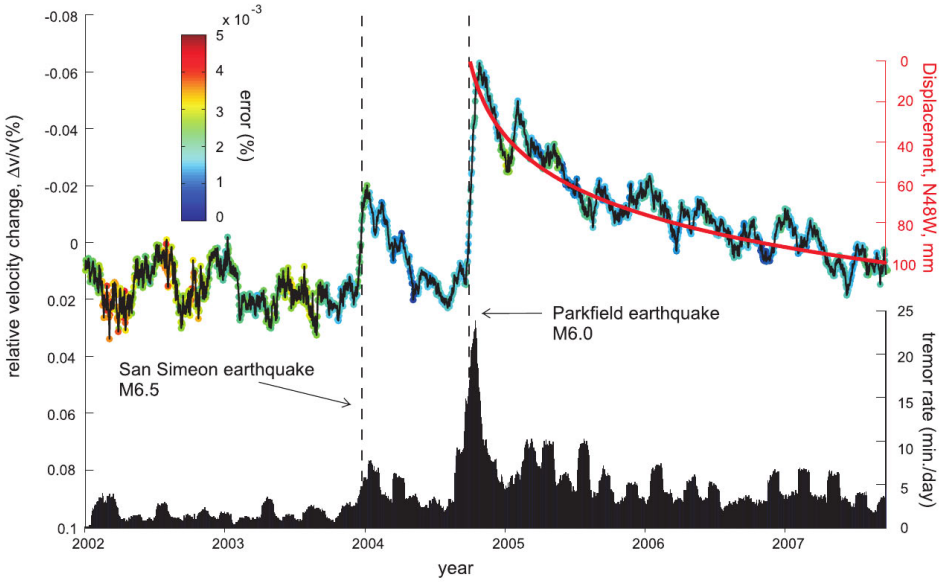

FIGURE 3.4 – Variation co-sismique de la vitesse des ondes de surface observée dans la région de Parkfield (Californie) lors d'un séisme $M_w = 6$ en 2004 et sa relaxation. D'après Brenguier et al. [2008a].

tion du bruit ambiant permet la surveillance du milieu. Une méthode d'évaluation des variations temporelles de vitesse de propagation, a permis à Brenguier et al. [2008a] d'observer une variation co-sismique (simultanée à un séisme) de la vitesse des ondes de surface de l'ordre de 0.05%, ainsi que sa relaxation sur plus de deux ans. Cette observation à été réalisée dans la région de Parkfield en Californie lors d'un séisme $M_w = 6$ en 2004. D'autres applications utilisant des mesures similaires de variations de vitesse ont été appliquées avec succès à des édifices volcaniques [Brenguier et al., 2008b, Mordret et al., 2010] ou à d'autres zones de failles [Froment et al., 2013].

L'amélioration de la qualité des reconstructions a également permis de réaliser des mesures relatives à l'amplitude du signal, et non plus uniquement à sa phase. Des travaux visent notamment l'étude des effets d'amplifications de certains bassins sédimentaires (effets de site) ou, plus généralement, la prédiction de la réponse d'une région à un séisme [Prieto and Beroza, 2008, Denolle et al., 2013]. Des études visant à quantifier l'atténuation anélastique à l'échelle crustale ont également été réalisées [Lawrence and Prieto, 2011, Prieto et al., 2011].

Dans toutes ces applications, seules les ondes de surface sont utilisées. On peut noter qu'en sismologie, Roux et al. [2005a] reconstruisent pour la première fois par corrélation de bruit, des onde P à l'échelle locale $(0-10\,km)$. La reconstruction des ondes de volume est plus largement discutée chapitre 5 et 6.

3.2 Origines du bruit ambiant

3.2.1 Contexte

L'enregistrement continu des déplacements du sol par les stations sismologiques montrent que la surface de la Terre, même lors des périodes de faible activité sismique, est soumise à une oscillation perpétuelle de faible amplitude. Ce champ d'ondes ambiant, considéré comme un bruit polluant l'enregistrement des séismes, est observable à toutes les fréquences (à l'échelle de l'observation sismologique, figure 3.5). Il a rapidement été interprété comme étant le résultat de l'interaction entre l'atmopshère, les océans et la Terre solide. Des causes artificielles y sont également associées à relativement haute fréquence. Ce sujet est très largement traité dans la littérature. Gutenberg [1958] rapporte déjà plusieurs centaines de références relatives aux « microséismes » : nom général des sources non-ponctuelles (autre que les séismes et explosions). Une revue de la littérature récente peut être trouvée dans l'article de Bonnefoy-Claudet et al. [2006]. Etant un signal de faible amplitude, l' étude du bruit de fond s'est largement développé avec l'amélioration de la réponse des capteurs [5]. L'utilisation des premiers réseaux de capteurs dès les années 60 est également une avancée importante pour la localisation des sources de bruit [Lacoss et al., 1969]. L'océanologie et la météorologie sont également des domaines impliqués dans la compréhension des mécanismes à l'origine de ces vibrations continues [Ardhuin et al., 2011].

La figure 3.5 montre des densités spectrales de puissance calculées à partir des enregistrements continus sur l'année 1995, des stations continentales du réseau Géoscope [Stutzmann et al., 2000]. Pour caractériser les sources de bruit, on distingue généralement trois gammes de périodes. Pour des périodes inférieures à 3 s, le bruit est dominé par l'action des conditions météorologiques locales (vent, pluie...) et les sources anthropiques (artificielles). Pour des périodes supérieures à 3 s, le bruit est dominé par les variations de la pression atmosphérique à grande échelle, et l'action de la houle océanique. Dans cette gamme de périodes, on fait la différence entre les pics micro-sismiques (entre 3 s et 30 s) et le Hum (à plus longues périodes).

5. Par exemple, un capteur Streckeisen STS-1 utilisé notamment par le réseau Géoscope, possède une réponse plate en fréquence entre 0.1s et 350s avec un gain dynamique supérieur à 140dB.

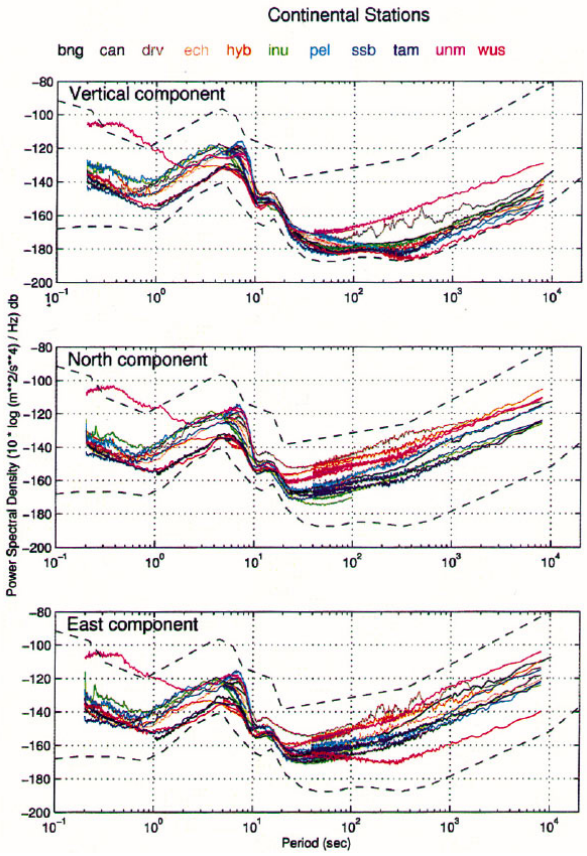

FIGURE 3.5 – Densités spectrales de puissance calculées pour les stations continentales, trois composantes, du réseau mondial Géoscope et pour l'année 1995. Les lignes en pontillées représentent respectivement le niveau haut (HNL) et bas (LNM) du modèle de bruit proposé par Peterson [1993]. La gamme de périodes s'étend de 0.2 s à 8000 s. D'après Stutzmann et al. [2000].

3.2.2 Sources d'origines humaines

L'activité humaine produit une quantité non négligeable de vibrations. La figure 3.5 montre que dans la gamme de périodes 0.2 s et 2 s, la station UNM du réseau Géoscope enregistre un niveau de bruit qui est 20dB supérieur à celui des autres stations. Cette station est placée dans la ville de Mexico. Contrairement aux autres stations qui sont davantage éloignées des zones urbaines, cette station est perturbée par le trafic routier et l'activité industrielle. A petite échelle, ce champ d'ondes peut être caractérisé, par exemple sur un site d'exploration/production pétrolière [Corciulo et al., 2012b] et utilisé pour de l'imagerie passive [Lin et al., 2013a] ou pour de la surveillance sismique [Corciulo et al., 2012a]. Dans la Terre, les hautes fréquences étant rapidement atténuées, ce champ perd rapidement sa cohérence spatiale et ne permet donc pas la reconstruction de la fonction de Green à grande échelle.

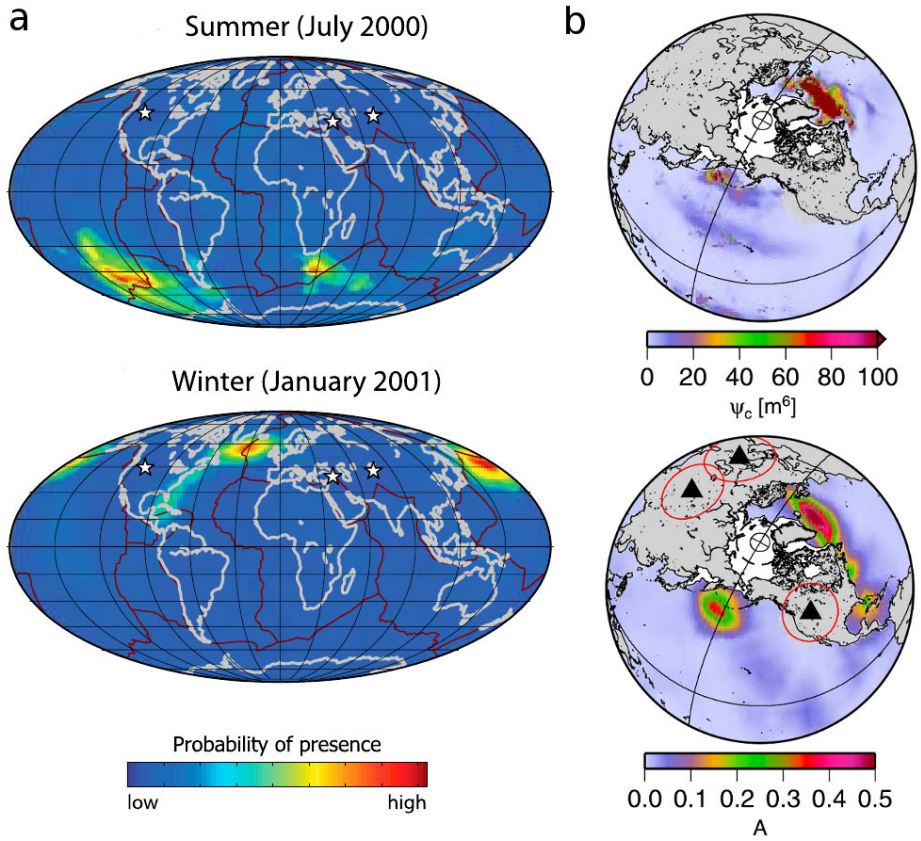

FIGURE 3.6 – (a) Localisation et mise en évidence des variations saisonnières des sources de bruit du second pic micro-sismique. Mesures réalisées par traitement d'antenne (étoiles blanches). L'excitation est maximale en hiver (dans chaque hémisphère respectivement). D'après Landès et al. [2010]. (b) Comparaison des observations sismologiques (en bas) et un modèle d'excitation (en haut) par l'interférence de la houle océanique d'après le modèle de Longuet-Higgins [1950]. D'après Hillers et al. [2012].

3.2.3 Les deux pics micro-sismiques

Dans la gamme de périodes 3 s à 30 s, la figure 3.5 montre que le spectre des signaux est dominé par deux maxima : le premier (en fréquence) pic micro-sismique vers 14 s, et le second pic vers 7 s avec une amplitude plus importante.

Le premier pic, entre 10 et 20s, correspond à la gamme de période de la houle océanique (onde de gravité) excitée par le vent. Le mécanisme de transmission de l'excitation à la Terre solide reste pourtant mal compris. L'hypothèse la plus simple repose sur l'intéraction directe des vagues avec les lignes de côte [Haubrich et al., 1963]. Un autre modèle est basé sur la perturbation de la pression dans la colonne d'eau, liée au mouvement des vagues. Cette perturbation étant atténuée avec la profondeur, elle n'est transmise au sol

que dans les régions océaniques peu profondes [Friedrich et al., 1998]. Or, des analyses de réseaux sismologiques ont également montré une contribution importante des zones océaniques profondes ce qui laisse suggérer un mécanisme source plus complexe [Stehly et al., 2006].

Le second pic, entre 5 et 10s, résulte d'un mécanisme d'interférence entre deux houles de fréquence proche, mais voyageant dans des sens opposés. Le principe a été formalisé par Longuet-Higgins [1950]. Cette interférence provoque une perturbation de pression, sous forme d'une onde stationnaire, dans toute la colonne d'eau. Dans ce cas il n'y a pas d'atténuation avec la profondeur, et la perturbation peut donc être transmise aux fonds océaniques. Sa fréquence est deux fois la fréquence de la houle, d'où le lien étroit entre premier et second pic micro-sismique. Les conditions nécessaires à ce type d'excitation peuvent aussi bien se retrouver proche des côtes où la houle est réfléchie, qu'en pleine mer où des systèmes de tempêtes peuvent générer des houles opposées. La bathymétrie est un paramètre majeur qui contrôle la mise un place des conditions de résonance de la colonne d'eau (en accord avec la fréquence de la houle). Des observations sismologiques permettent de localiser mais également de mesurer les variations saisonnières de ce type d'excitation (figure 3.6-a, Landès et al. [2010]). La formalisation de Longuet-Higgins [1950] permettant également sa modélisation à partir des observations météorologiques et océanologiques (figure 3.6-b, Hillers et al. [2012]).

La caractérisation spatiale dans cette gamme micro-sismique, via une transformation fk du champ d'ondes ambiant, révèle une forte dominance des ondes de surface par rapport aux ondes de volume [Friedrich et al., 1998]. La présence d'ondes de volume associées à l'activité océanique est bien attestée dans cette bande de fréquences [Vinnik, 1973, Gerstoft et al., 2008, Landès et al., 2010]. L'origine des ondes de volume dans le bruit de fond est discutée plus en détail dans le chapitre 6.

Enfin on peut noter l'existence d'autres sources micro-sismiques liées à l'intéraction de la houle avec certaines structures géologiques particulières. La plus connue étant une excitation très stable, à une période proche de $26s$ (quasi-monochromatique) et localisée dans le Golfe de Guinée et dont le mécanisme source reste aujourd'hui mal compris [Oliver, 1962, Holcomb, 1980, Shapiro et al., 2006].

3.2.4 Le Hum

A des périodes supérieures à 30 s, une oscillation perpétuelle de la surface de la Terre est observable (figure 3.5). Habituellement observables après de très forts séismes [Okal and Stein, 2009], ces oscillations qui recouvrent en partie la gamme de fréquences des modes propres de la Terre, sont également visibles pendant les longues périodes de calme [Tanimoto, 2001]. Le « Hum » est le nom donné au bruit basse fréquence. La variabilité saisonnière observée par Nishida et al. [2000] démontre que la source de ce bruit est nécessairement liée aux fluctuations atmosphériques [Kobayashi and Nishida, 1998] et/ou océaniques [Rhie and Romanowicz, 2004, Tanimoto, 2005, Rhie and Romanowicz, 2006]. Les perturbations océaniques étant le résultat indirect des perturbations atmosphériques. Le mécanisme précis d'excitation est ici aussi mal connu. A des périodes inférieures à 200 s, l'hypothèse la plus probable est basée sur l'intéraction entre des ondes « d'infra-gravité » (houle de longue période, supérieure à 30 s) et du relief bathymétrique [Fukao et al., 2010].

3.3 Discussion sur la distribution des sources

La répartition des sources de bruits n'est pas homogène à la surface de la Terre (figure 3.6, Stehly et al. [2006], Landès et al. [2010]). Dans le cadre des méthodes interférométriques, il en résulte que le flux d'énergie au niveaux des récepteurs n'est pas isotrope et les conditions nécessaires à la convergence de la corrélation vers la fonction de Green ne sont pas parfaitement remplies [Yao and Van Der Hilst, 2009, Tromp et al., 2010, Basini et al., 2013].

On réalise une expérience synthétique sur le modèle d'une expérience de retournement temporelle [Derode et al., 2003b], mais à la surface de la Terre. La figure 3.7 illustre de manière qualitative la reconstruction de l'onde de Rayleigh dans les cas d'une distribution homogène ou hétérogène de sources. Un ensemble de 3600 sources de bruit sont positionnées régulièrement sur un cercle de 70° de rayon et entourant deux récepteurs A et B. Ces récepteurs sont distants de 40°. Pour chacune des sources, des enregistrements de 4h sont construits en convoluant la fonction de Green synthétique, calculée dans le modèle PREM [Dziewonski and Anderson, 1981] par la méthode des éléments spectraux [Nissen-Meyer et al., 2007, 2008], avec un bruit blanc de 8h. Ce dernier est généré indépendamment pour chacune des sources (décorrélation spatiale).

Les corrélations des enregistrements en A et B et pour chacune des sources, classées en fonction de l'azimut, sont représentées figure 3.7-c. Les corrélations sont filtrées dans

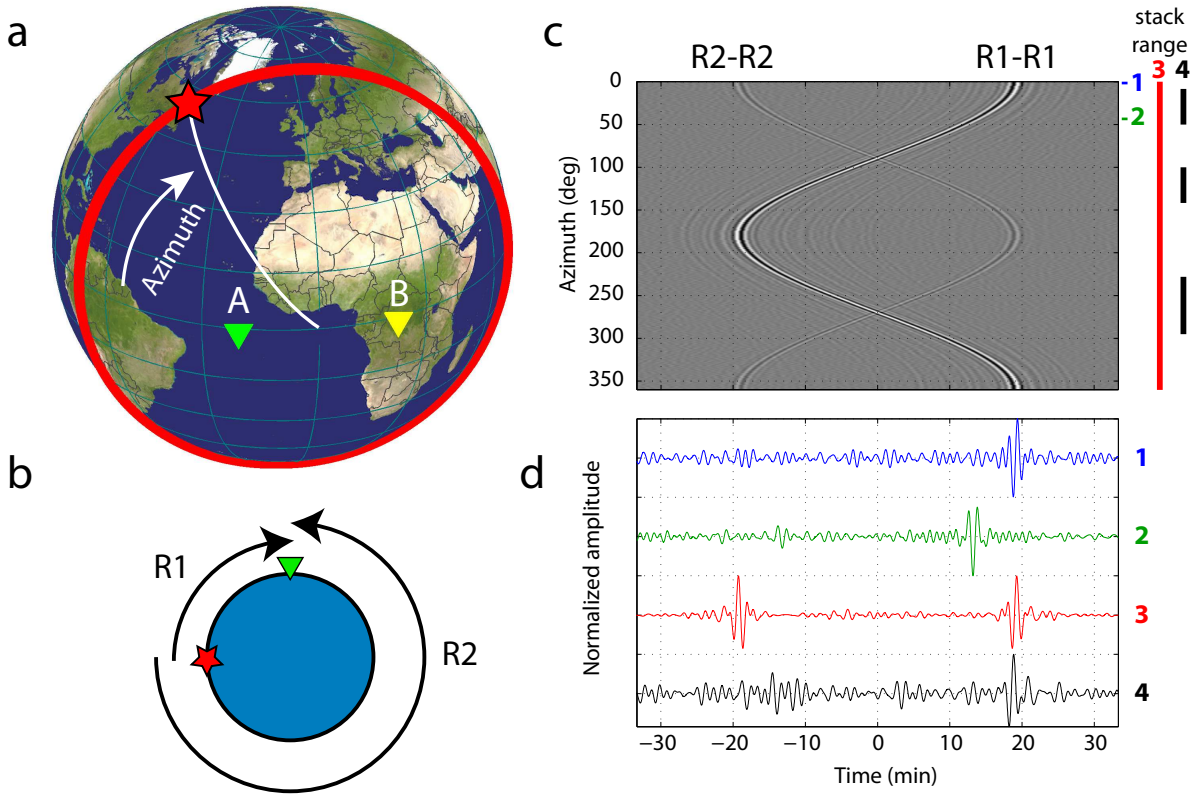

FIGURE 3.7 – Illustration d'une expérience synthétique de reconstruction de l'onde de Rayleigh par corrélation. (a) Schéma de l'expérience. Deux récepteurs A et B sont distants de 40°. Des sources de bruit (en rouge) sont placées régulièrement sur un cercle de rayon 70° et entourent les récepteurs. (b) Schéma des trains d'onde de surface entre une source (rouge) et un récepteur (vert) transitant respectivement le long du petit arc (R1) et du grand arc (R2). (c) Corrélations des signaux enregistrés en A et B, pour chacune des sources, en fonction de leur azimut. (d) Exemple de corrélations. Trace 1 et 2 : sources placées à 0° à 45° respectivement. Trace 3 : moyenne des corrélations pour tous les azimuts. Trace 4 : moyenne des corrélations limitée à certaines gammes d'azimuts (bandes noires sur la figure c).

la bande de périodes 50 s à 100 s. L'azimut nul correspond à la source alignée avec les deux récepteurs, du coté de A. Le train d'onde R1 (figure 3.7-b) transite entre les points A et B et donne un maximum dans la corrélation vers 20 min (partie causale) ; c'est le temps de trajet effectif de l'onde de Rayleigh si une source était placée en A et qu'on enregistrait le champ en B. Une onde symétrique, correspondant au trajet de B vers A, apparaît dans la partie anti-causale de la corrélation, c'est le résultat de la corrélation de l'onde R2, davantage atténuée relativement à R1.

Lorsque la source est déplacée le long du cercle, l'onde de Rayleigh est reconstruite à un temps inférieur au temps effectif de propagation entre A et B. Pour une source placée

sur la médiane de l'arc AB (90° et 270°), les enregistrements en A et B sont strictement identique puisque le modèle de vitesse est homogène, et leur corrélation devient l'auto-corrélation. Le cas d'une source placée à 45° est illustré par la trace 2 (figure 3.7-d). La sommation de la contribution de toutes les sources revient à considérer des conditions proches d'un champ isotrope au niveau des récepteurs. La corrélation moyenne (trace 3, figure 3.7-d) est quasi-symétrique. Seules les sources proches de la direction des deux stations contribuent de manière constructive à la reconstruction (zone de Fresnel autour de 0° et 180°, Roux et al. [2005b]).

On répète l'expérience mais en supprimant certaines sources, seules les gammes d'azimut indiquées par les lignes noires, à droite de la figure 3.7-c sont conservées. Le résultat de la sommation de ces corrélations correspond à la trace 4 figure 3.7-d. Cette corrélation n'est pas symétrique et son SNR est bas. Le maximum du côté causal est légèrement déphasé par rapport à la corrélation qui prend en compte toutes les sources (trace 3). Utiliser ce maximum pour réaliser une mesure de temps de trajet de l'onde de Rayleigh entre les points A et B reviendrait à considérer une vitesse de propagation anormalement haute entre A et B. Froment et al. [2010] quantifient et discutent les biais d'une telle mesure de temps dans le cas d'une distribution irrégulière de sources.

Les situations présentées ici illustrent des cas extrêmes : soit les sources entourent parfaitement A et B, soit aucune d'entre elles ne sont alignées avec les deux récepteurs et leur majorité sont même quasi-perpendiculaires à l'arc AB. En pratique, les sources sont peu nombreuses et relativement ponctuelles à la surface de la Terre (figure 3.6). Leurs variations de position et d'amplitude au cours du temps, mais également la diffraction du champ d'ondes dans les couches superficielles hétérogènes de la Terre, contribuent à rendre ce champ davantage isotrope. En réduisant l'impact des sources dominantes, le traitement des enregistrements continus avant corrélations, et notamment la sélection d'une durée suffisante de signal de manière à sommer un maximum de contributions des sources (sur le modèle de l'expérience figure 3.7), contribue à une meilleure convergence de la corrélation vers la fonction de Green. Un filtrage spatial du champ d'ondes avant ou après la corrélation peut également supprimer, ou réduire l'influence d'une source dominante ; ceci fait l'objet du chapitre 4.

D'autres méthodes ont été proposées pour limiter l'effet d'une trop forte directivité du champ ambiant. Roux [2009] a développé une méthode d'optimisation du tenseur de Green, permettant l'alignement des couples de station (par rotation du tenseur) sur la direction du bruit dominant. Une autre solution est basée sur la corrélation de la coda des corrélations entre deux récepteurs (itération de corrélations). Cette méthode permet de réduire l'impact des sources dominantes en s'appuyant sur le régime de diffusion présent

dans la coda des corrélations à chaque itération [Stehly et al., 2008, Froment et al., 2011].

3.4 Préparation des données

Pour tous les résultats présentés dans la suite de ce manuscrit, la première étape du travail consiste à préparer des enregistrements en vue de leur corrélation. Les grandes lignes de ce traitement sont présentées dans cette section, et illustrées figure 3.8 ; on peut les décomposer en deux parties. Les enregistrements peuvent provenir de systèmes d'acquisitions différents (capteurs, numériseurs...), une première étape consiste donc à harmoniser l'ensemble du jeu de données en minimisant au maximum l'impact de l'instrumentation. La seconde étape a pour objectif de favoriser la convergence de la corrélation vers la fonction de Green. Cette partie doit être adaptée à l'utilisation des corrélations, elle est donc détaillée à nouveau dans chacun des chapitres. De nombreuses études discutent des méthodes de traitements possibles, leurs avantages et inconvénients [Bensen et al., 2007, Groos et al., 2012, Seats et al., 2012, Poli et al., 2013].

3.4.1 Première étape

En sismologie, la déconvolution de la réponse instrumentale des enregistrements est un problème récurrent. Il s'agit de soustraire, dans le domaine de Fourier, la réponse impulsionnelle du système d'acquisition afin de retrouver l'information relative au déplacement, à la vitesse ou à l'accélération du sol. La fonction de transfert d'un système d'acquisition sismique (système linéaire) est décomposable en une réponse en gain (amplitude) et une réponse en phase (angle). La majorité des études utilisant des corrélations de bruit ont pour objet l'imagerie, via des mesures de temps de trajets. La présence d'une différence dans la réponse en phases des capteurs considérés, produit directement un déphasage dans la corrélation de leurs enregistrements. Ce déphasage, s'il n'est pas traité, induit une erreur dans la mesure des temps d'arrivées. En général, la réponse en gain peut être négligée puisque d'autres traitements (discutés plus bas) modifient l'amplitude des signaux.

La déconvolution des signaux est généralement accompagnée d'un filtrage préalable (large-bande) et d'un ré-échantillonnage. La bande exacte du filtrage est fonction de l'objet d'étude et de son échelle ; dans notre cas elle est typiquement comprise entre des périodes de 1 s à 200 s. Les signaux bruts peuvent être échantillonnés différemment ; entre 10 Hz et 80 Hz pour les canaux large-bandes (B, nomenclature SEED). Il est

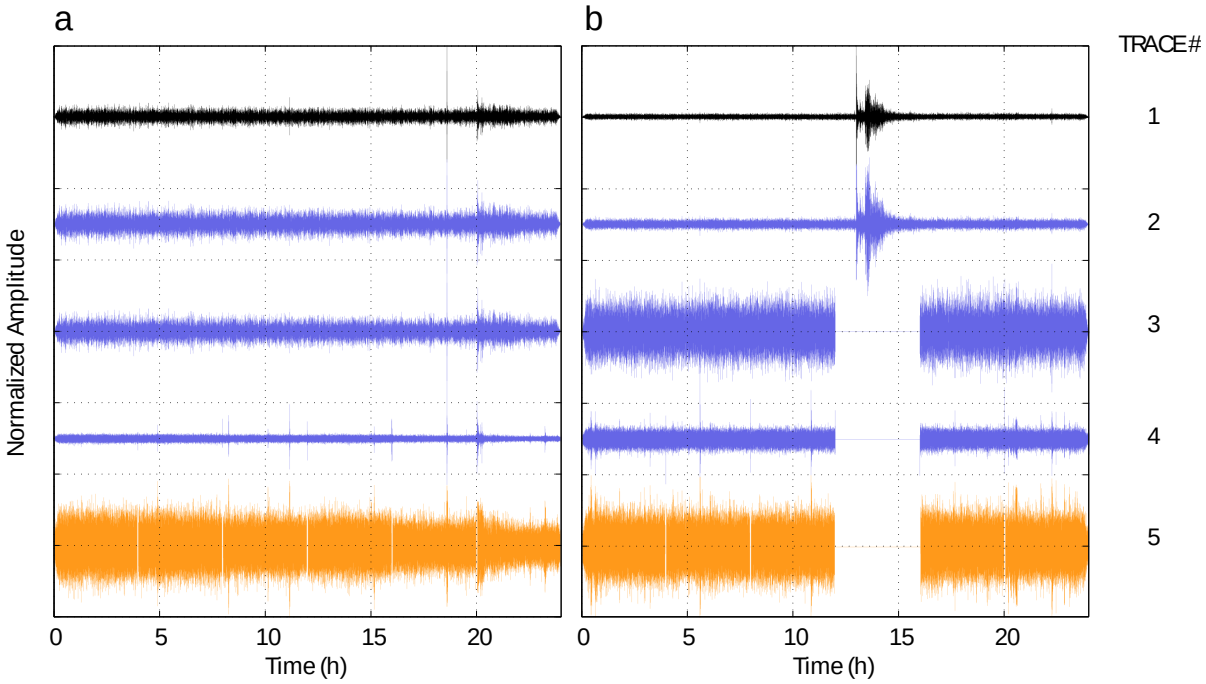

FIGURE 3.8 – Illustration des différentes étapes de traitement (traces 1 à 5) sur les enregistrements journaliers de la station R11A du réseau USArray (TA) ;(a) le 8 octobre 2009 et (b) le 24 octobre 2009 (séisme en Indonésie, $M_w = 6.9$). Trace 1 : déconvolution de la réponse du capteur et filtrage entre $1\,s$ et $200\,s$. Trace 2 : premier écrêtage. Trace 3 : segmentation de la trace journalière (ici en 4h) et rejet des séismes. Trace 4 : blanchiment spectral des différents segments. Trace 5 : second écrêtage.

nécessaire d'harmoniser leur discrétisation avant la corrélation. Pour limiter un maximum l'introduction d'erreurs, il est préférable de réduire le taux d'échantillonnage plutôt que de l'augmenter par interpolation. La trace 1 de la figure 3.8 montre le résultat de ces premières étapes de traitement.

Pour supprimer les fortes variations dans l'amplitude des signaux, souvent liées à des problèmes instrumentaux, on choisi d'écrêter les enregistrements en remplaçant par zéro toutes les valeurs supérieures à 15 écart-types (trace 2, figure 3.8)

3.4.2 Deuxième étape

Jusqu'ici, les traitements sont appliqués sur des fenêtres d'une journée d'enregistrement. On propose maintenant de segmenter ces journées en différentes sous-traces de durée égale [Groos et al., 2012]. A terme, la corrélation entre deux traces d'une journée est remplacée par la moyenne des corrélations des différents segments composants la journée correspondante. Par cette méthode, on peut détecter et choisir de ne pas cor-

réler un segment qui contiendrait un événement particulier, et ceci tout en conservant l'information des autre segments, c.-à-d. sans supprimer la journée entière. Le choix de la durée des segments est discuté plus loin dans cette section.

On a vu dans la section précédente qu'une source dominante, non alignée avec les deux récepteurs peut introduire des biais (vitesse apparente élevée) dans la reconstruction de la fonction de Green. Un séisme est par définition un événement dominant puisqu'il émerge du niveau du bruit micro-sismique en rendant le champ d'ondes directif. Il est donc nécessaire de supprimer les fronts d'ondes balistiques des enregistrements. Leurs arrivées tardives, correspondant à la coda diffuse (figure 1.2) peuvent contribuer de manière constructive à la convergence, on ne cherche donc pas spécifiquement à les supprimer.

En pratique, un segment est rejeté des enregistrements s'il contient trop de valeurs nulles, traduisant un problème d'acquisition, ou s'il contient un séisme. La détection d'un événement est réalisée via deux critères empiriques basés sur l'aspect énergétique et transitoire des séismes. En prévision du second critère, il est nécessaire de calculer préalablement l'écart-type sur trois sous-segments (on divise une nouvelle fois les segments), notés ici σ_a, σ_b et σ_c. Un événement est détecté sur un segment si (1) son énergie est supérieure à 1.5 fois l'énergie moyenne de la journée et (2) si $max(\sigma_a, \sigma_b, \sigma_c)$ est 1.2 fois supérieur à $min(\sigma_a, \sigma_b, \sigma_c)$. La trace 3 de la figure 3.8-b illustre la suppression d'un séisme en utilisant ces critères.

Puisque les séismes, et autres événements transitoires d'amplitudes élevées, ont été retiré des enregistrements, il n'est pas nécessaire de normaliser en amplitude les segments restant. En revanche, les segments conservés sont normalisés par le spectre d'amplitude, dans le domaine de Fourier (blanchiment, Bensen et al. [2007]). Ce traitement a pour effet de limiter l'impact des sources stationnaires quasi-monochromatiques. Par exemple le pic à 26 s dans le Golfe de Guinée [Shapiro et al., 2006]. Plus généralement, son effet est lié à la définition du blanchiment, c.-à.-d. l'égalisation de l'influence des différentes sources de bruits. Ceci va dans le sens de la convergence vers la fonction de Green (équation 1.14) qui est définie comme étant la réponse à une impulsion, c.-à.-d. un spectre blanc. La trace 4 de la figure 3.8 illustre le blanchiment spectral des différents segments.

Enfin, les derniers pics d'amplitudes pouvant apparaître suite au blanchiment sont écrêtés à hauteur de 4 fois l'écart-type du segment (trace 5, figure 3.8).

On peut noter que l'utilisation du traitement 1-bit, très simple à mettre en œuvre, en conservant uniquement le signe de l'amplitude, permet également de limiter l'influence des séismes. Ce traitement n'est pas approprié dans notre cas puisque les corrélations sont calculées sur une bande de fréquences très large (1 s à 200 s). Conserver uniquement

le signe du signal risquerait d'agir comme un filtre passe-bas si l'amplitude des hautes fréquence est insuffisante (relativement aux basses fréquences).

La corrélation C_{AB} entre les stations A et B, que l'on normalise par l'énergie des deux segments (S_A et S_B), est telle que :

$$C_{AB}(t) = \frac{\int_0^T S_A(\tau) S_B(t+\tau) d\tau}{\sqrt{\int_0^T S_A^2(\tau) d\tau \int_0^T S_B^2(\tau) d\tau}} \tag{3.6}$$

On peut noter que les traitements présentés dans ce paragraphe sont appliqués de la même manière sur les enregistrements issus des trois composantes (Z, N et E) des stations. Si nécessaire, le changement de repère des coordonnées géographiques vers les coordonnées liés à la propagation (axe Radial, Transversal et Vertical), est réalisé après la corrélation.

Soit N_s le nombre de stations du réseau considéré et N_j le nombre de jours sélectionnés. Le schéma de traitement choisi, implique de calculer 6 corrélations par jour et par couple de stations. Le nombre de corrélations N_c croît rapidement, tel que :

$$N_c = 6N_j \left(N_s + \frac{N_s(N_s-1)}{2} \right) \tag{3.7}$$

Pour une année d'enregistrements continus sur 500 stations : $N_c > 2,5 \times 10^8$. Cette valeur doit être multipliée par 9, pour le calcul de toutes les composantes du tenseur de Green.

3.4.3 Comparaison des traitements

La figure 3.9 montre le résultat des corrélations pour deux couples de stations, moyennées sur 3 mois, et dans deux bandes de fréquences (5 s à 25 s et 25 s à 60 s). Cette figure illustre l'utilisation de différentes durées pour la segmentation des journées : de $24h$ (pas de segmentation) à 1 h (24 segments). Une évaluation du SNR [6] est également présentée pour chacune des corrélations. L'utilisation d'une fenêtre trop courte (1 h), empêche la reconstruction de trajets longs (cf. chapitres 5 et 6). De plus, on remarque que l'utilisation de fenêtre d'une journée (avec le traitement défini plus haut) correspond à des SNR bas. La valeur choisie est 4 h, soit une durée suffisante pour supprimer les ondes balistiques des forts séismes, et permettre la reconstruction de trajets longs. Une

6. Le SNR est calculé en faisant le rapport entre le maximum de la partie « signal », définie sur une fenêtre de temps contenant l'onde de surface, et la moyenne quadratique du bruit.

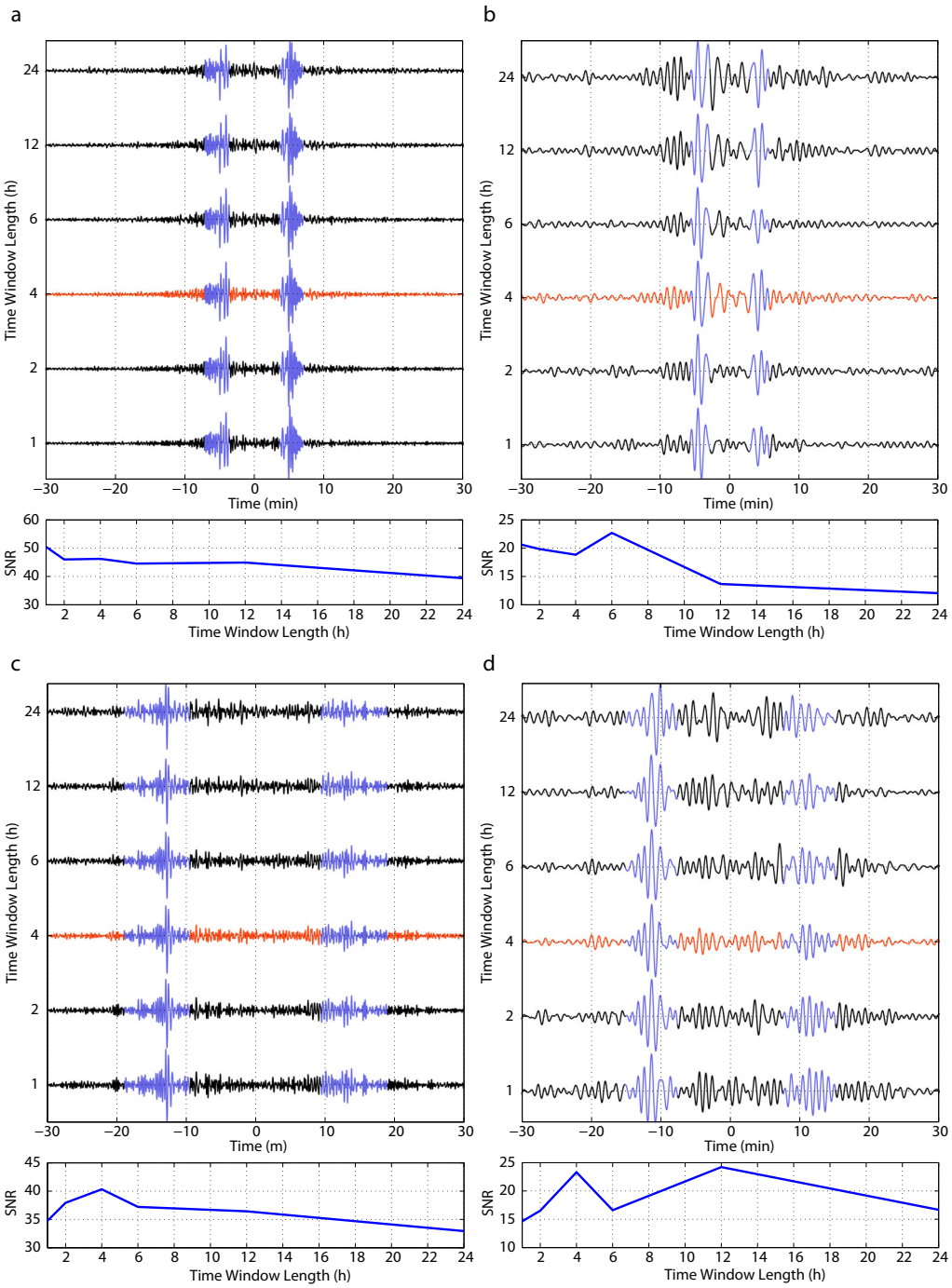

FIGURE 3.9 – Illustration du calcul des corrélations pour différentes durées de segmentation. Les stations appartiennent au réseau USArray (TA). (a) et (b) Couple F20A-F26A, (c) et (d) Couple KSCO-R11A. (a) et (c) Bande de périodes $5s-25s$; (b) et (d) $25s-60s$. Le SNR est calculé pour chaque corrélation, et les segments en bleu correspondent à la fenêtre de « signal ». Les traces rouges correspondent à la segmentation de $4\,h$, utilisée dans les travaux présentés dans ce manuscrit.

étude statistique, utilisant plusieurs jeux de données à différentes échelles, permettrait d'affiner le choix de cette valeur.

Enfin, la figure 3.10 montre une comparaison du taux de convergence de la corrélation pour différents schémas de traitements, en fonction de la durée considérée (quantité de corrélations cumulées, en mois). Cette figure illustre le cas d'un couple de stations du réseau LAPNET en Finlande [Poli et al., 2013]. Le taux de convergence est mesuré via le coefficient de corrélation R[7]. La segmentation en fenêtres de $4h$ converge mieux qu'un fenêtrage de $24h$. On remarque également que des traitements de type 1-bit ou une normalisation dynamique des traces (méthode proposée par Bensen et al. [2007]), réalisée sur les traces de 24 h, donnent des taux de convergence moins hauts que le traitement par segments de 4 h.

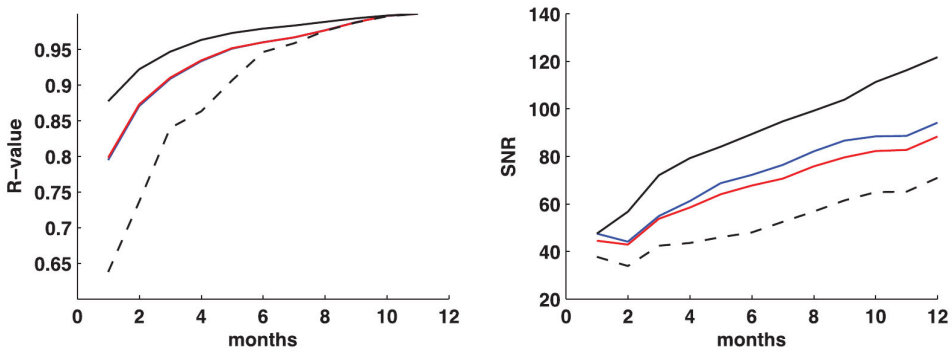

FIGURE 3.10 – Comparaison du taux de convergence R et du SNR en fonction de la quantité de corrélations cumulée (en mois) et pour différents types de traitements : normalisation 1-Bit (en bleu), normalisation dynamique sur fenêtre glissante (en rouge), et le traitement proposé figure 3.8 avec une segmentation de 4 h (en noir) et 24 h (tirets noirs). D'après Poli et al. [2013].

7. R est le coefficient de corrélation normalisé entre une corrélation cumulée sur une période donnée, et un corrélation référence. Cette référence correspond ici à la corrélation cumulée sur une année.

Chapitre 4

Imagerie Lithosphérique : Application au Réseau USArray

Sommaire

4.1 Contexte 81
4.2 Phase velocity tomography of surface waves using noise cross-correlation and array processing 85
4.3 Discussion et perspectives 100

4.1 Contexte

4.1.1 Le réseau USArray

Le réseau USArray fait parti du projet EarthScope. Son objectif principal est l'imagerie crustale et lithosphérique des États-Unis [Meltzer et al., 1999]. Le réseau USArray est lui-même décomposable en 4 expériences : un réseau transportable (TA), un réseau flexible, un réseau de référence et un réseau d'observation électromagnétique. C'est le réseau TA qui nous intéresse particulièrement ici. Il s'agit d'un ensemble d'environ 400 stations sismologiques larges-bandes (capteurs STS2 et CMG3T pour la plupart). Ces stations sont positionnées sur une grille quasi-carrée dont la taille des cellules est d'environ 70 km. Initialement déployé en Californie du Sud dès 2004, le réseau est progressivement déplacé vers l'Est des USA. Une station reste environ 2 ans à la même position avant d'être déplacée. La figure 4.1, montre le planning prévisionnel (en 2007) du déploiement.

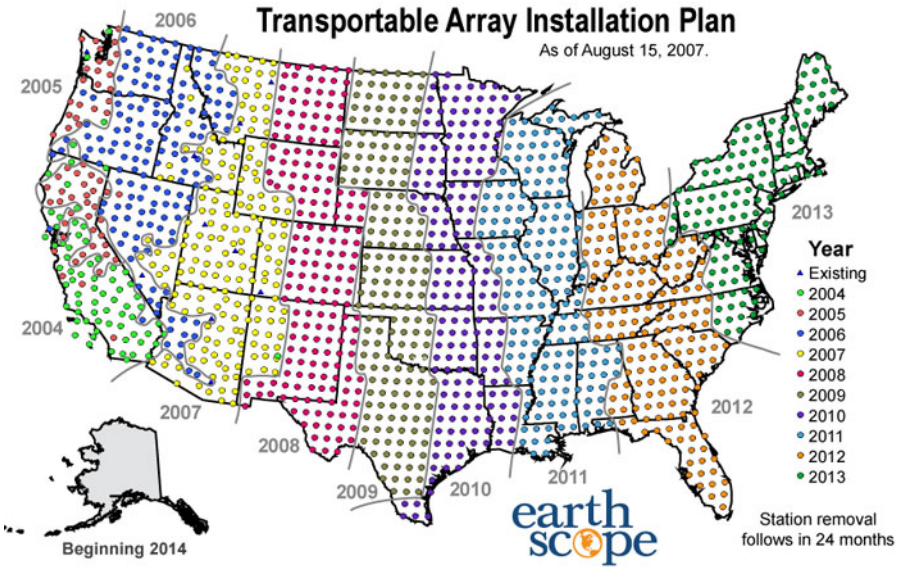

FIGURE 4.1 – Déploiement prévisionnel, à la date du 15 août 2007, du réseau *Transportable Array* (TA). Source EarthScope (http://www.earthscope.org/).

Pour l'étude présentée dans la suite de ce chapitre, on sélectionne 3 mois de données continues de novembre 2009 à janvier 2010. Le jeu de données contient les trois composantes (BHZ, BHE et BHN) de 495 stations.

4.1.2 Directivité du bruit et impact sur les corrélations

Les données sont traitées et corrélées suivant les étapes présentées dans le paragraphe 3.4. En comparaison à d'autres études d'imagerie qui utilisent couramment au moins un an d'enregistrements continus pour stabiliser le résultat de la corrélation [Ritzwoller et al., 2011, Poli et al., 2013], la période choisie ici est relativement courte. D'autre part, la densité du réseau permet d'analyser spatialement la qualité de la reconstruction du champ après la corrélation. La figure 4.2 montre la propagation du champ reconstruit après corrélation des enregistrements d'une station référence (KSCO), au centre du réseau, avec toutes les autres. Filtré entre 10 s et 20 s (premier pic micro-sismique), le champ reconstruit est principalement constitué de deux fronts d'ondes (figure 4.2-b). Un front d'onde circulaire converge (dans les temps négatifs) vers la station référence, puis diverge depuis cette dernière (dans les temps positifs). C'est la partie du champ correspondant à la fonction de Green partiellement reconstruite. On distingue également un front d'onde, quasi-plan, qui traverse le réseau du Nord-Est vers le Sud-Ouest. Ce front d'onde, toujours tangent au cercle (fonction de Green), et qui subsiste au temps nul de

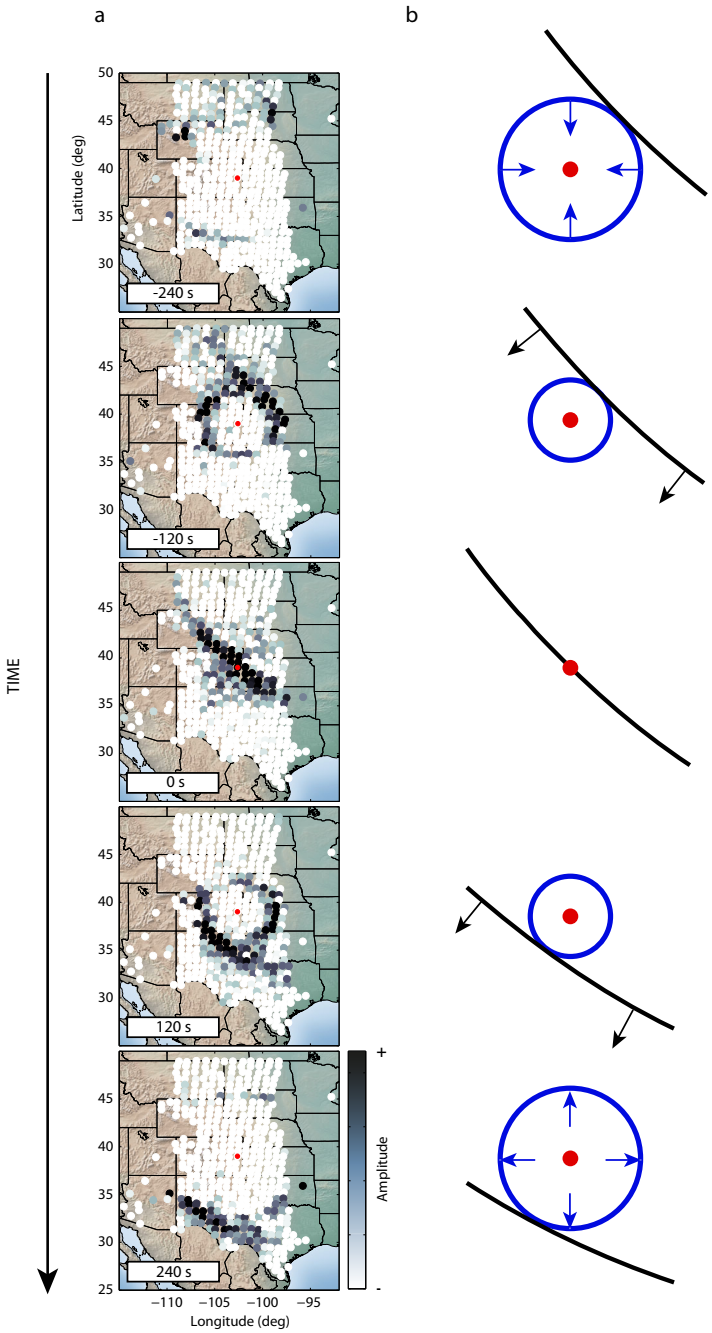

FIGURE 4.2 – (a) Aperçu de l'évolution temporelle de l'enveloppe du champ d'ondes issue de la corrélation d'une station du réseau (KSCO, en rouge) avec toutes les autres. Moyenne des corrélations couvrant la période des 3 mois sélectionnées. Les corrélations sont calculées entre les composantes verticales des capteurs. Les enregistrements sont filtrés entre 10 s et 20 s (premier pic micro-sismique). (b) Schéma illustrant la combinaison des deux champs visibles figure (a) : la fonction de Green (en bleu) convergente (temps négatifs) puis divergente (temps positifs) ; un front d'onde issu d'une source dominante au Nord de l'Atlantique (en noir).

la corrélation, voyage à la même vitesse que ce dernier : il est donc constitué du même type d'onde.

Une transformation fk-3D (section 1.2) est réalisée sur ce champ reconstruit. Le résultat, moyenné sur deux gammes de périodes ($5-25\,s$ et $25-60\,s$), est représenté figure 4.3. Le mode de représentation est tel que celui schématisé figure 1.3 : le centre des diagrammes correspond à la station KSCO, l'abscisse est l'axe Est-Ouest, l'ordonnée est l'axe Nord-Sud. Un champ complètement isotrope correspondrait, dans cette représenta-

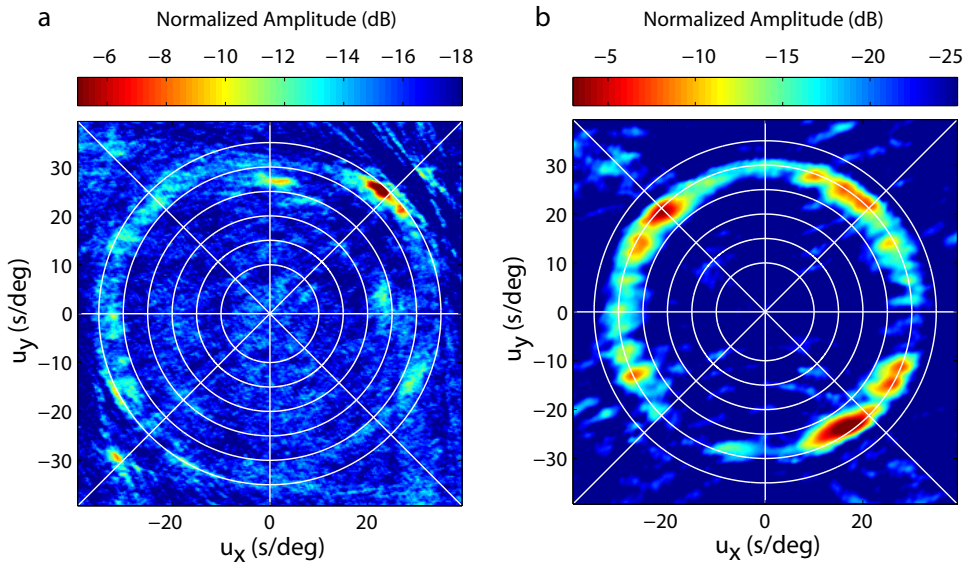

FIGURE 4.3 – Résultats de la transformation fk-3D du champ reconstruit après corrélation (figure 4.2-a). La station KSCO, référence pour le calcul des corrélations, correspond au centre du diagramme. Résultat moyenné (a) entre 5 s et 25 s, et (b) entre 25 s et 60 s.

tion, à un cercle dont le rayon serait la lenteur de l'onde de Rayeigh (pour la composante ZZ des corrélations).

Pour les courtes périodes (figure 4.3-a), on remarque que le champ est dominé par un maximum dont l'azimut est $\sim 45°$E, et la lenteur $\sim 33\ s/deg$. Cette observation est cohérente avec la présence du front d'onde quasi-plan visible figure 4.2. Sa lenteur indique qu'il s'agit d'une onde de Rayleigh [Ritzwoller et al., 2011]. Les données enregistrées pendant cette période hivernale, dans l'hémisphère Nord, sont dominées par une source d'origine océanique, située dans l'Atlantique Nord [Stehly et al., 2006].

A plus longues périodes (figure 4.3-b) on remarque que le champ reconstruit est davantage isotrope que pour les courtes périodes. Le maximum du diagramme indique la direction du Golfe du Mexique (azimut $\sim 145°$E), mais dans presque toutes les directions un maximum local est visible. De plus, la lenteur des ondes reconstruites dans cette gamme de périodes est inférieure à celle des courtes périodes : c'est le marqueur de la dispersion des ondes de Rayleigh.

La présence de sources de bruit dominantes dans les enregistrements continus, accentuée par le fait de moyenner les corrélations sur une période courte (3 mois), induit des biais dans le reconstruction de la fonction de Green (section 3.3). Le front d'onde de forte amplitude qui traverse le réseau, visible figure 4.2 et 4.3-a, apparaît dans les corrélations comme une onde dont la vitesse apparente est toujours supérieure à celle de l'onde de Rayleigh présente dans la fonction de Green (figure 3.7). L'existence simultanée

de deux fronts d'ondes dans le champ reconstruit complique son utilisation ; il est donc nécessaire de les séparer. Le front d'onde quasi-plan issu d'une source dominante peut, par exemple, être utilisé indépendamment pour extraire la vitesse de phase des ondes de surface par la méthode *Optimal Rotation Algorithm* proposée par Roux [2009].

Dans la suite de ce chapitre, on propose une méthode d'imagerie de la vitesse de phase des ondes de surface basée sur l'utilisation de sous-réseaux. Un traitement d'antenne de type DBF (chapitre 2) est appliqué au champ reconstruit par corrélation de bruit. La partie du champ correspondant à la fonction de Green est extraite afin de limiter les biais dans la mesure des temps de trajets.

4.2 Phase velocity tomography of surface waves using noise cross-correlation and array processing

Article publié en janvier 2014 dans *Journal of Geophysical Research, 119*
par *Boué P., Roux P., Campillo M. et Briand X.*

abstract

Continuous recordings of ambient seismic noise across large seismic arrays allows a new type of processing using the cross-correlation (CC) technique on broad-band data. We propose to apply double-beamforming (DBF) to CCs to extract a particular wave component of the reconstructed signals. We focus here on the extraction of the surface waves to measure phase velocity variations with great accuracy. DBF acts as a spatial filter between two distant sub-arrays after CC of the wave-field between each single receiver pair. During the DBF process, horizontal slowness and azimuth are used to select the wavefront on both sub-array sides. DBF increases the signal-to-noise ratio, which improves the extraction of the dispersive wave packets. This combination of CC and DBF (DBF-CC) is used on the Transportable Array (USArray), for the part that corresponds to central USA. A standard model of surface wave propagation is constructed from a combination of the DBF-CCs at different offsets and for different frequency bands. The perturbation (phase shift) between each beam and the standard model is inverted. High-resolution maps of the phase velocity of Rayleigh and Love waves are then constructed. Finally, the addition of azimuthal information provided by DBF is discussed, to construct curved rays that replace the classical great-circle path assumption.

4.2.1 Introduction

Ambient seismic noise cross-correlation (CC) is now an established method to image and monitor Earth structure at different scales. Continuous recordiings of the ambient wave-field are cross-correlated between pairs of seismic sensors, to recover the Green's function between the two sensors [Lobkis and Weaver, 2001, Campillo and Paul, 2003]. Classical use of this technique focused on surface waves [Shapiro and Campillo, 2004, Shapiro et al., 2005, Yao et al., 2006, Shen et al., 2013] as these dominate the ambient wave-field in the microseism frequency band. Due to the uneven distribution of noise sources at the Earth surface [Cessaro, 1994, Stehly et al., 2006, Landès et al., 2010, Hillers et al., 2012], the surface wave Green's function might not be fully recovered after CC : the signal-to-noise ratio (SNR) can be low, and bias in the phase arrival time can appear due to dominant sources [Froment et al., 2010]. In practice, particular care has to be made regarding the quality checking of CCs for further processing.

At a same time, dense broadband seismic networks have been recently deployed at the continental scale, such as USArray (USA), FNet (Japan) and IberArray (Spain). These arrays continuously record the ambient wave-field. One of the main goals of these arrays is to construct lithospheric velocity models (P-waves, S-waves), which is now routinely possible from teleseismic body waves or from the dispersive behavior of surface waves. In the case of surface waves, both earthquakes and Green's functions extracted from CCs can be used [Ritzwoller et al., 2011].

Using CCs, group velocity dispersion curves are classically constructed by measuring the arrival time of wave packets filtered in narrow frequency bands (frequency-time analysis, FTAN ; Dziewonski et al. [1969], Levshin et al. [1972, 1989]). The phase velocity of these dispersive signals can also be computed using the theoretical definition of the phase for the analytic signal and evaluating the instantaneous frequency from the FTAN result (e.g., recently used in Lin et al. [2008]). Such phase velocity measurement is indirect and can be subject to biased estimations due to intrinsic phase ambiguities. Phase or group dispersion curves associated with each station pair are then inverted to recover the local shear-wave velocity. The inversion process includes two steps : regionalization of the dispersion curves, which leads to a velocity map as a function of frequency ; and depth inversion, which leads to an S-wave velocity as a function of depth. The depth inversion is not discussed here.

More recently, and using dense and regularly distributed networks, the phase velocity has been retrieved with the Eikonal method, which is based on wave-front tracking inside the array [Lin et al., 2009, Ritzwoller et al., 2011]. To tackle finite frequency effects at

long periods (interference, back scattering), Lin and Ritzwoller [2011] proposed the use of Helmholtz tomography, where the amplitude terms that are discarded in the Eikonal approach, are kept in the two-dimensional Helmholtz equation [Shearer, 2009]. These methods are straightforward, as they eliminate the formulation of an inverse problem. Also, they can be applied similarly to CCs and earthquake data, and provide direct access to azimuthal anisotropy. On the other hand, they are very dependent on the sensor distribution for good estimations of the wave-front propagation through a spatial interpolation between stations.

In the present study, the dense distribution of sensors is seen as a way to combine the CC method and array processing. The main application of array processing associated to seismic ambient noise studies is called beamforming, which provides the directional properties of the ambient wave-field [Roux, 2009, Roux et al., 2011b, Landès et al., 2010], and from which spatial filtering can be performed (e.g., see the slant stack, tau-p, or f-k filtering techniques).

In this study, a new method for measuring and mapping the phase velocity is proposed, which is based on the combination of surface wave CCs and double-beamforming (DBF) processing. In section 4.2.2, the dataset and its pre-processing is introduced. The DBF method is described in section 4.2.3. The phase velocity measurements and the inversion results are presented in sections 4.2.4, 4.2.5 and 4.2.6. The introduction of azimuthal measurement from DBF to the inversion process, as a way to build deflected travel paths, is discussed in section 4.2.7.

4.2.2 Data and pre-processing

Three months of continuous data were selected from the Transportable Array (USArray), which corresponds to three-component broadband seismometers. Figure 4.4 shows the locations of the 465 stations on a quasi square grid of 70 km ($\sim 0.5°$) nodes.

Studies on ambient noise data often present different approaches to pre-process these data before CC. The proposed processing is slightly modified from Sabra et al. [2005a] and Bensen et al. [2007], with transient event removal using a shorter time window [Groos et al., 2012]. This section presents the details of the noise data pre-processing.

The instrument responses are first removed for the complete dataset, as there are different sensors within the network. A band-pass filter and time-domain clipping (removal of time windows with high amplitudes) are applied to these daily records, to remove the main high-frequency spikes and glitches. Prior to the correlation, each of the corrected

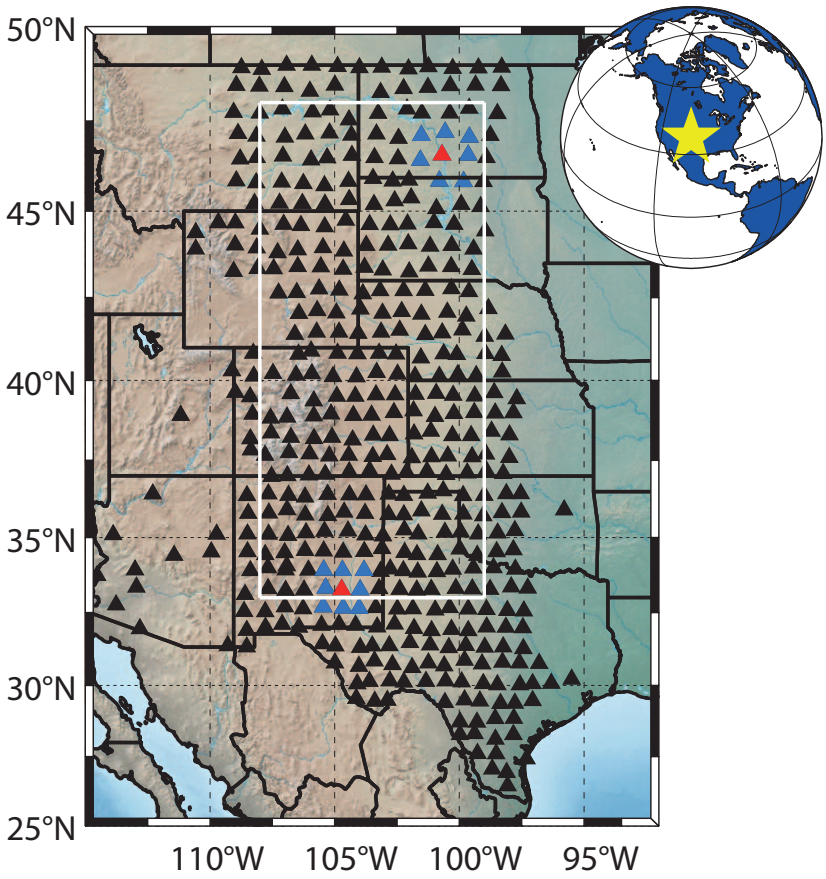

FIGURE 4.4 – Station selection from the Transportable Array (USArray) deployment from November 1, 2009, to January 31, 2010. The red stations (E28A and Z25A) and their corresponding sub-arrays (in blue) are used in figure 4.6. The white rectangle shows the zoomed area in figure 4.11 .

one-day traces is split into $4\,h$ time windows. For each time window, transient signals and instrumental issues are searched for and removed. For example, a $4\,h$ time window is removed (not correlated) if its energy is greater than 1.5-times the average energy of the one-day trace. Time windows with more than 10% of the samples with zero amplitude are also rejected (i.e., recording problems). Through this processing, strong impulsive signals are removed, such as ballistic arrivals from earthquakes, but this does not remove the late coda arrivals that contribute to the reconstruction of the Green's function.

The $4\,h$ time windows that remain are then whitened in the spectral domain between $5\,s$ and $150\,s$. When applied to broadband signals, this whitening mainly decreases the impact of dominant sources, such as microseism peaks and the narrow $26\,s$ peak from the Gulf of Guinea [Holcomb, 1980, Shapiro et al., 2006]. Finally, time-domain clipping is applied to remove the remaining peaks that are larger than 3.8-times the standard deviation of the window. These normalized CCs are computed between the $100,000$

pairs of station over the 9 components of the Green's tensor (for a total of about half a billion correlations). For each pair, the $4\,h$ time window CCs are stacked over 3 months, and each resulting Green's tensor is finally rotated into the radial-transverse-vertical referential.

4.2.3 Double beamforming method

The DBF approach, which is also known as double array stacking, is a double slant-stack processing of two distinct source and receiver arrays [Krüger et al., 1993, Rost and Thomas, 2002, Boué et al., 2013]. In the case of the CC dataset, this method can be generalized to two receiver arrays (figure 4.5). Physically, it consists of applying time delays (i.e., phase shifts in the frequency domain) to each recording, depending on the receiver positions ($\mathbf{x}$) at each array, and a slowness vector ($\mathbf{u}$) on both sides. The delayed waveforms are then summed to obtain a beam (b). This can be formalized in the time domain between two arrays A and B as :

$$b(t, \mathbf{u}_A, \mathbf{u}_B) = \frac{1}{N_A N_B} \sum_{i=1}^{N_A} \sum_{j=1}^{N_B} p(t - \tau(\mathbf{x}_{A,i}, \mathbf{u}_A) - \tau(\mathbf{x}_{B,,j}, \mathbf{u}_B), \mathbf{x}_{A,i}, \mathbf{x}_{B,,j}) \tag{4.1}$$

where $p(t, \mathbf{x}_A, \mathbf{x}_B)$ is the initial dataset composed of all of the CCs between the two arrays A and B (no inside array CCs). DBF amounts to a double plane-wave projection on the CCs dataset, each of which is characterized by a slowness vector ($\mathbf{u_A}, \mathbf{u_B}$). For surface waves, this slowness vector is included in the horizontal plane (no apparent slowness ambiguity), which can be deconstructed into two terms : the slowness u and the azimuth θ, whereby :

$$\mathbf{u} = u. \begin{pmatrix} cos\ \theta \\ sin\ \theta \end{pmatrix} \tag{4.2}$$

The DBF method can be assimilated to a double $\tau - p$ transform that would be performed simultaneously on both array sides. Basically, the idea is to separate each travel path between the two arrays, identified as an eigenray or beam, according to the appropriate slowness value and azimuthal direction. Details of the diffraction pattern and resolution associated to such array processing are given in Iturbe et al. [2009]. In the case of surface waves, the slowness vector is approximately known, as we assume a travel path that is close to the great circle, with a slowness $u = [0.22, 0.32]\ s/km$ (for Rayleigh waves, figure 4.6) according to a previous study [Ritzwoller et al., 2011]. For the sake of simplicity, all azimuthal ranges are measured in the following according to

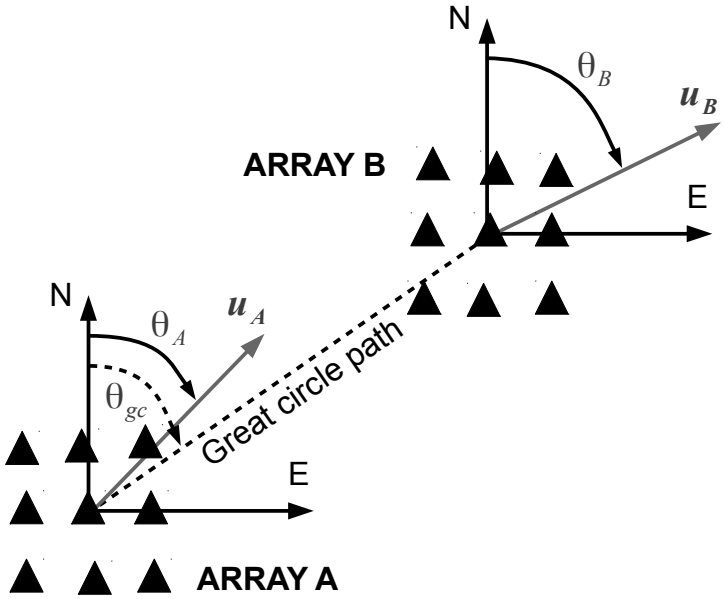

FIGURE 4.5 – Illustration of the DBF technique betwen two arrays of nine stations. The horizontal slowness vector **u** and azimuth θ at both arrays A and B for a particular wave-front that propagates close to the great-circle path. The great-circle path (dashed line) and azimuth θ_{gc} are plotted.

the great-circle azimuth θ_{gc} between both of the array centers of each pair.

This plane-wave projection shows clear advantages, especially on CCs computed on short periods of time with strong dominant sources out of the great-circle path direction (figure 4.5), such as for southern Greenland at the first microseism peak [Stehly et al., 2006, Hillers et al., 2012], and the Gulf of Guinea at 26 s [Holcomb, 1980, Shapiro et al., 2006].

A sub-array is selected around each station according to a 125 km radius : far from the network borders, the sub-arrays comprise eight or nine stations. Figure 4.4 shows an example of the sub-array selection around two stations (shown in red). Then the DBF processing is performed between all of the sub-array pairs. A spatial Gaussian tapper is apply to limit the side lobes in the spatial domain, with a 0.7-weight factor for waveforms corresponding to the stations on the sides of the sub-array.

Figure 4.6 illustrates the difference between a raw CC computed for a $\sim$ 1500 km distant station pair (E28A-Z25A) and the corresponding double-beam (DBF-CC) after the extraction of the Rayleigh wave packet. Figure 4.7-a, b shows the difference, as a function of the offset, between the raw vertical-vertical (ZZ) component of the CCs and the DBF-CCs for a slowness value that corresponds to the Rayleigh wave. Figure 4.6 and figure 4.7 illustrate the potential of DBF processing to filter spurious arrivals that

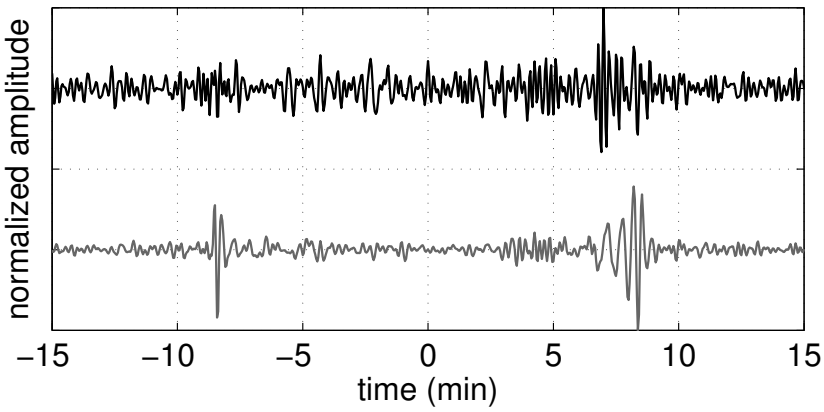

FIGURE 4.6 – ZZ raw CC band-pass filtered $[10, 100]\,s$ (black line ; figure 1, red stations) and the corresponding double-beam (gray line ; figure 1, red+blue stations) for slowness matching of the Rayleigh wave : $u = [0.22, 0.32]\,s/km$ and $\theta = \theta_{gc} \pm 5^{\circ}$ on both sub-arrays.

are due to uneven distributions of noise sources. For example, the short period high amplitude wave packet on the raw CC (figure 4.6, around $7\,min$) is removed after the DBF. This particular arrival corresponds to the southern Greenland noise source [Kedar et al., 2008] that is not aligned with the station-pair direction. The next step consists of measuring the surface wave phase velocity for each DBF-CC station pair.

4.2.4 phase shift measurement

The improvement of the SNR with DBF gives direct access to the measurement of the phase velocity differences between each DBF-CC station pair and a reference model.This reference is built as the reference propagation model across the network. It results from : (1) the section constructed from all of the symmetric DBF-CCs that are averaged on a regular grid of spatial bins ; and (2) this offset-time section is filtered in the frequency-wavenumber (f-k) domain to further cancel out high-frequency perturbations due to small-scale lateral heterogeneities. During step (1), the time-delays associated to the DBF-CCs corresponding to different regions of the network are averaged out. This averaging process is completed with the f-k filtering in step (2). The final smoothed section is presented for the Rayleigh wave in figure 4.7-c from which a reference wavelet can be extracted at any distance.

For a set of narrow-period bands between $10\,s$ and $100\,s$, a time delay is measured for each DBF-CC station pair, according to the reference wavelet at the same distance (figure 4.8). The time delay measurement means that the inversion is limited to differential tomography of the phase velocity, for which no initial model is needed.

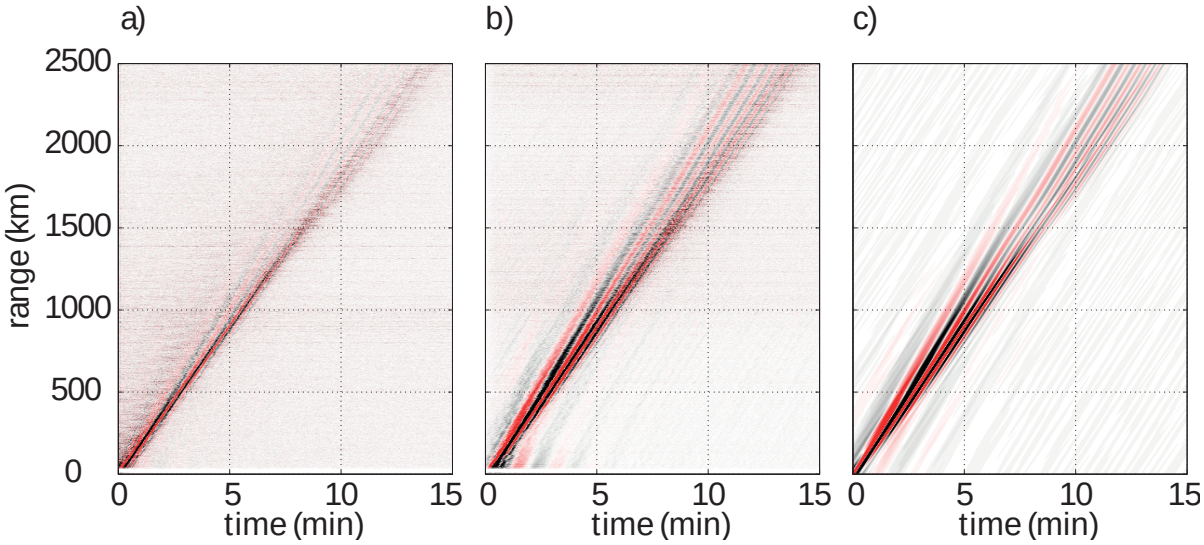

FIGURE 4.7 – Average section filtered between 10 s and 100 s, from the symmetric part of all of the CCs stacked over bins of 1 km range. (a) Raw CCs (point-to-point). (b) The section after DBF processing. (c) The smooth section after DBF and f-k filtering. This last section is used as the reference model for the phase shift measurements.

Two different methods can be used to measure the time delay of each particular DBF-CC beam : a gradient descent method, with residual minimization in the time domain, and a direct evaluation of the cross phase in the frequency domain. The gradient method appears to be the more suitable for high SNRs (high similarity of the two waveforms) when the spectral method is faster but is limited to delays smaller than a half period. Both methods are applied on both causal and anti-causal parts of the DBF-CCs. This means that four measurements are made for each station pair. For each measurement, a residual is computed after applying the appropriate phase shift correction. We always keep the measurement with the minimal residual, which might induce different methods for the anti-causal and causal parts. This residual is normalized by the intensity of the reference signal. Some measurements are rejected, as in the case of : (1) delays greater than half the dominant period ; (2) path lengths greater than 20 wavelengths (long travel paths are not necessary at short periods) and smaller than 2 wavelengths (to avoid sub-arrays overlapping) ; and (3) normalized residuals greater than 1. Finally, about 50% of the DBF-CCs are kept at the 15 s dominant period, and 70% at 25 s, where the SNR is greater.

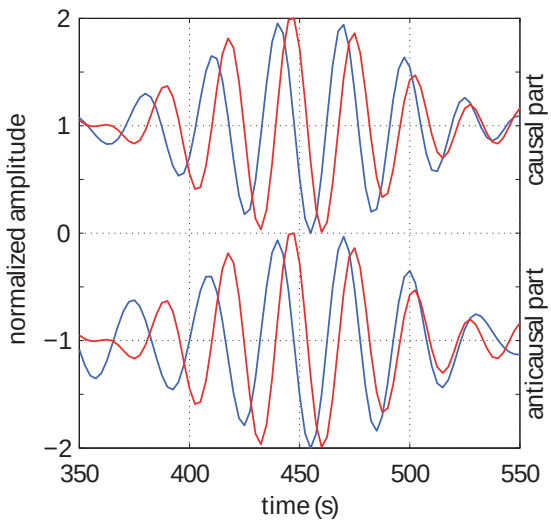

FIGURE 4.8 – Example of the phase shift measurement for the Rayleigh wave packet. The blue lines are the causal and the anticausal parts of the DBF-CC between stations Y34A and I20A (1425 km apart) filtered at 30 s. The red trace is the reference wavelet at the same distance.

4.2.5 Forward and inverse problem

After measuring the time delay Δt_i corresponding to each station pair i, the associated phase velocity perturbation is inverted on a grid projected on the network. The grid is made of square cells of 0.2°. Each time delay can be seen as the sum of the delays induced in each cell along the travel path :

$$\Delta t_i = \sum_{j=1}^{N_c} \delta t_{ij} = \sum_{j=1}^{N_c} d_{ij}.\delta u_j \tag{4.3}$$

where δt_{ij} is the phase shift for path i in cell j , d_{ij} is the length of path i in cell j, δu_j is the slowness perturbation in cell j, and N_c is the number of cells in the grid. T_i the time along the path of length D_i with an average slowness u_0, where :

$$T_i = D_i.u_0 \tag{4.4}$$

Note that d_{ij} and D_i define the travel path through the Earth surface. The forward problem can be written as :

$$\frac{\Delta t_i}{T_i} = -\sum_{j=1}^{N_c} \frac{d_{ij}}{D_i}.\frac{\delta c_j}{c_0} \quad \Leftrightarrow \quad data = G.model \tag{4.5}$$

where $\frac{\delta c_j}{c_0}$ is the velocity perturbation in a given cell j, and c_0 is the average velocity across the network. The velocity c_0 is measured in the f-k domain for each period band. The *data* (time delays) parameter is linearly linked to the *model* (velocity map) by the

forward operators G, which are defined as the straight ray travel path in the geometrical approximation. This system can be inverted using a classical linear least-squares formulation [Tarantola, 2005] :

$$model = ((G^t.C_d^{-1}G + C_m^{-1})^{-1}.G^tC_d^{-1}).data \tag{4.6}$$

where C_d and C_m are the covariance matrices of the data and model, respectively. For the sake of simplicity, Gaussian shape covariance is assumed for the model :

$$(C_m)_{kl} = \left(\sigma_m \frac{L_0}{L}\right)^2 exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{l_{kl}}{L}\right)^2\right) \tag{4.7}$$

where L is the correlation length between cells, L_0 is the inter-cell distance, and σ_m is the standard deviation of the model parameters. Covariance on the data is chosen diagonal and equal to the variance of the measurements (σ_d) :

$$C_d = I.\sigma_d^2 \tag{4.8}$$

4.2.6 Phase velocity map

The broadband DBF-CCs ($[10, 100]\ s$) are first computed for both the ZZ and TT components, to invert the Rayleigh and Love waves, respectively. The azimuthal interval is fixed close to the great-circle path $\theta = \theta_{gc} \pm 5°$ with a wide slowness window $u = [0.22, 0.32]\ s/km$. The resulting beams are stacked over slowness and azimuth to get a single trace, no matter what the exact position of the intensity maximum in the slowness-azimuth domain is. A first set of phase measurements and phase speed inversions is made at different period bands by filtering the broadband DBF-CCs and the associated reference model, as explained in section 4.2.5. Figure 4.9 shows the resulting velocity maps for periods $10\,s$, $15\,s$, $25\,s$ and $60\,s$, and for both the Rayleigh and Love waves. The Rayleigh and Love waves show the expected behavior, as the Love wave is much more sensitive to surface heterogeneities, even at long periods, compared to the Rayleigh wave. At long periods, velocity maps of Rayleigh waves (figure 4.9-c, d) are smoother than those of Love waves (figure 4.9-g, h). The main tectonic boundary between the Great Plains and the Rocky Mountains (figure 4.9, rm) is easily identified : the mountains appear as slow anomalies (i.e., a deeper Moho discontinuity) compared to the plains (i.e., a thin crust). More localized and small structures are well resolved at small periods : Yellowstone (slow anomaly, north-western Wyoming) or the Pecos Valley (eastern New

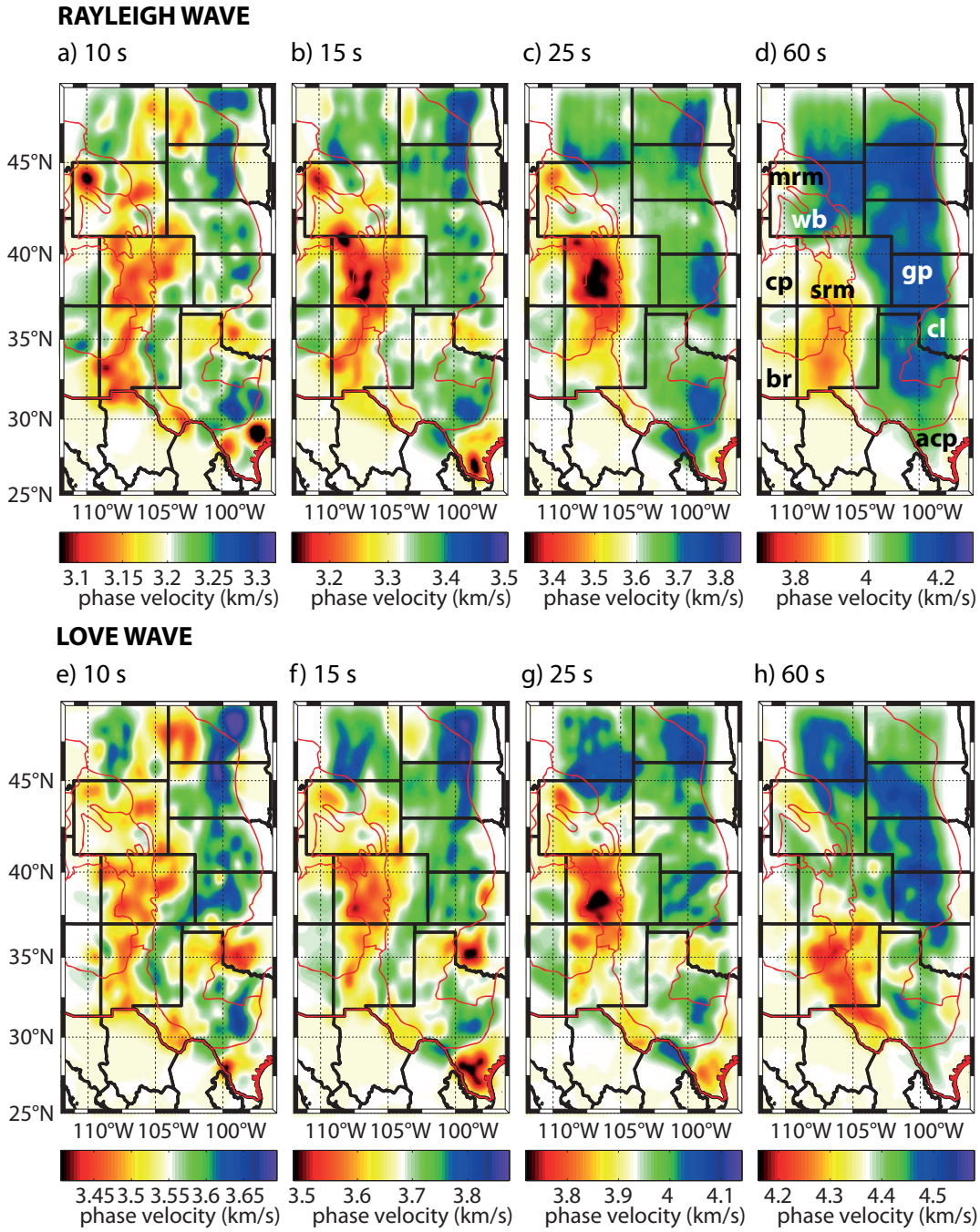

FIGURE 4.9 – Phase velocity maps for Rayleigh (a-d) and Love (e-h) waves at periods of 10 s, 15 s, 25 s and 60 s. Each colorbar is centered on the average velocity across the network. The main tectonic features are outlined in red and labeled as (only in (d)) : Colorado Plateau (cp), Middle Rocky Mountains (mrm), Wyoming Basin (wb), Southern Rocky Mountains (srm), Basin and Range (br, here the Rio Grande Rift), Great Plains (gp), Atlantic Coastal Plains (acp), Central Lowland (cl).

Mexico). These results are quantitatively comparable to previously published velocity maps [Ritzwoller et al., 2011] even at long periods. As the correlation length L_0 remains small (about 0.6°), the main differences come from the value of σ_m, which controls the model damping. Both values L_0 and σ_m are determined using residual minimization (L-curves). Note that by improving the SNR, the DBF method allows the measurement of the phase velocities at long periods (figure 4.9-d, h) using ambient-noise data instead of earthquake data.

Further work is required to simultaneously invert the Love and Rayleigh velocity maps and to construct a three-dimensional shear-wave velocity model and a model for the radial anisotropy (SH-SV waves ; Shapiro et al. [2004]).

4.2.7 Discussion

The use of the azimuthal information given by the DBF processing is now discussed for imaging purposes. The Rayleigh wave azimuths measured using the DBF processing are compared to a ray-tracing simulation in the inverted velocity model at a 25 s central period. With the previously computed velocity map (figure 4.9-c), we used a two-dimensional ray-tracing algorithm to compute the theoretical path between any combination of points. The theoretical azimuths (from the ray parameters) are then extracted from the simulation at each station position. In comparison, the DBF is computed again in the 25 s narrow band and for a wide range of azimuths around the great-circle path ($\theta = \theta_{gc} \pm 15°$), and a slowness interval is selected using previous results ($u = [0.26, 0.30]\ s/km$, figure 4.9-c).

Figure 4.10 shows an example of the beam amplitude at the arrival time of the Rayleigh waves, plotted in the azimuth domain. The beam maximum is not at $\theta_A = \theta_B = 0°$, which corresponds to the great-circle path. Instead, the beam is horizontally deflected as the ray path computed from the ray tracing simulation. This demonstrates that the DBF-measured and ray-simulated azimuths are in good agreement, even if this comparison remains qualitative, as the velocity model used is an estimation. Note also that the measurement using DBF is very sensitive to local heterogeneities close to the arrays [Aulanier et al., 2013], which explains why the ray simulation slightly underestimates the bending measured by DBF. Finally, this shows that the azimuthal information provided by DBF can be used as a new parameter in the inversion process, to build more realistic ray paths. For example, the great-circle path assumption can be replaced by a curved path computed using four parameters : the position of the station pair and the two take-off DBF angles. This leads to the construction of a cubic spline,

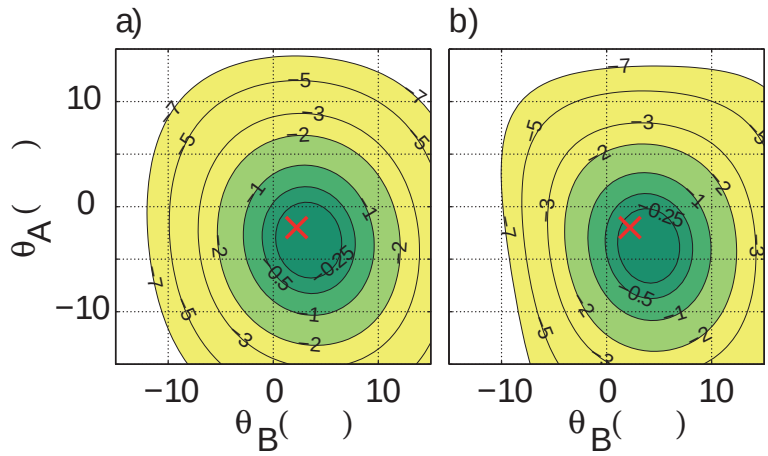

FIGURE 4.10 – Measurement of the beam azimuth from the DBF between F22A and V23A (stations A and B, respectively, in figure 4.11). The zero axis corresponds to the great-circle azimuth. The background color corresponds to the beam envelope of the Rayleigh arrival time, in dB. Red crosses (similar on both panels) result from the ray tracing simulation performed in the 25 s phase velocity map (figure 4.9-c). The azimuths of the beam maximum can be use to generate a curved ray path. The anticausal (a) and causal (b) parts of the DBF-CC are shown.

which is here referred as a DBF curved path. For each station pair, this replaces the direct path of the formulation of the inversion (Equation 5).

Figure 4.11 illustrates the differences between the ray geometries, and compares the velocity maps computed using the great circle and the DBF curved rays. For five selected stations (figure 4.11-a), the great circle, ray simulated and DBF curved paths are compared. The ray paths and the DBF curved paths are deflected according to Snell's law around slow velocity anomalies. The DBF curved paths are in good agreement with the ray simulation, as there are no strong velocity heterogeneities in the velocity map : a polynomial function of degree 3 appears sufficient to model the ray bending in the medium. This would not be necessarily the case at higher frequencies, where the ray propagation might become more complex, or even invalid because of scattering. At longer periods, the limitation is inherent to the array aperture. The resolution of the azimuth measurement increases with the number of wavelengths present across the array. In the present case, the sub-array aperture (i.e., a square array of 3x3 elements) was about 150 km, which corresponds to the wavelength of a 40 s period wave with a velocity of 3.8 km/s. Larger apertures are needed at periods longer than 40 s. For the same reason, the take-off azimuths depend on the frequency, and need to be measured in narrow bands, which implies a significant increase in the computational cost. The azimuths measured in both the causal and anticausal parts of the DBF-CC can be used as a quality check.

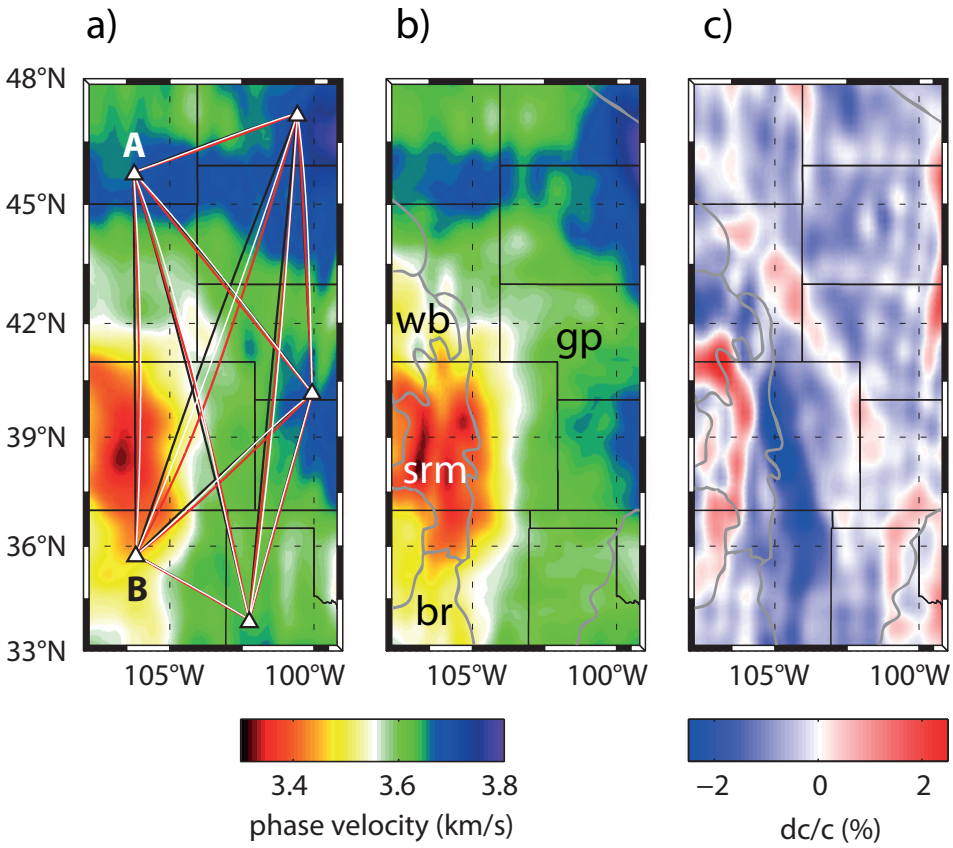

FIGURE 4.11 – Phase velocity map of the comparison at 25 s for the Rayleigh waves (figure 4.4, area in the white rectangle). (a) Classical great-circle paths assumption. Different ray paths between five stations (white triangles) : the great-circle path in black lines, the ray simulation in the background model in red lines, and the DBF curved path in white lines. Stations A and B refer to figure 4.10. (b) Curved ray paths obtained from DBF azimuth measurements. (c) Relative difference between model (a) and (b). Negative values (blue) means that the great-circle path assumptions lead to higher velocities. The main tectonic features are outlined in gray in (b) and (c).

Finally, time delays are measured on the narrow-band DBF-CCs and then inverted in the same way as before with the DBF curved ray geometry. Figure 4.11-b shows the phase velocity map for Rayleigh waves at 25 s for this new inversion. To only consider the ray-path geometry change, delays are inverted for the same set of DBF-CCs station pairs. The results are presented in figure 4.11-a, b, without and with the ray bending, respectively. Compared to the previous inversions, small variations appear, such as a slow anomaly in the Western South Dakota state. The resulting model mainly underestimates phase velocities across the network, by about 1% relative to the previous inversion (figure 4.11-c). The slower part of the map (Southern Rocky Mountains, Western Colorado state) changes more significantly. By adding deflected rays into the model, the ray coverage is

modified, with a reduced cover of slow-velocity anomalies. This is probably one limitation of such an inversion approach using ray theory. Using the DBF method as a filter process to improve the SNR and to provide new observables (e.g., back azimuth), other inversion approaches should be investigated, such as surface wave sensitivity kernels [Zhou et al., 2004], or full waveform inversion [Tromp et al., 2005, Fichtner et al., 2013].

4.2.8 Conclusion

This study focuses on the extraction of the Rayleigh and Love waves using array processing and noise correlation, to produce phase velocity maps with enhanced spatial resolution. The combination of CC and DBF is used on a three-month dataset from the USArray, which corresponding to the central part of the USA. The DBF processing acts as a spatial filter between two distant sub-arrays after CC of the wave-field between each single receiver pair. The horizontal slowness and azimuth on both of the sub-array sides can be used to select the wavelet during the processing. As with any beamforming technique, DBF increases the SNR, which improves the extraction of the dispersive wave packets. From the CC dataset, double-beams are computed on sub-arrays of about nine neighboring receivers, which corresponds to a 125 km radius criteria around each single station. A standard model of surface wave propagation through the whole network is constructed from a combination of the DBF-CCs at different offsets and for different frequency bands. The phase shift between each single beam and the reference model are measured. Knowing the distance between the different station pairs, this leads to a direct phase velocity perturbation relative to the reference propagation model. These velocities are then inverted, to construct high-resolution phase velocity maps. Finally, this demonstrates that DBF can provide azimuthal information on both array sides that can help to better constrain the ray geometry for inversion. The proposed method is complementary to others, such as Eikonal tomography. The main point of this method is to provide direct access to the phase velocity with fewer requirements for dense and regularly distributed networks.

4.3 Discussion et perspectives

La section 4.2 détaille une méthode de mesure et d'inversion de la dispersion des ondes de surface. Le résultat est une cartographie de la vitesse de phase de ces ondes, en fonction de la période ; c.-à-d. une régionalisation des courbes de dispersion mesurées pour différents couples de capteurs (figure 4.7). L'étape suivante consisterait à inverser de nouveau ces résultats afin de construire un modèle 3D de la vitesse des ondes S. La figure 4.12 illustre la sensibilité des ondes de surface à cette inversion, pour un modèle réaliste de vitesse dans le centre des USA [Bensen et al., 2009]. La gamme de périodes couverte figure 4.7, de 10 s à 60 s, permettrait de bien contraindre les 100 premiers kilomètres depuis la surface (lithosphère). On remarque notamment que pour une même période, de par la nature de leur propagation, la sensibilité de l'onde de Love est plus superficielle que celle de l'onde de Rayleigh. L'inversion simultanée des cartes de vitesse de l'onde de Rayleigh et de l'onde de Love permet de modéliser indépendamment les ondes SV et SH, et donc de construire un modèle de l'anisotropie verticale [Shapiro et al., 2004].

Pour ce type d'inversion, le problème direct correspond au calcul des courbes de dispersion théoriques depuis un modèle initial de vitesse. Une fonction coût est ensuite calculée entre la courbe théorique et la courbe de dispersion correspondant aux données du problème (figure 4.7). Le but est de minimiser cette fonction coût, c.-à-d. trouver le modèle qui explique le mieux les données. On peut noter que l'exploration de l'espace

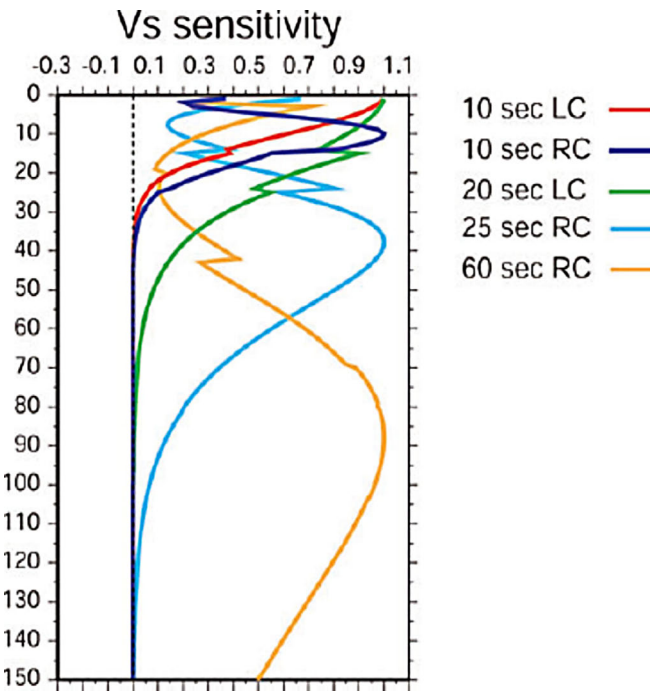

FIGURE 4.12 – Sensibilité des ondes de Rayleigh (RC) et Love (LC) à la vitesse des ondes S, et pour différentes périodes. Cette sensibilité correspond à la dérivée partielle de la vitesse des ondes de surface par la vitesse des ondes S. D'après [Bensen et al., 2009].

des modèles pose rapidement problème de par le grand nombre de paramètres qu'il peut contenir, et leurs combinaisons possibles : typiquement le nombre de couches, leur épaisseur et leur vitesse.

Une inversion de la zone centrale des USA, utilisant les données du réseau TA, est réalisée par Shen et al. [2013]. Dans cette étude, ils utilisent une méthode de type Monte-Carlo (pseudo-aléatoire) pour explorer l'espace des modèles, et inverser simultanément des mesures de la dispersion des ondes de surface et des fonctions récepteurs [Langston, 1979]. L'introduction des fonctions récepteurs améliore la résolution verticale du modèle (profondeur du Moho, variation brusque de vitesse ...).

Une perspective importante de l'utilisation d'un traitement de type DBF pour l'imagerie, serait l'extraction de modes supérieurs des ondes de surface afin de mieux contraindre les modèles de vitesse. Dans une bande de périodes inférieures à $10\,s$, la propagation des modes supérieurs de l'onde de Rayleigh a été observée dans des enregistrements de bruit de fond (entre $3\ s$ et $10\ s$, Brooks et al. [2009]) et reconstruit par corrélation (entre $1\ s$ et $3\ s$, Savage et al. [2013]). Poli et al. [2013] montre, dans une étude tomographique en Finlande, que pour cette gamme de périodes, la séparation des modes est particulièrement difficile pour l'onde de Love : les courbes de dispersion sont trop proches. Une telle ambiguïté peut empêcher leur inversion, d'où l'intérêt d'un éventuel filtrage par traitement d'antenne.

Troisième partie

Corrélation de Bruit et Ondes de Volume à l'Echelle Globale

Chapitre 5

Ondes de Volume : Observation et Exemples d'Applications

Sommaire

5.1 Contexte 105
5.2 Teleseismic correlations of ambient seismic noise for deep global imaging of the Earth 108
5.3 Discussion 119

5.1 Contexte

5.1.1 Introduction

Dans la partie précédente, on a vu que la corrélation du champ d'ondes ambiant, permettait la reconstruction des ondes de surface entre des couples de station. Ces ondes constituent une partie de la réponse impulsionnelle du milieu. Elles peuvent donc être utilisées indépendamment de leur source d'excitation, pour l'imagerie ou la surveillance sismique. Par définition, leur sensibilité aux structures profondes de la Terre est limitée (figure 4.12) ; des ondes de Rayleigh reconstruites par corrélation, et filtrées entre 100 s et 400 s de périodes, ont permis à Nishida et al. [2009] de résoudre la vitesse des ondes S sur les premiers 500 km, et à l'échelle globale (figure 3.3). Imager plus en profondeur avec de telles ondes revient à s'intéresser au domaine des modes propres d'oscillations [Dziewonski and Anderson, 1981].

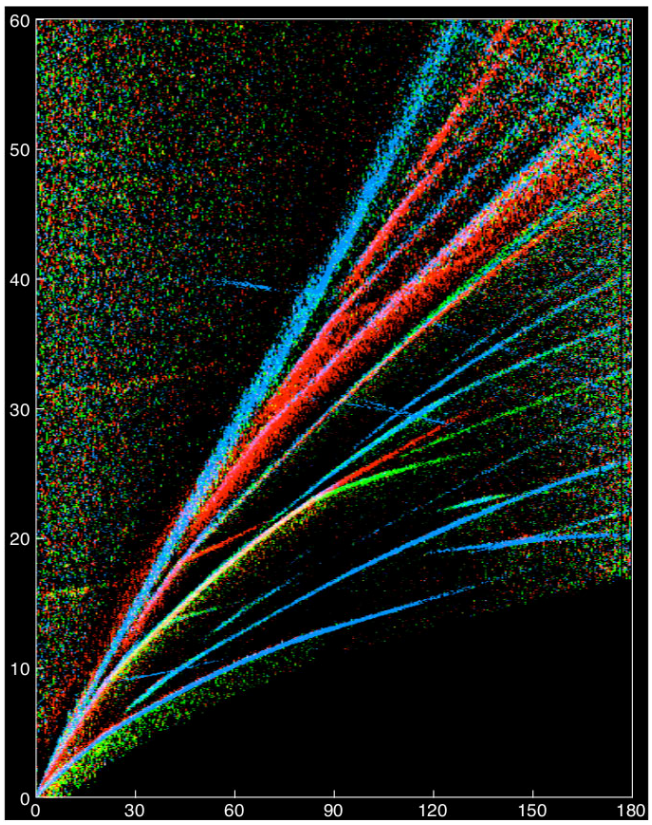

FIGURE 5.1 – Section regroupant les temps d'arrivées des principales phases, à l'échelle globale, pointées sur 33 000 signaux. L'abscisse représente la distance à la source, en degrés. L'ordonnée est l'axe des temps, en minutes. La couleur est relative à la polarisation des différentes phases (bleu : verticale, vert : radiale, rouge : transversale). D'après Astiz et al. [1996].

Une autre solution classique pour imager la Terre est d'utiliser les ondes de volume. Les nombreuses phases qui rayonnent depuis un séisme, illustrées figure 5.1, sont autant de moyens, via différentes méthodes, de contraindre les structures profondes. On peut citer par exemple les travaux récents de Soldati et al. [2012] qui ont construit un modèle du manteau et de son interface avec le noyau (CMB,*Core-Mantle Boundary*). Dans cette étude ils utilisent les temps d'arrivées des différents trajets de l'onde P (P, PcP et PKP). Des modèles de la vitesse des ondes S peuvent également être construits, par des méthodes similaires (temps de trajets), ou en combinant plusieurs méthodes (dispersion des ondes de surface, modes normaux et temps de trajets) comme dans les travaux de Ritsema et al. [2011]. Pour ces études, des milliers de couples séisme/capteur sont utilisés afin de contraindre la Terre dans sa globalité. L'enjeu principal de la reconstruction des ondes de volume par corrélation est de transposer les avantages de la corrélation de bruit et notamment la non-dépendance aux sources d'excitation (position et mécanisme), aux méthodes d'imagerie globale.

Depuis les premières mesures de dispersion réalisées sur des ondes reconstruites par corrélation de bruit de fond [Shapiro and Campillo, 2004], peu d'études rapportent l'observation d'ondes de volume. Pourtant, la présence de ces ondes dans le champ d'ondes ambiant est confirmée [Vinnik, 1973, Gerstoft et al., 2008, Landès et al., 2010, Ruigrok

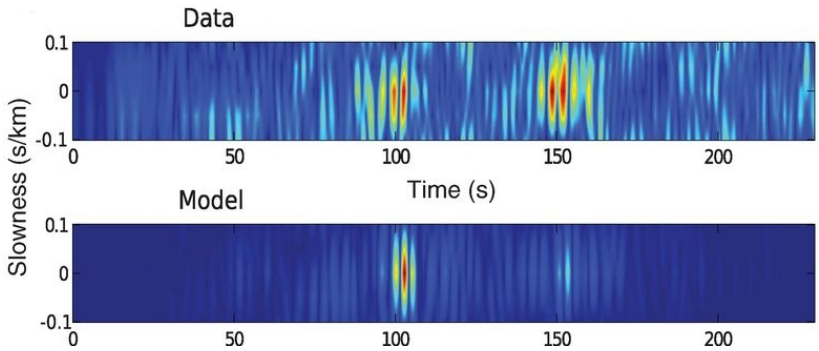

FIGURE 5.2 – Résultat d'un slant-stack réalisé sur les corrélations calculées entre les stations du réseau LAPNET, et comparaison avec des signaux synthétiques (AK135). Les deux réflexions de l'onde P à 410 et 660 km sont bien visibles. D'après Poli et al. [2012b].

et al., 2011]. Ces observations, réalisées le plus souvent par analyse de réseaux (*beam-forming*) sur des enregistrements continus, révèlent principalement l'existence d'ondes P dans la bande de fréquences micro-sismique (section 3.2), et donc indiquent une origine océanique.

Roux et al. [2005a] reconstruisent pour la première fois des ondes P balistiques à l'échelle de quelques kilomètres, à travers un réseau dense de station à Parkfield, en Californie. Plus récemment, différentes études rapportent l'observation de phases à l'échelle crustale [Zhan et al., 2010, Ruigrok et al., 2011, Poli et al., 2012a]. Dans une expérience réalisée en Finlande (réseau LAPNET), Poli et al. [2012b] observent pour la première fois des ondes de volume réfléchies sur les discontinuités du manteau vers 410 et 660 km (figure 5.2).

5.1.2 Objectifs et moyens

Ce chapitre a pour objectif principal de montrer que la reconstruction d'ondes de volume est également possible à l'échelle globale. On utilise pour cela une sélection de stations appartenant à plusieurs réseaux (globaux et régionaux). Les réseaux utilisés sont sélectionnés de manière à obtenir une distribution complète de distance inter-stations, de 0° à 180°. Les centres de données nationaux et internationaux (IRIS [1], ORPHEUS [2]...) offrent la possibilité d'accéder directement aux enregistrements continus d'un très grand nombre de stations sismologiques (données publiques). Les limitations principales à l'utilisation d'un grand nombre de données sont relatives à l'espace de stockage nécessaire et

1. http://www.iris.edu/mda/
2. http://www.orfeus-eu.org/

au temps requis pour le calcul des corrélations (cf. equation 3.7). Un second objectif de l'étude présentée dans la section suivante est d'illustrer des possibilités d'applications de ces ondes reconstruites.

5.2 Teleseismic correlations of ambient seismic noise for deep global imaging of the Earth

Article publié en mai 2013 dans *Geophysical Journal International, 194*
par *Boué P., Poli P., Campillo M., Pedersen H., Briand X. et Roux P.*

abstract

We present here a global analysis showing that wave paths probing the deepest part of the Earth can be obtained from ambient noise records. Correlations of seismic noise recorded at sensors located various distances apart provide new virtual seismograms for paths that are not present in earthquake data. The main arrivals already known for earthquake data are also present in teleseismic correlations sections, including waves that have propagated through the Earth's core. We present examples of applications of such teleseismic correlations to lithospheric imaging, study of the core mantle boundary or of the anisotropy of the inner core.

5.2.1 Introduction

Imaging of the structure of the Earth from its core to the surface is routinely carried out using the energy emitted from earthquakes. However, these techniques suffer from severe limitations, as the major earthquake events are located close to the tectonic plate boundaries. Seismic-noise correlations constitute a valuable supplement [Shapiro and Campillo, 2004], although their application has hitherto been limited to the uppermost layers of the Earth, as mainly surface waves that are extracted from the noise. Recently, it was demonstrated that crustal body-wave reflections [Zhan et al., 2010, Ruigrok et al., 2011, Poli et al., 2012a] can be extracted from ambient noise records. Furthermore, coherent deep reflections can also be obtained from correlations within dense regional arrays [Poli et al., 2012b, Lin et al., 2013b]. We demonstrate here that at large distances between seismic stations, body waves that have propagated through the entire Earth can not only be extracted from the seismic noise, but also contain sufficient precision to be used for high-resolution imaging techniques in complement to earthquake data. This

includes the deepest wave paths that probe the core of the Earth and propagate through its center.

A permanent seismic signal is produced mainly by interactions between ocean waves and the solid Earth. We refer to this as ambient noise. Indeed, a careful processing is required to remove the contribution from earthquakes, particularly for long period signals, since reverberations with large duration follow major events, and contribute to the discrete normal mode spectrum. A component of teleseismic body waves in the noise records is well attested [Vinnik, 1973, Gerstoft et al., 2008, Landès et al., 2010, Nishida, 2013]. We postulated that because of the low attenuation in the deep Earth, body waves that propagate at depth will bounce repeatedly and will contribute to the surface motion with weak amplitudes, although for long durations. As ballistic waves from large earthquakes can pollute the correlations, we reduced their influence through temporal equalization of the amplitude of the noise records , and additionally, we removed the time windows with the largest earthquakes and storms. In contrast, the late arrivals that arrive after each ballistic wave from earthquakes and large storms, known as the coda waves, are expected to contribute to the correlations, as they have been shown to provide good estimates of the Green's function [Campillo and Paul, 2003]. Since we look for waves with large apparent velocities, the sources of noise at the surface that contribute coherently to the correlations for given pairs of stations are spread over large regions, which will increase with the number of multiple reflections [Sabra et al., 2005b].

We here present global body-wave seismograms that were extracted from ambient noise. The existence of the main long-period deep phases in the global correlations was recently shown using a spectral method of filtering based on a spherical normal mode representation that was aimed at improving the signal-to-noise ratio [Nishida, 2013]. Nishida concluded that the main contribution at long period is the seismic hum, as he designates seismic noise created by oceanic sources. We here carried out further processing that preserved the complexity of the wave propagation in the three-dimensional heterogeneous Earth without any hypothesis as to symmetries. Our analysis was further extended to periods as low as 5 s, for which the waves contain high-resolution information about the deep Earth structures. We show that the seismograms obtained from the correlations have sufficient precision to be used to image the actual complexity of the Earth.

5.2.2 Data and cross-correlations

We used one year (2008) of vertical records from a set of 339 broadband stations that are distributed globally (figure 5.3-a). These included several dense networks that are located in different tectonic regions, some of which had low levels, and others, high levels, of local seismicity. All of the signals were corrected for instrument responses and filtered between $5\,s$ and $100\,s$ prior to the correlation of the data from each of the 57,000 station pairs. The procedure is almost the same as that used for the extraction of mantle reflected body waves [Poli et al., 2012b], and it is presented in section 5.2.5. For each individual correlation, the signals in the positive and negative correlation times were stacked in order to enhance the signal-to-noise ratio.

Figure 5.3-c shows the 1-h correlations as a function of station-pair distance for the period band of 25 s to 100s. Note that the distances are shown in degrees, which range up to 180˚; i.e., the antipode of the stations. For plotting purposes, we stacked the signals by bins of 0.1˚. As expected, broadband noise correlations show clearly dispersive surface (Rayleigh) waves that are the prominent phase at short distances, although numerous other wave arrivals clearly emerge. Figure 5.3-d shows the synthetic seismograms that were computed in the spherical reference PREM [Dziewonski and Anderson, 1981] using the spectral element method [Nissen-Meyer et al., 2007, 2008]. The vertical displacement at each distance was computed for a vertical point-force located at distance 0˚ and convolved with a Gaussian wavelet of central period 40s, which corresponds to the maximum in the spectrum of the teleseismic correlations. We note that the predicted dominant phases (figure 5.3-d), such as the P, PP, PcP (see figure 5.3-b), S and core phases with the bright spots of PKP triplication and the antipodal reflection PKIKPP-KIKP (P'P'df), are easily identified in the correlation sections (figure 5.3-c). Other late phases are also visible without further processing (see figure 5.4), such as PKPPKS, PKPPcP, PKiKP, PKIKP, S, SS, SSS, ScS, SKP, SKKP, and PcPPKPPKP. In general, the agreement between the noise correlation and synthetics is excellent, especially considering that this correlation section is shown without array processing, which would have increased the apparent signal-to-noise ratio, but which, on the other hand, would have erased the local specificity of each seismogram. The variable wave shape of the Rayleigh waves illustrates the strong heterogeneity of the lithosphere, as the section merges paths across different structures, and therefore it produces highly variable dispersion. To a lesser degree, this known heterogeneity of the crust and upper mantle also affects the deep phases and degrades their visual representation, although this complexity is also what we need to explore for imaging purposes.

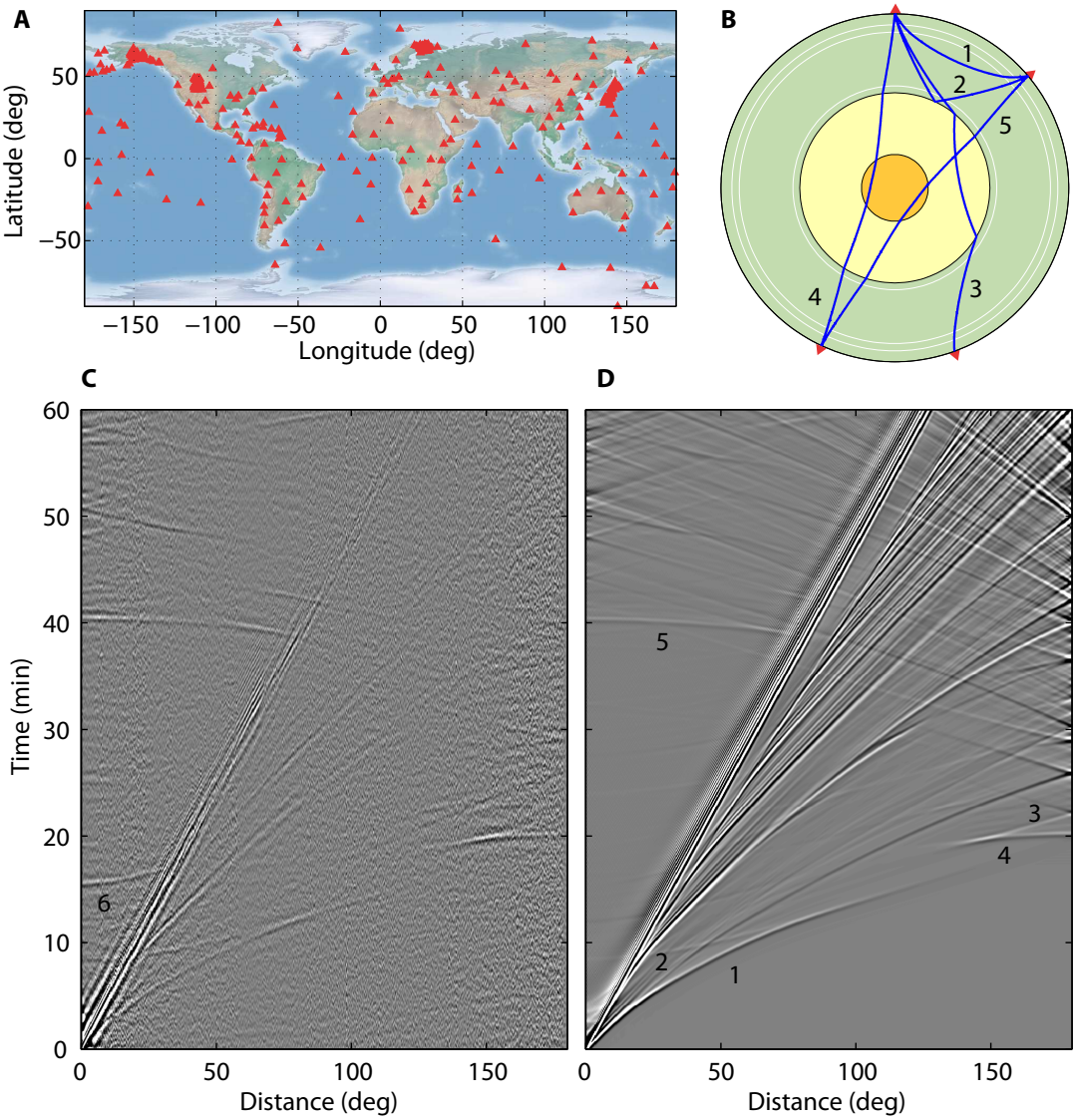

FIGURE 5.3 – Global seismic section showing the teleseimic body waves from the ambient noise correlations. (a) The locations of the seismic stations used for this study. (b) The global paths of the selected body-wave arrivals (P-waves : 1, direct [P] ; 2, outer-core reflected [PcP] ; 3, outer-core passing [PKP] ; 4, outer/inner-core passing [PKIKP] ; 5, surface-reflected PKIKP plus PKIKP [P'P']). (c) The raw-noise cross-correlations for the set of stations shown in (a) and filtered in the period band of 25 s to 100 s. The shear wave reflected on the outer core [ScS] is indicated (as 6). (d) The synthetic seismograms for the PREM spherically symmetric Earth model. The numbers refer to the paths in (b).

We also note the presence of a strong ScS phase (shear wave with the same path as the PcP waves, so reflected at the core–mantle boundary ; see figure 5.3-b) at small epicentral distances, with relative amplitudes much larger than in the theoretical seismograms

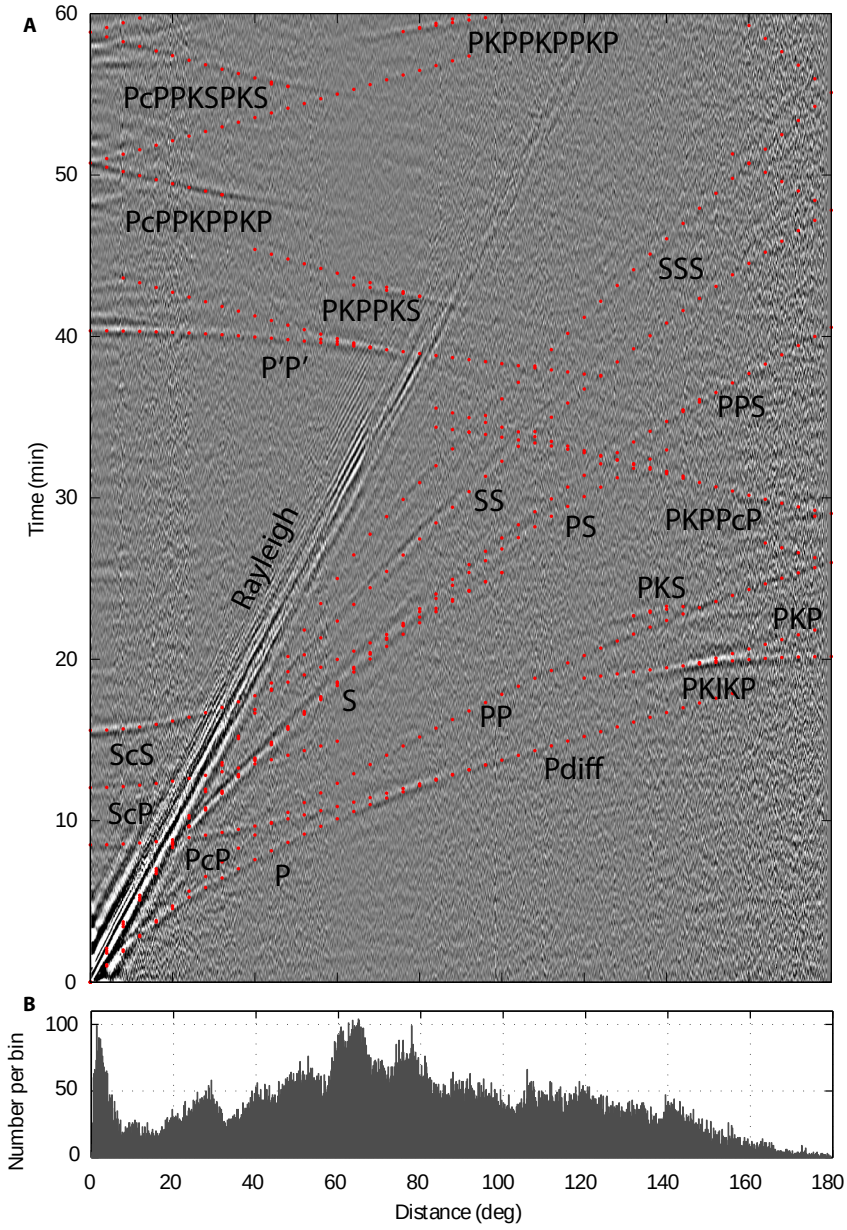

FIGURE 5.4 – Teleseismic correlation section. The travel time curves for the PREM model are represented as red dots. In supplement to P,PP, PKP, P'P'df and ScS shown in figure 5.3, other late phases are also visible without further processing such as PKPPKS, PKPPcP, PKIKP, S, SS, SSS, ScS, SKP, SKKP or PcPPKSPKS.

(the vertical component), for a perfect spherical structure. This strong arrival is not present on the stacks of earthquake records for the vertical component [Astiz et al., 1996], with the exclusion of significant conversions close to the receivers. We interpret this discrepancy as a marker of the imperfect reconstruction of the Earth response that is due to an uneven distribution of the noise sources. For elastic vector waves, non-specular

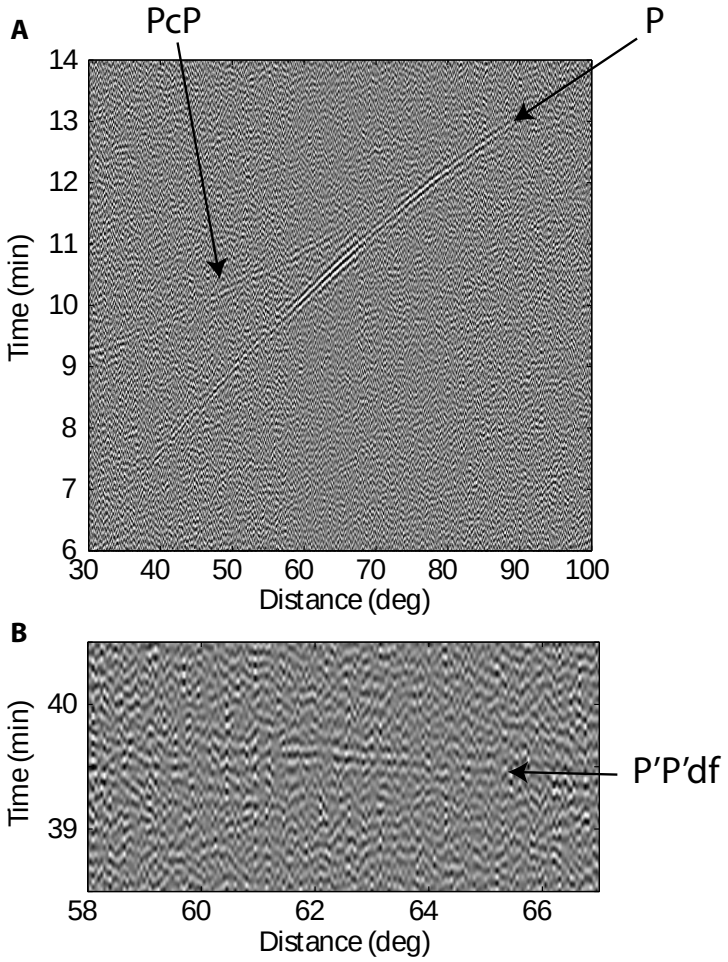

FIGURE 5.5 – Raw teleseismic correlations in the 5-10s period band between Finland and central USA, showing (a) P and PcP and (b) and P'P' df.

contributions produce polarization bias that would disappear with perfect illumination of the receivers [Sánchez-Sesma and Campillo, 2006]. The high amplitudes of the ScS phase as compared to the P-waves can be further explained by the dominance of shear-wave energy in the long-period noise [Kurrle and Widmer-Schnidrig, 2008, Nishida et al., 2008]. This is in agreement with the model of the generation of seismic shear waves by oceanic infragravity waves [Fukao et al., 2010]. Another explanation could be that the reverberations of large duration after a large earthquake are only partly removed by standard ambient noise processing. This explanation is favored by Lin et al. [2013b] who presented an example of the relationship between earthquake occurrence and amplitude of spurious ScS on vertical components of long-period correlations at short distances. The optimal processing strategies at long periods therefore still needs to be better understood. In the secondary microseismic period band (5 s to 10 s), in which the ambient noise is predominantly excited by a pressure field at the bottom of the oceans [Longuet-Higgins, 1950, Hillers et al., 2012, Ardhuin et al., 2011], no strong ScS were visible in the teleseismic correlations. Filtered in this band (5 s to 10 s), the cross correlation

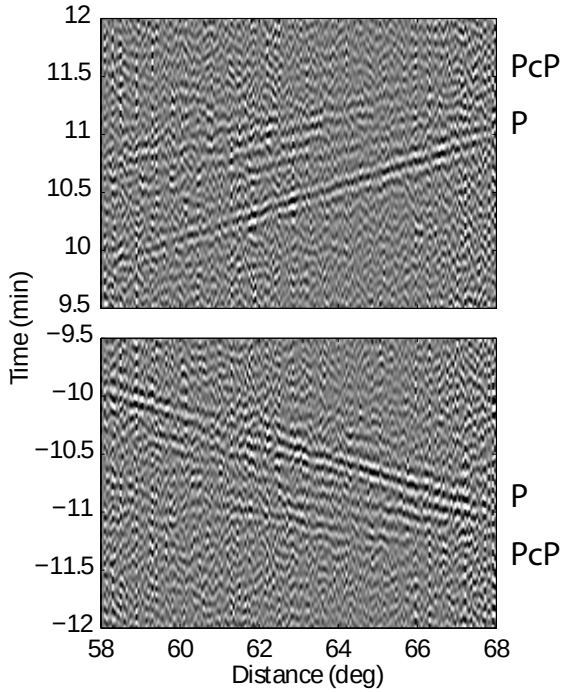

FIGURE 5.6 – Positive and negative time correlations between LapNet (Finland) and FNet (Japan) showing for P and PcP phases. The waves propagating from Finland to Japan or from Japan to Finland exhibit similar amplitude and signal-to-noise ratio.

section is dominated by P-wave arrivals, with clear P, PcP and P'P' wave paths (see figure 5.5).

To be confident that the body waves extracted from the teleseismic correlations result from the ambient noise and not from contributions of earthquakes that occurred close to one of the stations, we carried out a test in which we selected the data from two seismic networks in regions with completely different seismic activities : LAPNET in Finland, and FNet in Japan. Japan is one of the most seismically active regions, while Finland is part of the Archean Baltic shield and is one of the quietest. We separately analyzed the correlations for the positive and negative correlation times ; i.e., the contributions of the waves travelling from Finland to Japan, or from Japan to Finland respectively. In both cases, the P and PcP deep phases are clearly visible, with similar signal-to-noise ratios (see figure 5.6). This indicates that any strong waves from earthquakes in Japan have been correctly removed in our processing, and that their remaining contribution is negligible, or consists of a global coda. This test shows that the source of the body-wave signals in the correlations is indeed background ambient noise, rather than ballistic waves from local earthquakes.

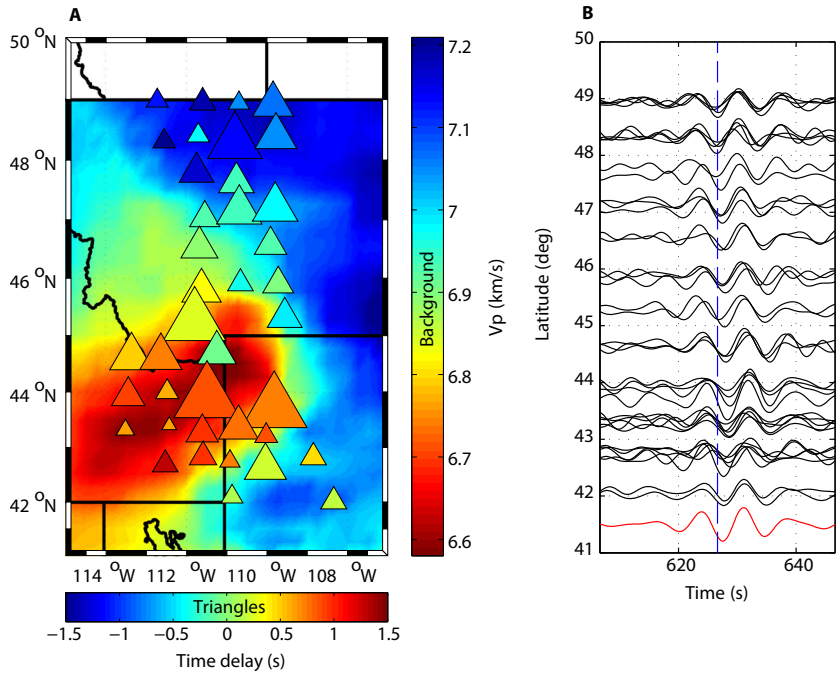

FIGURE 5.7 – Illustration of the potential use of noise-based travel-time observations for lithospheric tomography. (a) Observed delays of 5 s to 10 s P-waves at a subset of the USArray stations (triangles ; delay color-coded), and a tomographic model (average upper 200 km) of the lithosphere [Shen et al., 2013], where we estimated P-velocities by multiplying S-velocities by 1.7. The size of each triangle is inversely proportional to the correlation coefficient between reference and measured traces, and represents the quality of the time-delay measurement. (b) Individual station traces (black) and the reference wavelet used to measure time delays (red). The blue line corresponds to the theoretical travel time at the array center, used as a reference time.

5.2.3 Possible applications

The teleseismic correlations of the ambient noise provided new virtual seismograms that contain information on the heterogeneity of the deep Earth. We present here examples that demonstrate that these correlations can be used to study the deep Earth heterogeneity at different depths.

We first tested the feasibility of using these observed P-waves for lithospheric imaging, as applied to part of the USArray. The stations of the LAPNET array were used as virtual sources, as the array aperture is small and the local lithospheric heterogeneity is very weak [Poli et al., 2013]. We construct average seismograms between each USArray station and all LAPNET stations. The lithospheric heterogeneity beneath the USArray stations will appear as small time delays between such traces. We estimate these time delays by cross-correlation between each trace and a reference trace, obtained as a stack

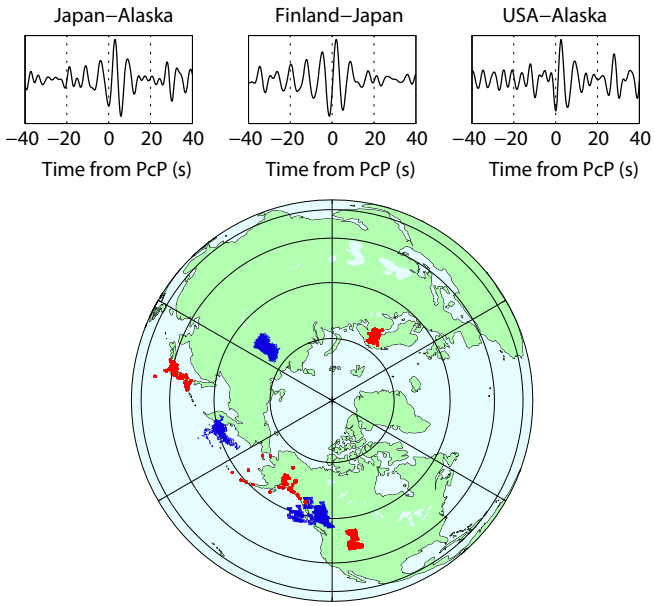

FIGURE 5.8 – Example of array analysis of PcP seismic waves. The seismic traces are the stacked noise correlations after alignment using PREM. Red dots, stations considered in this analysis ; blue dots, surface projections of the reflection points at the core–mantle boundary for each pair of stations.

of all the station specific seismograms. Figure 5.7 shows the P-wave time delays that we observed across part of the USArray, and compares these with a seismic model of the lithosphere in the same area [Shen et al., 2013]. The agreement between the model and our observations is striking, and demonstrates that these lithospheric seismic-wave variations can be retrieved using teleseismic noise correlations, such as for the low velocities beneath Yellowstone.

As our correlations showed several waves that sampled the deepest parts of the Earth, we also tested the possibility of using the short-period (5 s to 10 s) PcP waves ; i.e., P-waves reflected at the core–mantle boundary (see figure 5.3-b). To enhance the small amplitudes of these PcP waves, we also used an array-stacking procedure (figure 5.8). Each trace is the result of the stacking of individual noise correlations between a pair of networks, after travel-time correction according to PREM. PcP waves clearly emerge from the stack with small delays with respect to the average model. The PcP waves arrive earlier on the path between Finland and Japan, in agreement with fast mantle anomalies beneath Russia, while larger PcP travel-times between USA-Alaska and Japan-Alaska agree with the slow velocity mantle structures beneath the Pacific Ocean [Li et al., 2008].

Finally, we used the phase P'P'df to analyze the travel-time dependence on latitude ; i.e., the angle between the travel path and the axis of rotation of the Earth (see figure 5.9-c). Seismic observations tend to show that waves propagate faster along polar paths than along equatorial paths, which has lead to the suggestion of inner-core anisotropy [Souriau et al., 2003]. Testing this hypothesis is however difficult, as very few earthquakes are located at the antipode of seismic receivers, and in particular at high latitudes. We first

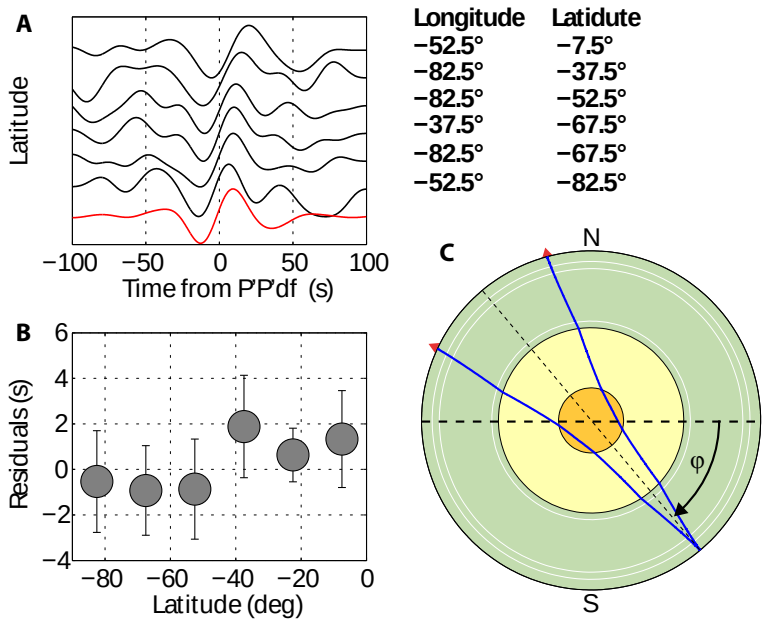

FIGURE 5.9 – Measurements of core anisotropic propagation. (a) Examples of stacked teleseismic noise correlations with respect to the theoretical arrival times. The reference wavelet used to measure the residual travel times is also shown (red). (b) Residual travel times for the P'P'df seismic waves as a function of latitude, each obtained as a linear average over all of the bins at a given latitude. Error bars show standard deviations. (c) How the latitude ϕ is defined.

selected station pairs in the Northern hemisphere and divided the Southern hemisphere into a grid of 15° blocks for both latitude and longitude. For each bin, we stacked all of the correlations for which the surface reflection point was contained in the bin. During the stacking, all of the traces were delayed according to PREM, and corrected for the Earth ellipticity [Dziewonski and Gilbert, 1976]. Some examples of these average traces sorted as a function of latitude, are shown in figure 5.9-a. We then measured the time delays between the trace of each bin and the average trace over all of the correlations. Figure 5.9-b shows the average delays (over longitude) for each latitude and their standard deviations. In agreement with earthquake observations, the propagation of the P'P'df waves in noise correlations was slow for equatorial paths as compared to polar paths.

5.2.4 Conclusion

Our results show that global teleseismic ambient-noise correlations contain body-waves that sample the deep Earth, and these are independent of ballistic waves from earthquakes. In the correlations, it is possible to retrieve the signature of the hetero-

geneity of the lithosphere, the lateral heterogeneity associated with the waves reflected on the core–mantle boundary, and the latitude-dependent delays induced by anisotropy for waves that propagate through the inner core. Teleseismic correlations can therefore provide additional seismograms that complement earthquake data and that contain a wealth of information on the structure of the deep Earth. The development of dense arrays in many regions and modern array processing techniques (Rost & Thomas 2002) make us confident that regions of the Earth that are at present poorly known can be illuminated in detail through such teleseismic correlations of ambient noise.

5.2.5 Details on data processing

We collected one year (2008) of continuous seismic data from 339 stations around the globe (figure 5.3-a). The dataset comprised broadband vertical component data from the Global Seismographic Network, and from the Geoscope, USarray, F-Net, LAPNET and Alaska seismic networks. We first removed the mean and the trend of the signals then we re-sampled the signals at 5 Hz on daily records. We then removed the instrument responses for the complete dataset, as there were different sensors within these networks. A band-pass filter and a time-domain clipping (removal of time windows with high amplitudes) were applied to these daily records, to remove main high frequency spikes and glitches. Prior to the correlation, each of the corrected one-day traces was split in 4-h time windows. For each window, we systematically searched to remove earthquake signals and instrumental issues : a 4-h window was removed (not correlated) if its energy was >1.5-fold the mean energy of the one-day trace, and its maximum standard deviation, over three different 80-min-long time windows was >1.2-fold its minimum standard deviation (this combination of criteria has the aim of focusing rejection on impulsive events and not daily variations). We also rejected windows with more than 10% of samples with zero amplitude (recording problems). Through this processing we removed strong impulsive signals such as ballistic arrivals from earthquakes, but not late coda arrivals which contribute to the global ambient noise. The 4-h windows that remained were then whitened in the spectral domain between 1s and 150s. When applied to such broadband signals, this mainly allows relative reductions of effects of dominant sources, such as microseism peaks and the narrow 26s peak from the Gulf of Guinea [Shapiro et al., 2006, Bensen et al., 2007]. Finally, simple clipping processing in the time domain was applied to remove remaining peaks that were >3.8-fold the standard deviation of the window. Normalized cross-correlations were computed between the ~57.000 pairs. To obtain a single trace per station pair, all the 4-h window cross-correlations were stacked over the whole year.

5.3 Discussion

Deux études, réalisées simultanément à celle présentée dans la section précédente, tendent à montrer des résultats similaires. Les figures 5.10-a et b, montrent les sections reconstruites par Lin et al. [2013b] et Nishida [2013] respectivement. Lin et al. [2013b] utilisent des stations du réseau TA (USArray) uniquement. L'ouverture du réseau limite leurs observations principalement aux phases réfléchies ScS et P'P'df (PKIKP2). Comme pour la section représentée figure 5.3-b, la figure 5.10-a montre que les phases ScS et P'P'df ont une amplitude anormalement élevée. De plus, Lin et al. [2013b] remarquent une corrélation entre l'activité sismique et l'amplitude de ces deux ondes. En revanche, les sections présentées par Nishida [2013] (figure 5.10-b) révèlent des phases réfléchies (PcP, ScS...) beaucoup moins dominantes. Il note également la présence d'une onde PL sur la composante ZZ. Il interprète ces deux différences avec la réponse théorique, comme les marqueurs d'une excitation dominante des ondes S (au moins à longues périodes) produite par un mécanisme de traction horizontale, sur les fonds océaniques.

Cette différence dans l'interprétation du mécanismes d'excitation (séisme ou bruit océaniques) doit également être mis en rapport avec les traitements appliqués sur les enregistrements continues lors de ces différents travaux. Nishida [2013] supprime systématiquement de longues fenêtres de temps après les forts séismes (typiquement plusieurs jours). Pour limiter l'impact des séismes, Lin et al. [2013b] utilisent une normalisation des traces temporelles, mais ne suppriment aucun segment. Le traitement réalisé dans notre étude est intermédiaire : seule la partie balistique des séismes est retirée des enregistrements.

Dans le chapitre suivant, on propose d'évaluer l'impact de la sismicité sur la reconstruction des différentes phases. On discute notamment l'impact des codas tardives, réverbérées à l'intérieur du globe, sur la reconstruction des phases réfléchies et/ou transmises au sein du noyau.

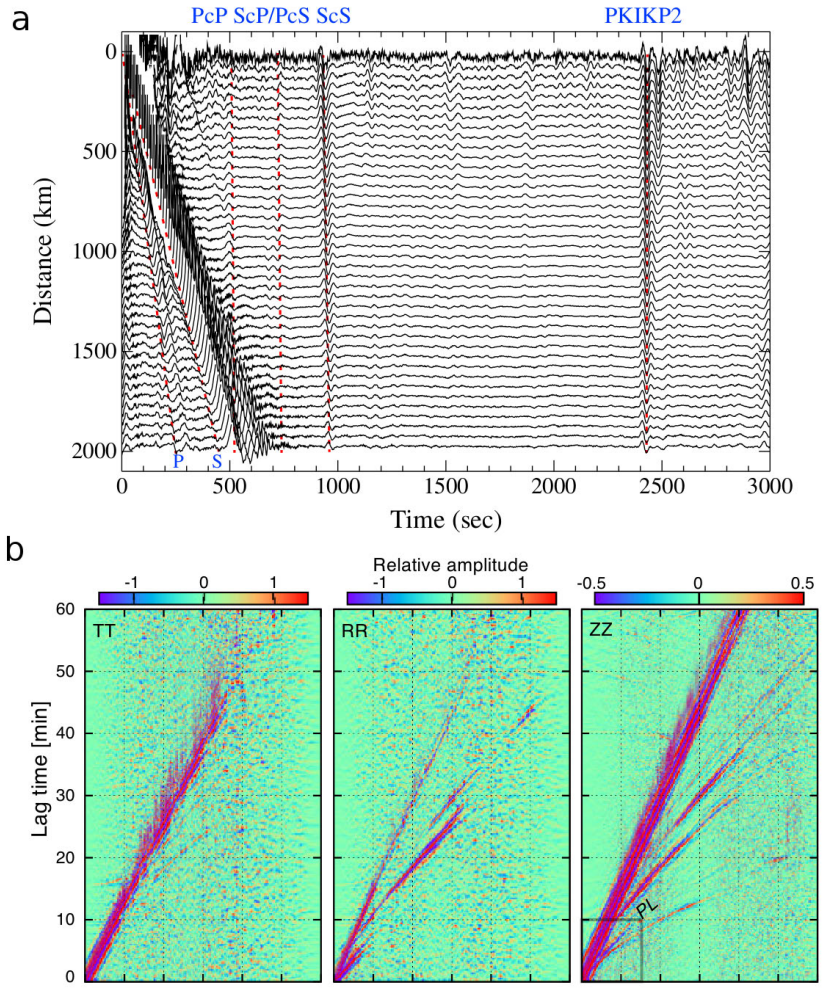

FIGURE 5.10 – Sections obtenues par corrélation d'enregistrements continus. (a) Corrélations des enregistrements du réseau TA (USArray) ; d'après Lin et al. [2013b]. (b) Corrélations (ZZ, RR et TT) d'enregistrements à l'échelle globale ; d'après Nishida [2013].

Chapitre 6

Ondes de Volume : Différentes Contributions

Sommaire

6.1 Contexte 121

6.2 Reverberations, coda waves and ambient noise : correlations at the global scale and retrieval of the deep phases . 122

6.1 Contexte

Dans le chapitre précédent, on démontre qu'à l'échelle globale, des ondes de volume peuvent être reconstruites par corrélation d'enregistrements continus. Les phases reconstruites ne correspondent pas parfaitement à celles présentes dans la réponse impulsionnelle naturelle de la Terre. Le caractère non-physique de certaines d'entre elles est évident : temps d'arrivée trop court, amplitude relative trop élevée, etc. La comparaison avec d'autres travaux réalisés simultanément [Nishida, 2013, Lin et al., 2013b] suggère que le traitement des traces sismiques avant la corrélation joue un rôle important dans l'émergence de ces phases erronées. L'objectif de ce chapitre est d'évaluer l'impact des séismes sur les phases reconstruites par corrélation. On montre que le champ d'ondes réverbéré pendant plusieurs heures après un tremblement de Terre doit être retiré des enregistrements pour supprimer les différents biais dans la convergence de la corrélation. On montre également que la contribution des séismes est visible uniquement à longues périodes et majoritairement sur les phases du noyau. A courtes périodes, la diffraction joue un rôle plus important et le traitement proposé initialement est suffisant.

6.2 Reverberations, coda waves and ambient noise : correlations at the global scale and retrieval of the deep phases

Article accepté en janvier 2014 dans *Earth and Planetary Science Letters*
par *Boué P., Poli P., Campillo M. et Roux P.*

abstract

Cross-correlation of continuous broadband records allows the retrieval of body waves at teleseismic distances. These continuous records mainly contain low-amplitude background noise that comes from ocean–crust interactions, although there are also many transient events of different magnitudes and their coda associated with reverberation and/or scattering. We present an analysis at the global scale of these different contributions in the context of body-wave retrieval using the cross-correlation technique. Specifically, we compare the correlation of long codas after strong earthquakes with those of the quietest days. In the long period range ($25 - 100\,s$), several phases that propagate in the deep Earth are observed in the correlations of the signals recorded after earthquakes, with some of these phases showing non-physical polarization. At the same time, the global section of correlations shows a series of spurious branches. These features are reproduced with synthetic correlations. A stack of the quietest days of the year shows that body waves are still present, with relative amplitudes that are closer to those expected for the actual Earth response. When considering shorter periods ($5 - 10\,s$), the reconstruction of the deep phases is not affected by the earthquake coda, due the dominance of scattering over reverberation.

6.2.1 Introduction

From the regional to the global scale, ambient seismic noise primarily refers to the wavefield that is continuously produced by the interactions of the fluid envelopes, as mainly through ocean waves, and the solid Earth. The source mechanisms of these interactions is frequency dependent. Short-period noise ($4\,s$ to $30\,s$) is dominated by the two microseism peaks (e.g., Longuet-Higgins [1950], Ardhuin et al. [2011]). At longer periods (above $30\,s$), other mechanisms take place, which are also known as Earth hum [Kedar and Webb, 2005], such as the proposed shear-wave generation by infragravity waves [Fukao et al., 2010]. Here the term “noise” is defined through its difference from the earthquake records. The duration of an earthquake record is defined with respect to

a particular signal-to-noise ratio (SNR) threshold, and it varies with frequency for a given event magnitude. Furthermore, depending on the frequency, the scattering strength governs the ratio between the randomly scattered waves and the ballistic waves that reverberate between the main boundaries (i.e., the Earth surface, the core-mantle boundary).

It has been demonstrated that the elastic response between two stations can be evaluated by correlation of the records of scattered waves [Campillo and Paul, 2003] or long ambient noise records [Shapiro and Campillo, 2004]. As expected from the theoretical Green's function between two points at the free surface, the correlations of continuous records are dominated by surface waves. The application of this approach has led to numerous examples of surface-wave imaging (e.g. Shapiro et al. [2005], Sabra et al. [2005a], Ritzwoller et al. [2011]). The extension of the approach to body waves is indeed appealing, although the level of the remaining random fluctuations in the correlations makes the identification and exploitation of weak signals difficult. Furthermore, the sources of ambient noise are likely located at the surface, which results in a dominance of surface waves in the noise records. However, teleseismic body-waves have been observed in noise records (e.g. Vinnik [1973], Gerstoft et al. [2008], Landès et al. [2010]). The search for body waves in the correlations has been successful in the last few years, which started with the crustal phases [Zhan et al., 2010, Ruigrok et al., 2011, Poli et al., 2012a]. Then, deep vertical reflections were detected from the mantle transition zone [Poli et al., 2012b] and from the core [Lin et al., 2013b], with data from regional arrays. The complete teleseismic section was reconstructed by cross-correlation using a worldwide combination of arrays at short to long periods (5 s to 100 s ; Boué et al. [2013]) and at long to very long periods (30 s to 300 s ; Nishida [2013]). These last studies demonstrated the feasibility of ambient noise body-wave imaging. Lin and Tsai [2013] also discussed core-phase retrievals using antipodal station pairs.

Different processing has been used in all of these studies, and especially regarding the removal of transient signals. Nishida [2013] applied the most rigorous processing, using the Global Centroid Moment Tensor catalog [Ekström et al., 2012] to systematically remove long time windows corresponding to earthquakes and the following few days, the number of which depended on the event magnitude [Nishida and Kobayashi, 1999]. Lin et al. [2013b] and Boué et al. [2013] used less restrictive criteria. At the global scale, both Nishida [2013] and Boué et al. [2013] observed mantle body waves but obtained different results for the amplitudes of the core phases, which are weaker, and were more realistic in the correlation computed by Nishida [2013]. Note that large-amplitude core phases were also reported by Lin et al. [2013b].

Boué et al. [2013] questioned the relevance of these high-amplitude phases, and suggested that they show non-physical features. By non-physical, we mean here that these features do not appear in the natural Green's function. For example, the phase in the correlation corresponding to ScS is observed at short distances with strong amplitudes for the vertical component, which leads to an obvious problem of polarization. The presence of spurious arrivals in the correlation section challenges the applicability of noise imaging to body-wave problems in the deep Earth. We address this problem here, by analyzing the conditions under which reliable information can be extracted from noise correlations.

On the other hand, Lin et al. [2013b] observed a strong correlation between the phases that reach the deepest parts of the Earth (ScS, P'P'df) and the seismicity. They suggested that earthquakes mainly excite these body waves. Finally the observations of Lin et al. [2013b] and Boué et al. [2013] included spurious phases that are not in the Earth response, or at least, have different relative amplitudes. The problem of spurious arrivals due to multiples was discussed on a smaller scale by Snieder et al. [2006]. Concerning wave propagation at the global scale, Ruigrok et al. [2008] discussed the imperfect reconstruction of the Green's function from surface source records, which reveals the presence of spurious arrivals (ghost events). They derived an elastodynamic relation from the representation theorem showing that knowledge of the responses of the medium with and without the effects of the free surface is required to retrieve the exact Green's function. They verified this theoretical statement numerically with acoustic simulations.

By investigating the temporal evolution of the reconstructed Green's function after large seismic events, it is shown in the present study that the processing used can explain these observations at long periods. The structure of this report is the following. First, the dataset used and the processing applied are shown. Then we compare the quality of the reconstruction of some of the phases with the seismicity and the microseism excitation over a whole year. We present a synthetic example of the reconstruction of partial Green's functions using a simulated long time reverberated coda wavefield to explain the characteristics of spurious arrivals. Finally, the study focuses on the particular propagation geometry between Finland and Japan.

6.2.2 Data and processing

In this study, one year was selected (2008) for the vertical-component records from a set of 420 stations distributed worldwide (Figure 6.1). The BH channels are used after removal of the instrumental response, and decimation to a $5 - Hz$ sampling frequency.

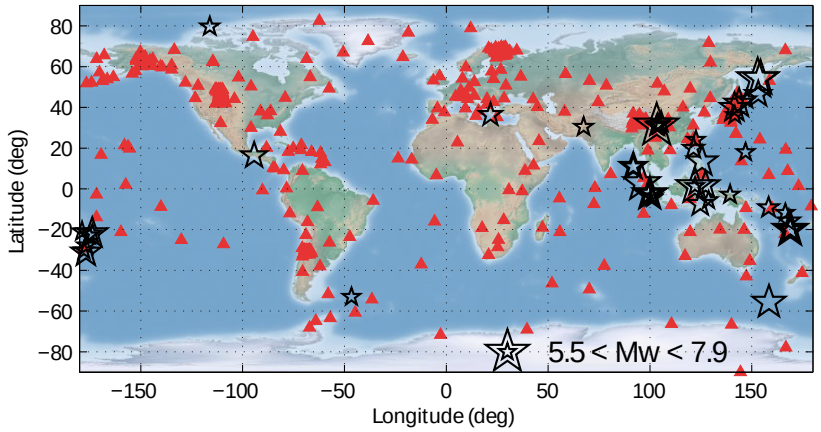

FIGURE 6.1 – Map of the network used in this study (see section 6.2.7 for details). Triangles, location of the 420 seismic stations ; stars, earthquakes ($Mw > 5.5$) that corresponds to HCDs.

Note that some of these stations are not available during the whole of the year period. All of the networks involved are detailed in section 6.2.7. The continuous records were processed similarly to Boué et al. [2013], which includes spectral normalization of the noise traces (whitening). Cross-correlations are computed for $4-h$ time windows, with a correlation lag of $4000\,s$, and normalized through the square root of the energy of both of the traces. They are directly stacked over one day, in the $5\,s$ to $100\,s$ period band. With this processing, we can detect and choose to remove the $4-h$ time window that contain ballistic arrivals of strong transient events [Boué et al., 2013]. At the same time, the scattered and reverberated coda waves from earthquakes are retained. Eventually, the dataset contained more than 80000 correlations per day, which corresponds to each possible station pair. These correlations can then be stacked either over a given period (e.g., days, weeks), which results in one correlation per station pair, or over space, which results to one correlation for a given average distance (bin) per day. The combination of both stacks corresponds to the global section, for which correlations are sorted as a function of distance from 0° to 180° with a bin size of 0.1°, and stacked over the year. This is shown in Figure 6.2-b, as the resulting vertical–vertical correlations, which represent the global average propagation. It is therefore justified to compare this with the synthetic Green's function computed in a spherical Earth using the Preliminary Reference Earth Model [Dziewonski and Anderson, 1981]. Figure 6.2-a shows the synthetic seismograms computed using the spectral element method [Nissen-Meyer et al., 2007, 2008]. We simulate a simple vertical point force with a Gaussian-shaped dominant period of $40\,s$. Although we note a general visual agreement that indicates that numerous deep phases are emerging from the correlation, there are some noticeable discrepancies, some of which

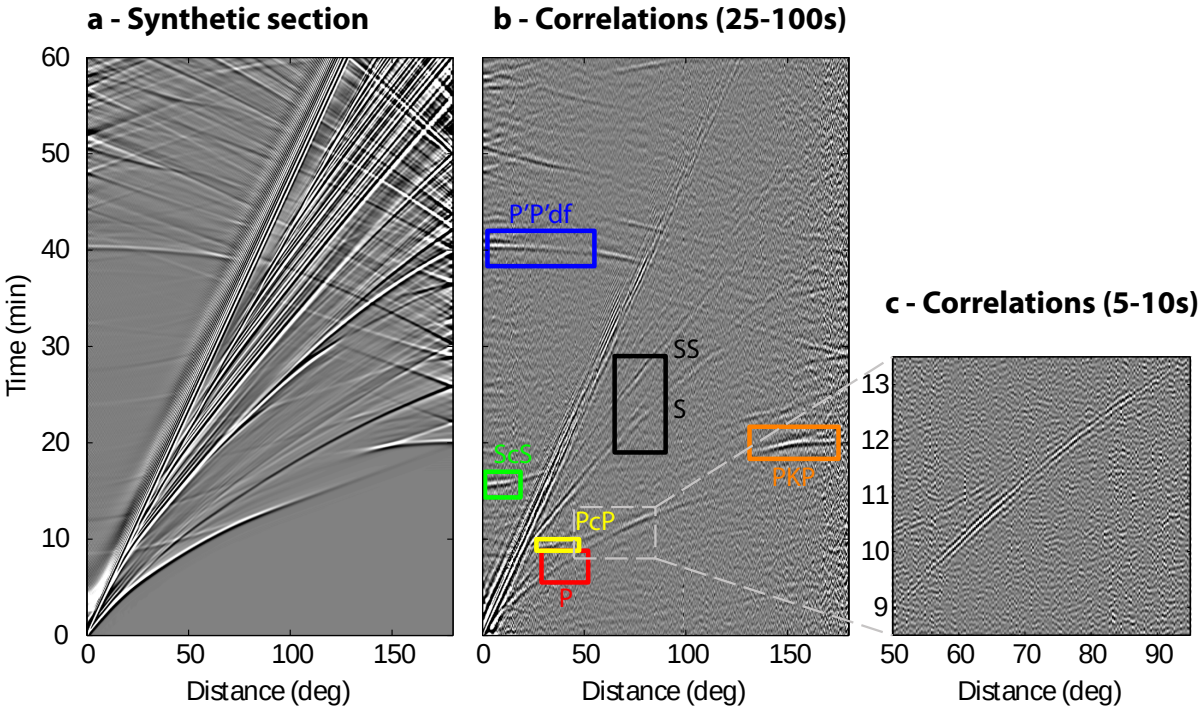

FIGURE 6.2 – (a) Synthetic Green's function in the PREM model with a dominant period of 40 s. (b) Correlations stack over the whole year, filtered in 25 s to 100 s period bands, and sorted as functions of inter-station distance. Color boxes, area used for the 2D correlations over each day : P (red), PcP (yellow), ScS (green), PKP (orange), S and SS (black) and P'P'df (blue). (c) Detail of the P-PcP waves in the 5 s to 10 s period band.

have non-physical characteristics. The comparison between Figure 6.2-a and 6.2-b should remain qualitative, as the 3D Earth structure favors the emergence of some phases after the spatial stack on the real data section (Figure 6.2-b). For example, Rayleigh waves can stack destructively, particularly at short periods, due to heterogeneities in shallow structures of the Earth.

In the global correlation section, some arrivals are present before the direct P-wave (Figure 6.2-b). As already noted, the ScS phase has a too high relative amplitude. Even if the section representation with correlations stacked over distance bins enhances small move-out phases with a more constructive stack compared to large move-out phases like Rayleigh waves, it remains that ScS should not be visible on a vertical-component section at a distance close to 0°. Other deep phases, such as PKP and P'P'df, have high amplitudes relatively to the mantle, or even to the Rayleigh wave. Finally, there are some low-frequency spurious arrivals between the ScS and the P'P'df. In the following, we study how reverberated waves that follow large earthquakes affect the correlations.

As the daily correlation for a given pair does not show a sufficient SNR, it is necessary to stack the correlations over space to produce the daily reconstructed signals. In practice we consider bins of 0.1° for the spatial average.

6.2.3 Contributions to correlations

We construct daily global sections that are used to evaluate the temporal evolution of the contributions of the daily correlations to the reconstructed Green's function. The daily contributions are quantified by computing the coherence between the daily and yearly reconstructions in specific time–distance domains. We selected six different time–space domains that correspond to different phases (Figure 6.2-b, colored boxes), and processed the image correlation for the 366 days of the year. This processing was performed with sections that had been filtered in the short period ($5 - 10\ s$) and long period ($25 - 100\ s$) ranges. The data are shown in Figure 6.3. High coherence means strong excitation of the given phase for a given day. These coherences are compared to the daily seismicity (Figure 6.3-a) and oceanic secondary microseism excitation (Figure 6.3-b) from Hillers et al. [2012]. The daily cumulative seismic moment is computed from the International Seimological Centre catalog after the selection of events with a magnitude > 4. Ocean excitation for the secondary microseism includes bathymetric effects Longuet-Higgins [1950], and this is integrated over the whole ocean surface.

At short period, P and PcP are well reconstructed, as shown in Figure 6.2-c. The daily coherence of these two phases (Figure 6.3-c) is independent of the seismicity rate. This indicates the efficiency of the initial processing that included the removal of large earthquakes for this period range. There is also no clear relationship between the time-dependent coherence of the reconstructed waves and the amplitude of the secondary microseism excitation, even if this excitation varies by two orders of magnitude. This indicates that after the normalization of the correlations, their properties are independent of the amplitude of the ocean excitation, which is probably due to its complex spatial and temporal source pattern. Globally, the coherence appears stationary through the year. We interpret this point as the signature of the inherently complex nature of the short-period ambient noise with a significant contribution of scattered waves.

A different picture is drawn from the results for long-period correlations. The main feature shown in Figure 6.3-d is the strong correlation of the main deep phases with seismicity. In the $25\,s$ to $100\,s$ period band, the main deep phases, such as ScS and P'P'df, and also PcP and PKP, are strongly correlated to seismicity. This is shown by the high amplitude peaks of the daily coherence for the large earthquakes, as also highlighted

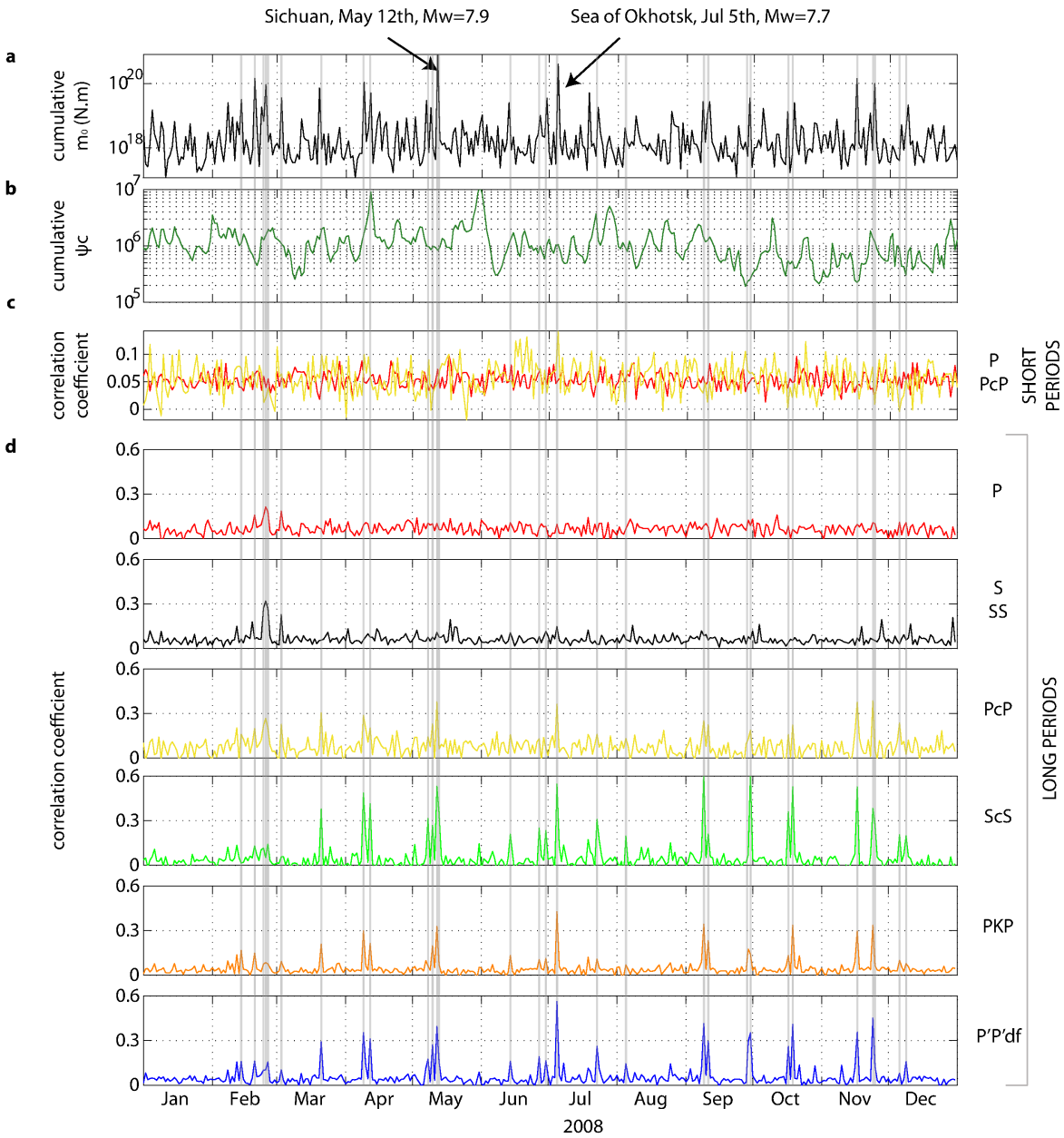

FIGURE 6.3 – (a) Daily cumulative seismic moment (m0) for the year 2008. (b) Cumulative microseim excitation at 7 s from ocean wave-wave interactions modulated by bathymetry (global summation). (c) Two-dimensional correlation of the daily P (red) and PcP (yellow) waves at the short period. (d) Two-dimensional correlations of the daily global section with the year-stacked global section at the long period and for the different phases. Vertical gray lines, the HCDs.

by the gray vertical lines in Figure 6.3-d. A similar observation was made by Lin et al. [2013b] and Lin and Tsai [2013] for regional and antipodal propagations respectively. For

the mantle P-waves and S-waves, no such strong correlation with seismicity is observed. However a correlation is observed for a series of events in February. These high-coherence peaks are not coincident with the strong maxima of the core phases. Some smaller peaks for the S-SS phases are not correlated with any strong earthquakes, as for example in May or November. This suggests another source contribution for these S-waves at long periods, which might be associated with the coupling of ocean infra-gravity waves with the seabed topography, as proposed by Fukao et al. [2010]. Furthermore, some coherence peaks are extended to the days after the earthquake. This illustrates the importance of the long-standing reverberations following large magnitude events. Note that even in the case of the largest event in the year 2008, the May 12 Mw 7.9 Sichuan earthquake, the high coherence period does not exceed 2 days after the mainshock.

The value of the coherence is difficult to analyze, as it depends on the source–receiver geometry, focal mechanism, and receiver–receiver geometry. We observe that large earthquakes do not always lead to high coherence peaks. The correlation with seismicity is nevertheless obvious for deep phases. In the following, we isolate the contributions of earthquakes to the global correlations, and we analyze their part in the emergence of spurious arrivals or anomalous polarizations. This will lead to modified processing for long-period correlations.

6.2.4 Long period processing

Using the long-period band, the coherence is presented in Figure 6.3-d, where we define high-coherence days (HCDs) by selecting the days with high seismic activity that are also associated with high coherence for each phase. In practice, we selected days with a coherence > 0.2 and with a corresponding local maximum in the cumulative seismic moment function. For the mantle P-waves and S-waves, this results in selecting a group of days that correspond to the high-amplitude peaks in February and March. For the deep reflected waves, a criterion based on the average fluctuations of the coherence is used to detect the local maxima. In the end, 30 days are considered as HCDs. The remaining days of the year are considered as low-coherence days (LCDs). We now compare the teleseismic correlation sections built from these subsets.

Correlations that correspond to LCD and HCD subsets are stacked, to get two global sections ; these sections are shown in Figure 6.4-a and b, respectively. A comparison of these two sections shows that the spurious phases that are visible on the global section of Figure 6.2-b are related to the HCDs, and thus to the strong seismic activity. Figure 6.4-a (for the LCDs) shows a lower SNR than the year stack (Figure 6.2-b), although

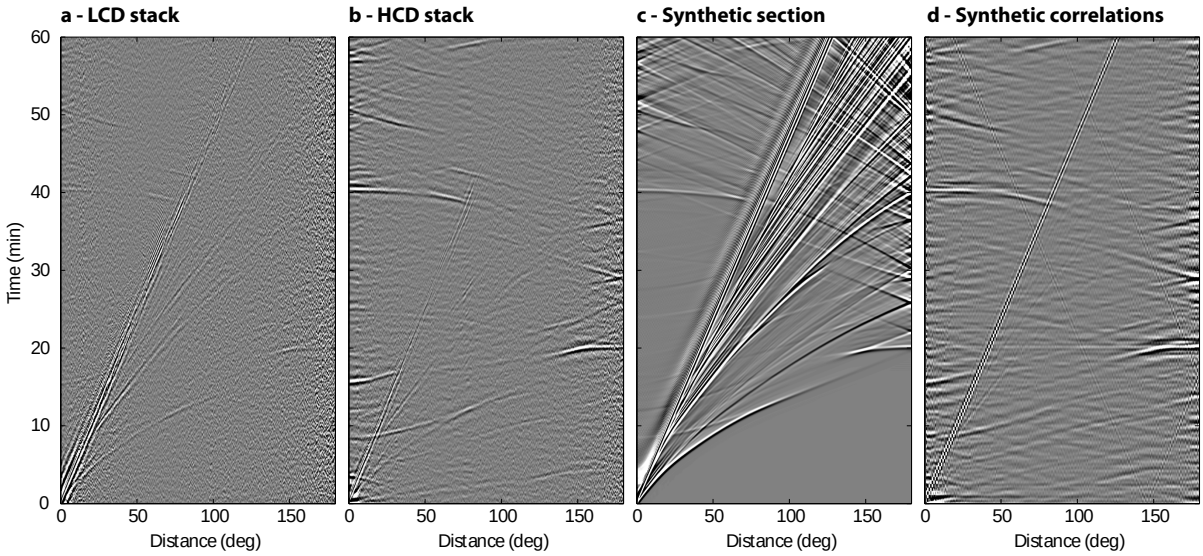

FIGURE 6.4 – (a) Global section stacked for the 336 LCDs of the year, and (b) for the 30 HCDs (figure 6.3, vertical lines). (c) Synthetic section from a $40-s$ dominant period vertical source in a spherical Earth, using PREM. (d) Cross-correlation of a 2-day-long synthetic coda in the same model.

no spurious arrivals are visible and the relative amplitudes of the different phases fit the theoretical Green's function better, which is also shown in Figure 6.4-c. The section for LCDs is close to the data of Nishida [2013], but here only for a 336-day stack.

On the other hand, spurious arrivals (as previously described) are illustrated in Figure 6.4-b. With the relatively low amplitude of the Rayleigh wave, there is a spurious arrival with a negative move-out between 0° to 20° and for times $< 5min$. Spurious phases arrive ahead of the P-wave. This HCD section also shows abnormally high relative amplitudes for phases, such as for ScS, PKP and P'P'df. The previous observations suggested that the HCD section is dominated by correlation cross-terms between the various reverberated waves that continue for tens of hours after a large earthquake. This is a variant of the process of emergence of spurious arrivals that was described by Snieder et al. [2006].

The anomalous amplitudes appear for phases with very small move-out (i.e., very large apparent velocity). In the absence of a significant scattering at long periods, we postulate that the strong contributions for the reflections in the correlations are generated by multiple reflections. These multiple deep reflections have large Fresnel zones, which means that the region in which a source contributes is also very large. A source that is not along an eigenray joining the two stations, but in a wide Fresnel zone, nevertheless has a contribution. This can result in incorrect delays in the arrival times, and also potentially in polarization anomalies. To test this hypothesis, a synthetic example of a

global scale cross-correlation was computed. This experiment simulates the contributions of impulsive sources to the correlations. A vertical point force is applied at the surface of a spherical model (PREM) which includes attenuation. The wavefield is computed for a propagation duration of 2 days and recorded at numerous positions at the Earth surface. As the problem is axis symmetric, the computation can be restricted to receiver points on a great circle. We apply the same cross-correlation processing to the 2-day-long synthetics as for the real data. The resulting correlations are sorted by distance between the sensors and are stacked for all available source positions. Using the reciprocity theorem, this simulation is equivalent to having sources everywhere on the Earth surface and to the computing of the resulting cross-correlation for any sensor combination. The synthetic section is shown in Figure 6.4-d. The main phases of the Earth Green's function are reconstructed. The anomalous characteristics that have been observed in the HCD section (Figure 6.4-d) are visible : strong amplitudes of deep reflected waves with flat move-out, a spurious arrival before the P-wave arrival-time, and the inverse move-out phase in the range $0-20°$ and $0-5\,min$. This excellent qualitative agreement shows that anomalous phases in the correlations are produced by the coherent impulsive earthquake sources. This analysis was carried out for a global distribution of sources and stations. To go further in the understanding of the retrieved body waves at the global scale, we have to focus on a specific geometry ; i.e., a specific travel path, to evaluate the impact of localized sources.

6.2.5 A specific geometry : FNET-LAPNET dataset

The FNET (Japan) and LAPNET (Finland) arrays were selected (Figure 6.5, blue triangles), as they are both dense (ca. 40 stations) and with relatively small apertures compare to their relative distance (ca. $63^{c}irc$). We first repeat the processing of the selection of HCDs and LCDs for this selected dataset. The comparisons between correlations stacked for the whole year for the HCDs and the LCDs are shown in Figure 6.6. Specifically, we focus on S, SS and P'P'df waves at long period (Figure 6.6-a-c), and on the P and PcP waves at short period (Figure 6.6-d-f). The mantle P-wave at the long period is too weak to be visible on this section representation. Figure 6.6-b shows that P'P'df is dominant for HCDs. Also, we can see lower amplitude flat move-out spurious arrivals due to correlation cross-terms from multiple reverberations. The Rayleigh wave, and also the S and SS waves are reconstructed in the stacking of the LCD. At shorter period, Figure 6.3 shows that the P and PcP waves in the noise correlations are not associated with coherent contributions of earthquakes. These two waves are well retrieved in the LCD stack. Figure 6.6 shows the theoretical arrival times for PREM (Figure 6.6, red lines),

which confirm the phase identifications and indicate qualitative agreement even for the P'P'df phase, with an anomalous amplitude relatively to other phases at long periods.

To analyze the time accuracy of the different reconstructed phases, we performed slant stacks based on the theoretical travel-time curves (PREM). These data are presented in Figure 6.7, where the travel-time obtained for all of the year, the HCD stack and the LCD stack are compared. At short period, there is no significant phase shift between the stacks for the P (Figure 6.7-a) and PcP (Figure 6.7-b) phases. The LCD stack gives a better SNR than the HCD stack, with a much stronger emergence of the signal. The SNR is expected to be directly related to the square root of the duration of the time series, which have been correlated [Sabra et al., 2005c, Larose et al., 2008]. Here, this effect accounts for a factor about 3.5 in favor of the LCD. This is similar to our observations. This indicates that there is no specific effect of reverberated short-period waves after a few hours following an earthquake. This supports the pertinence of the processing, and the origin of the correlations in the waves continuously generated by the oceanic gravity waves, especially in the frequency bandwidth corresponding to secondary microseisms.

At longer period, the S-wave (Figure 6.6-c) is only visible on the LCD. The SS-wave (Figure 6.6-d) does not emerge from the slant stack, even if it appears to be visible in Figure 6.6. Finally, the P'P'df phase (Figure 6.7-e) is visible on both the LCDs and HCDs, with a better SNR on the HCD stack, as seen in Figure 6.6. The two waveforms, both of which are filtered in the $25-100\,s$ period band, show different dominant periods according to their corresponding sources. The HCD trace is dominated by longer period

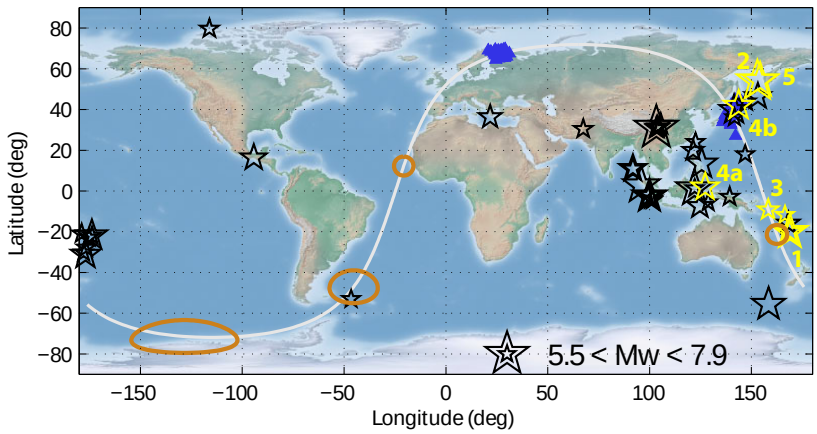

FIGURE 6.5 – Map of the two dense arrays : LAPNET (Finland) and FNET (Japan). Blue triangles, positions of the stations ; white line, great circle that crosses these two arrays ; orange patches, two first endfire lobes (two bounces) for the mantle P-wave at $7-s$ for these two arrays ; stars, earthquakes (Mw > 5.5) that correspond to the HCDs ; yellow stars, as related to figure 6.8.

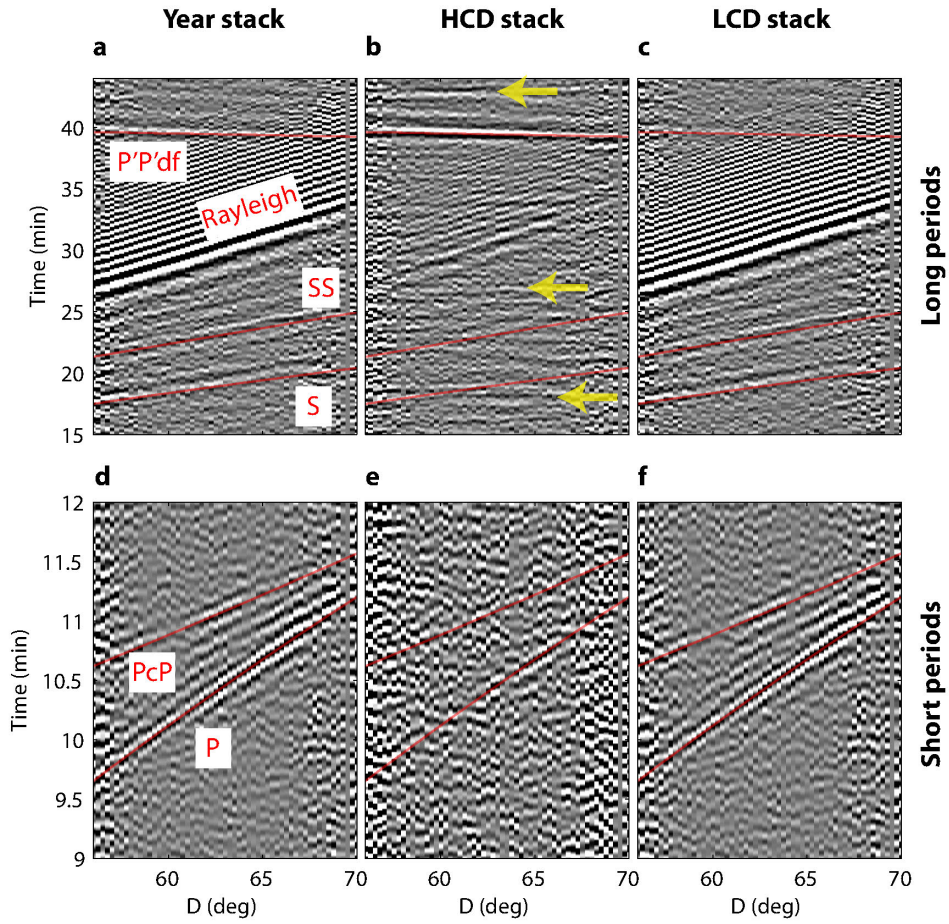

FIGURE 6.6 – Correlation between LAPNET and FNET arrays sorted as a function of distance. (a-c) At long period. (d-f) At short period. Red lines, theoretical travel-times using PREM. (a, d), Year stack ; (b, e), HCDs ; (c, f), LCDs. Yellow arrows indicate some spurious phases in the HCD stack.

waves, coming from earthquakes, than those of the LCD trace. We measured a significant time shift at a 50 s central period, of about 4.5 s. This difference can suggest a shift associated with unevenly distributed noise sources at the Earth surface, similar to the 2D effect discussed by Froment et al. [2010].

To study the potential effects associated with source geometry, we reproduced the coherence analysis of Figure 6.3 but limiting the analysis to the FNET to LAPNET paths. The results are presented in Figure 6.8. Daily cumulative seismic moment and secondary microseism excitation from the ocean are also reported for comparison.

At shorter period, there is still no clear correlation between phase coherence and seismic activity or microseism excitation. To be more specific, we evaluated the microseism in the region where it is expected to contribute coherently to the correlations. We define

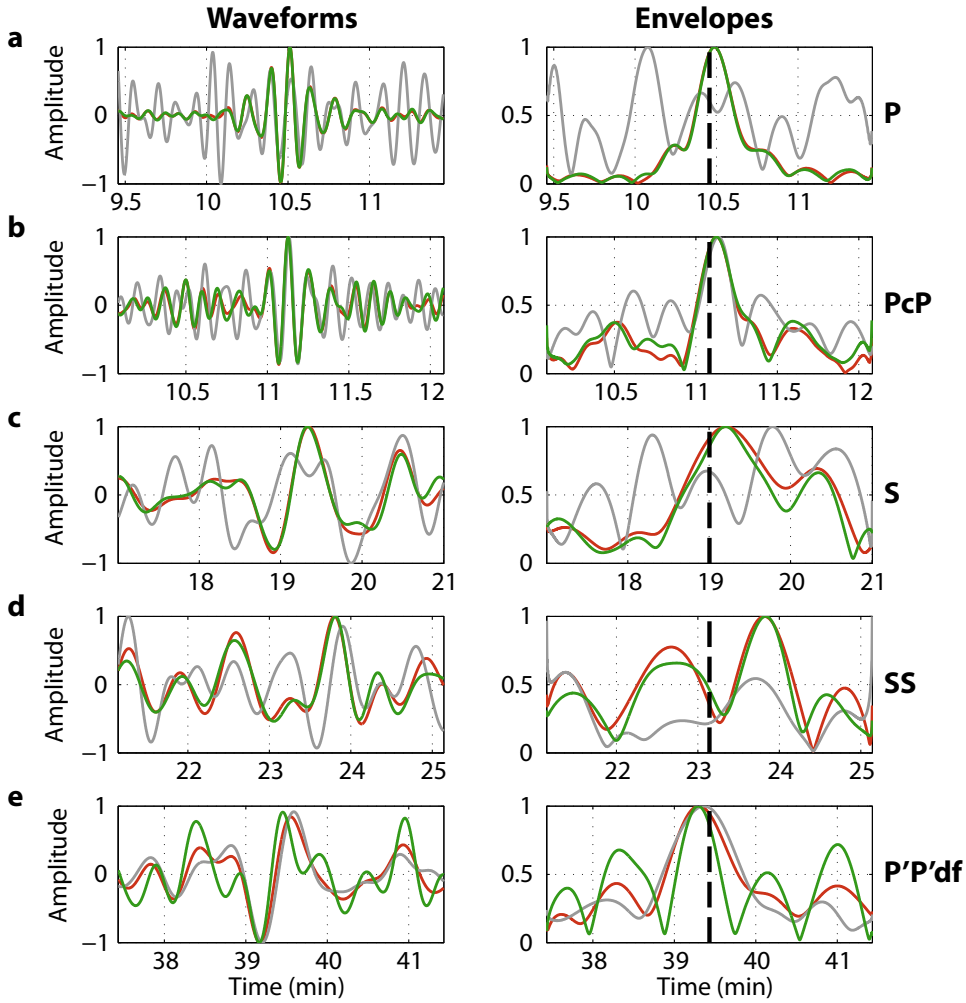

FIGURE 6.7 – Correlation stacks using theoretical arrival times from PREM and between FNET and LAPNET. Red line, the year stack ; gray line, the HCD stack ; green line, the LCD stack. Vertical dashed lines, theoretical arrival time for each phase (PREM). Left panels show the waveforms. Right panels show the corresponding envelopes. (a) Short period P. (b) Short period PcP. (c) Long period S. (d) Long period SS. (e) Long period P'P'df.

these geographical areas (lobes) as the Fresnel zones on the Earth surface of the first two bounces of the P-waves (Figure 6.5). These so-called endfire lobes were described by Sabra et al. [2005b] for an oceanic waveguide. On the assumption of a radial velocity model (no lateral heterogeneities), all of these lobes are located along the great circle joining the two arrays, and their radius increases for each successive bounce. Even with this processing, there is no observation of any clear relationship between microseism excitation and specific event in the daily coherence series. The exact origin of the short period signals observed remains unclear. Nevertheless, this can indicate that the cohe-

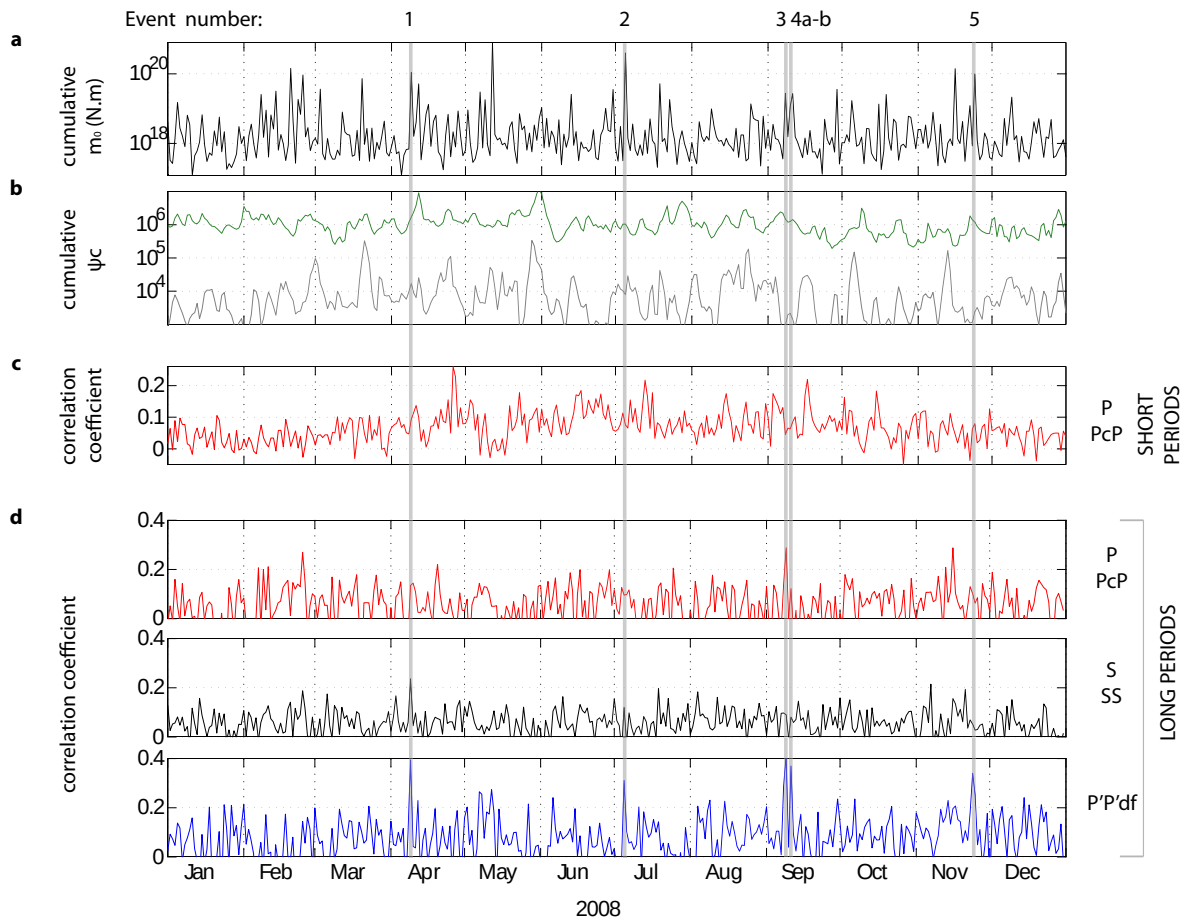

FIGURE 6.8 – (a) Daily cumulative seismic moment (m_0) for the year 2008. (b) Daily cumulative microseim excitation at 7 s from the ocean wave–wave interaction modulate by bathymetry. Green, global summation ; gray, summation limited to P-wave endfire areas. (c) Two-dimensional correlation of daily P-PcP waves at the short period. (d) Two-dimensional correlations of daily global section with the year-stacked global section at the long period and for different phases. Vertical gray lines, HCDs that remain for this dataset.

rence is probably more controlled by the large-scale spatial distribution of the sources than by the amplitude of specific events, as expected for the contribution of scattered waves. This is illustrated in Figure 6.8-c, where there is a slight seasonal trend with higher amplitude during the northern hemisphere summer. This might be related to the location of the endfire lobes, as mainly in the southern hemisphere, where the excitation is dominant during the northern hemisphere summer [Landès et al., 2010].

At long periods, the effect of scattering as large as for the short period is not expected. We have shown also the importance of the long-standing multiple reflections, that we refer to as reverberations. For the long period range, Figure 6.8-d shows a smaller number

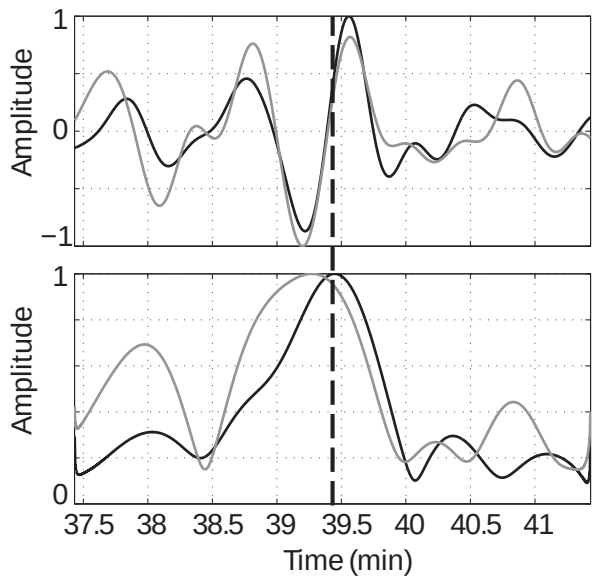

FIGURE 6.9 – Comparison between the P'P'df phases reconstructed the day of events 1 (black) and 2 (gray). Top panel : waveforms ; bottom panel : corresponding envelopes ; vertical dash line, theoretical arrival time given by PREM.

of coherence peaks than in Figure 6.3, for the entire set of station-to-station paths. This indicates a selective geometrical effect. The main coherence peaks observed for the FNET-LAPNET paths are still correlated to seismic activity. This is particularly true for the P'P'df phase. Mantle P-waves and S-waves do not show such strong correlations with seismicity. The P'P'df phase, which has the larger coherence peaks, is used to define the set of days that were associated with strong contributions to the correlations. The epicenters of the large events that occurred on these days are shown in Figure 6.5 (yellow stars). Note the absence among these events of the largest earthquake of the year, namely the May 8, 2008, Sichuan earthquake. A group of events is located along the great circle that joins the centers of the networks (Figure 6.5, white). Event 4a shown in Figure 6.5 is located far from the great circle, but we cannot distinguish its influence with respect to event 4b, which occurred the same day and was located on the great circle. Events 2 and 5 (Figure 6.5) were selected, although they do not belong to the great circle. These last events are deep earthquakes ($> 500\,km$), and they produced a coherence peak only for P'P'df.

Finally, the time accuracy of the P'P'df phase is evaluated at long period as a function of the location of sources for HCDs. Figure 6.9 shows the slant stack of P'P'df for all of the correlations of the two arrays, but only for the days corresponding to events 1 and 2, respectively. Even if both of these waveforms show similar shapes, their envelopes reveal a clearly different arrival-time. The P'P'df phase that was reconstructed from event 2 (out of the great circle between the two array centers), arrived several seconds before the PREM theoretical time. This is not the case for event 1, which was aligned with the two arrays, and so might better contribute to the Green's reconstruction. Phase shift

analysis reveals a $2\,s$ delay at a $50\,s$ central period. Even if this time delay is smaller than that observed using envelopes, this is a good indication that the use of correlations of multiple reflections from large earthquakes should be used with caution for travel-time measurements.

6.2.6 Conclusion

Nishida [2013] and Boué et al. [2013] showed that the global scale propagation of body waves can be retrieved by cross-correlation of continuous records. The conditions of the reconstruction of the deep body phases are different for the period band considered here. Two elements are to be considered : the nature of the excitation, and the part of the scattering associated to wave propagation.

The relation between seismicity and deep phase reconstructions at long period ($25 - 100\ s$) is illustrated here on the global scale, as it was performed at short distances by Lin et al. [2013b] and for antipodal station pairs by Lin and Tsai [2013]. This is particularly clear for core reflected and transmitted phases, but not very clear for P and S mantle phases. Also, these reconstructed signals show amplitude and polarization anomalies. We reproduced the main spurious patterns with synthetic seismograms and their correlations. These spurious arrivals correspond to correlations between various coherent phases that are generated by earthquakes, although they are not strictly part of the physical Green's function. These discrepancies are theoretically expected from the analysis of the reconstruction of the Green's function based on the representation theorem proposed by Ruigrok et al. [2008]. With the removal of the coherent earthquake wavefield from the dataset, which can last several days for large events, we obtain correlations of ambient noise that are closer to the theoretical Green's function and exempt of spurious phases. At shorter period ($5 - 10\ s$), the reconstructed phases are not correlated with seismicity, which is probably due to the prominence of scattering over reverberation. No clear correlation was found between the phase reconstruction and the microseism excitation amplitude. This is what we would expect as the effect of the correlation processing combined with the nature of the source excitation, which is a spatially extended uncorrelated continuous source. The difference in the behavior between scattered short-period waves and reverberated long-period waves is explained because the scattering enhanced the directional diversity of the waves. Ideally, the correlation of scattered waves leads to the exact Green's function [Campillo and Paul, 2003]. In contrast, in spite of their long duration, the long-period reverberations locally conserve a narrow directionality. These behaviors were formulated mathematically by Garnier and Papanicolaou [2009, 2012].

At long periods, with the scattering being weaker, the effect on the correlations is not expected to be as strong as at short periods.

Finally, a particular receiver geometry was chosen (LAPNET-FNET) to study the effects of the source location with respect to the areas of constructive contributions. The earthquakes that contribute to high daily coherence are mainly aligned with station-to-station direction. Nevertheless, an example of a clear travel-time bias on the P'P'df phase is shown for a single event with high coherence. Particular care has therefore to be taken at the long period to remove long coherent reverberated waves, for the recovery of the natural Earth elastic response with useful accuracy.

6.2.7 Details on dataset

The table 6.1 shows the different networks used for this study, also with a brief description and the number of station actually selected. Except for FNET and LAPNET data, all waveforms were downloaded using PYTHON request protocols : obspy.iris and obspy.arclink packages.

Identifier	Description	Number of station selected
AI	Antarctic Seismographic Argentinean Italian Network	3
AK	Alaska Regional Network	30
BO	Bosai-Ken Network (FNET, NIED)	40
CN	Canadian National Seismograph Network	13
CU	Caribbean Network (USGS)	8
G	GEOSCOPE	21
GE	GEOFON	20
GT	Global Telemetered Seismograph Network (USAF/USGS)	6
IC	New China Digital Seismograph Network	9
II	Global Seismograph Network (GSN - IRIS/IDA)	34
IU	Global Seismograph Network (GSN - IRIS/USGS)	60
MN	MEDNET Project	12
PS	Pacific21	6
TA	USArray Transportable Array (NSF EarthScope Project)	42
TW	Broadband Array in Taiwan for Seismology	7
X4	ASCENT	30
XK	LAPNET	41
ZL	Sierras Pampeanas	37

Table 6.1 – List of seismological networks. The descriptions are from IRIS MetaData Aggregator.

Conclusions et Perspectives

La sismologie observationnelle moderne s'appuie sur le développement des réseaux de capteurs, simultanément aux capacités informatiques de stockage et de traitement de quantités massives de données. A toutes les échelles de la Terre, l'amélioration de nos connaissances sur sa structure interne et ses processus dynamiques passe nécessairement par le développement des méthodes d'imagerie. Dans ce manuscrit, les travaux présentés ont l'objectif commun d'extraire de nouvelles observables des enregistrements sismiques. Un des principaux enjeux est de fournir un maximum de contraintes sur la construction des modèles de Terre et d'améliorer leur résolution.

Dans la première partie, la méthode de double formation de voies est présentée. Cette technique consiste à appliquer une projection en ondes planes de type *slant-stack* simultanément en émission et en réception. A l'échelle de la géophysique de prospection, ce double traitement d'antenne est directement applicable grâce au déploiement de réseaux denses de capteurs mais également au grand nombre de sources utilisées. On démontre que ce type de méthode permet non seulement le filtrage spatial du champ d'ondes, mais également l'ajout d'information sur sa directivité. La déflexion des trajets balistiques de l'onde de Rayleigh, due aux hétérogénéités latérales du milieu, peut notamment être évaluée. Dans le cadre de la détection de phases de faibles amplitudes, pour dissocier des trajets quasi-similaires ou encore détecter de faibles variations du champ au cours du temps, une amélioration de la méthode consisterait à adapter des techniques à haute-résolution à des combinaisons de réseaux source-récepteur.

La maîtrise des sources est une condition nécessaire pour ce type de traitement, pourtant elle est difficilement envisageable à l'échelle de la sismologie, où l'excitation est généralement associée aux séismes. A cette échelle, et parallèlement au déploiement des réseaux de capteurs, de nombreuses études ont récemment démontré l'intérêt de la corrélation de bruit de fond sismique pour mesurer et imager la vitesse des ondes de surface. Cette technique, basée sur l'interférométrie du champ d'ondes ambiant, permet la reconstruction de la réponse impulsionnelle entre des couples de stations. Ainsi un

réseau de stations sismologiques est simultanément une antenne réceptrice et une antenne source. Un grand nombre d'observables, complémentaires à celles classiquement extraites des enregistrement des séismes, peuvent ainsi être utilisées pour l'imagerie.

Dans la seconde partie de ce manuscrit, on propose une méthode d'imagerie basée sur l'application de la méthode de double formation de voies à des ondes de surface reconstruites par corrélation de bruit sismique. Cette étude est réalisée à partir d'enregistrements continus issus du réseau USArray (TA). Ces données couvrent une période de 3 mois. En couplant les méthodes, on utilise notamment la capacité du traitement d'antenne à filtrer spatialement le champ, afin de limiter l'influence des sources dominantes. Ces sources rendent le champ ambiant trop directif et ne permettent pas la convergence de la corrélation vers la fonction de Green (apparition de biais de temps et d'amplitudes). Une fois le traitement d'antenne appliqué, des mesures relatives de la vitesse de phase des ondes de surface sont réalisées à différentes périodes. Les courbes de dispersion ainsi construites à l'intérieur du réseau sont régionalisées. Des mesures de la déflexion de l'onde de surface, effectuées lors du double traitement d' antenne sont ajoutées au processus d'inversion. Des trajets courbes sont construits entre chaque couple de stations à partir des mesures d'azimuts en émission et en réception. Ces trajets remplacent ainsi l'approximation classique d'un trajet direct, reliant les deux stations suivant l'arc de grand cercle à la surface du globe. Pour aller plus loin dans cette démarche, et dépasser l'approximation de la théorie des rais, d'autres types d'inversion utilisant cette information angulaire peuvent être envisagés, et notamment une démarche basée sur le calcul de noyaux de sensibilités.

La limitation principale des techniques de corrélation de bruit, pour des périodes supérieures à $1\,s$, est liée à la difficulté de faire émerger les ondes de volume par rapport aux ondes de surface dans les signaux reconstruits. Ceci s'explique principalement par la nature de l'excitation du champ ambiant, localisée en surface et associée à l'interaction de la Terre solide avec l'atmosphère et les océans. Les premières observations d'ondes de volume reconstruites par corrélation de bruit sont récentes. D'abord réalisée à l'échelle de quelques kilomètres, la reconstruction d'ondes P réfléchies sur les discontinuités du manteau vers 410 et $660km$, interroge sur la possibilité de réaliser de telles reconstructions à l'échelle globale.

Dans la dernière partie, on démontre que la reconstruction des phases télésismiques, classiquement observées dans l'enregistrement des forts séismes, est possible par la corrélation d'enregistrements continus. On utilise pour cela une distribution globale de stations sismologiques appartenant à différents réseaux. On montre que le signal reconstruit permet d'extraire de l'information sur différentes structures de la Terre, depuis la litho-

sphère jusque dans son noyau interne. De part l'origine de leur excitation, les phases reconstruites sont très dépendantes de la gamme de périodes étudiée. A courtes périodes (5 à 10 s) seules des ondes P sont observées. A plus longues périodes (25 à 100 s), toutes les phases présentes dans la réponse impulsionnelle naturelle de la Terre sont reconstruites. En revanche, certaines révèlent des caractéristiques non-physiques : biais de polarisation, temps de trajet erroné, etc. On montre que ces différents biais dans la convergence de la corrélation sont liés aux champs d'ondes réverbérés pendant plusieurs heures à la suite des forts séismes. Cette partie du champ doit être retirée des enregistrements pour améliorer la qualité de la reconstruction. De plus, on remarque que cette contribution des séismes est visible uniquement à longues périodes et majoritairement sur les phases du noyau. A courtes périodes, la diffraction joue un rôle plus important et le traitement proposé initialement, c.-à-d. la suppression des ondes balistiques, est suffisant. L'ajout massif de nouvelles observables via cette méthode de reconstruction de phases télésismiques constitue une perspective importante pour l'imagerie de notre planète et la compréhension de sa structure.

Bibliographie

K. Aki. Space and time spectra of stationary stochastic waves with special reference to microtremors. *Bull. Earthquake Res. Inst.Tokyo Univ.*, 35 :415–456, 1957.

K. Aki. Analysis of the seismic coda of local earthquakes as scattered waves. *Journal of Geophysical Research*, 74(2) :615–631, 1969. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/JB074i002p00615.

K. Aki and B. Chouet. Origin of coda waves : Source, attenuation, and scattering effects. *Journal of Geophysical Research*, 80(23) :3322–3342, 1975. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/JB080i023p03322.

K. Aki and P. G. Richards. *Quantitative seismology.* University Science Books, 2nd edition, 2002.

F. Ardhuin, E. Stutzmann, M. Schimmel, and A. Mangeney. Ocean wave sources of seismic noise. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 116(C9) :n/a–n/a, 2011. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2011JC006952.

L. Astiz, P. Earle, and P. Shearer. Global stacking of broadband seismograms. *Seismological Research Letters*, 67(4) :8–18, 1996. doi : 10.1785/gssrl.67.4.8.

F. Aulanier, B. Nicolas, P. Roux, and J. I. Mars. Time-angle sensitivity kernels for sound-speed perturbations in a shallow ocean. *Journal of Acoustical Society of America*, in press, 2013.

A. Bakulin and R. Calvert. The virtual source method : Theory and case study. *Geophysics*, 71(4) :SI139–SI150, 2006. doi : 10.1190/1.2216190.

P. Basini, T. Nissen-Meyer, L. Boschi, E. Casarotti, J. Verbeke, O. Schenk, and D. Giardini. The influence of nonuniform ambient noise on crustal tomography in europe. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 14(5) :1471–1492, 2013. doi : 10.1002/ggge.20081.

G. D. Bensen, M. H. Ritzwoller, M. P. Barmin, A. L. Levshin, F. Lin, M. P. Moschetti, N. M. Shapiro, and Y. Yang. Processing seismic ambient noise data to obtain reliable broad-band surface wave dispersion measurements. *Geophysical Journal International*, 169 :1239–1260, 2007. doi : 10.1111/j.1365-246X.2007.03374.x.

G. D. Bensen, M. H. Ritzwoller, and Y. Yang. A 3-d shear velocity model of the crust and uppermost mantle beneath the united states from ambient seismic noise. *Geophysical Journal International*, 177(3) :1177–1196, 2009. doi : 10.1111/j.1365-246X.2009.04125.x.

S. Bonnefoy-Claudet, F. Cotton, and P.-Y. Bard. The nature of noise wavefield and its applications for site effects studies : A literature review. *Earth-Science Reviews*, 79 (3–4) :205 – 227, 2006. ISSN 0012-8252. doi : http://dx.doi.org/10.1016/j.earscirev.2006.07.004.

P. Boué, P. Roux, M. Campillo, and B. de Cacqueray. Double beamforming processing in a seismic prospecting context. *Geophysics*, 78(3) :V101–V108, 2013. doi : 10.1190/geo2012-0364.1.

P. Boué, P. Poli, M. Campillo, H. Pedersen, X. Briand, and P. Roux. Teleseismic correlations of ambient seismic noise for deep global imaging of the earth. *Geophysical Journal International*, 194(2) :844–848, 2013. doi : 10.1093/gji/ggt160.

F. Brenguier, M. Campillo, C. Hadziioannou, N. M. Shapiro, R. M. Nadeau, and E. Larose. Postseismic relaxation along the san andreas fault at parkfield from continuous seismological observations. *Science*, 321(5895) :1478–1481, 2008a. doi : 10.1126/science.1160943.

F. Brenguier, N. M. Shapiro, M. Campillo, V. Ferrazzini, Z. Duputel, O. Coutant, and R. Nercessian. Towards forecasting volcanic eruptions using seismic noise. *Nature Geoscience*, 1, 2008b. doi : doi:10.1038/ngeo104.

L. A. Brooks, J. Townend, P. Gerstoft, S. Bannister, and L. Carter. Fundamental and higher-mode rayleigh wave characteristics of ambient seismic noise in new zealand. *Geophysical Research Letters*, 36(23) :n/a–n/a, 2009. doi : 10.1029/2009GL040434.

H. P. Bucker. Use of calculated sound fields and matched-field detection to locate sound sources in shallow water. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 59(2) : 368–373, 1976. doi : 10.1121/1.380872.

M. Campillo and A. Paul. Long-range correlations in the diffuse seismic coda. *Science*, 299(5606) :547–549, 2003. doi : 10.1126/science.1078551.

X. H. Campman, K. van Wijk, J. A. Scales, and G. C. Herman. Imaging and suppressing near-receiver scattered surface waves. *Geophysics*, 70(2) :V21–V29, 2005. doi : 10.1190/1.1884831.

E. Candès, L. Demanet, D. Donoho, and L. Ying. Fast discrete curvelet transforms. *Multiscale Modeling & Simulation*, 5(3) :861–899, 2006. doi : 10.1137/05064182X.

J. Capon. High-resolution frequency-wavenumber spectrum analysis. *Proceedings of the IEEE*, 57(8) :1408–1418, 1969. ISSN 0018-9219. doi : 10.1109/PROC.1969.7278.

E. Carpenter. An historical review of seismometer array development. *proceedings of the IEEE*, 53(12) :1816–1821, 1965. doi : 10.1109/PROC.1965.4452.

R. K. Cessaro. Sources of primary and secondary microseisms. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 84(1) :142–148, 1994.

A. Chakraborty and D. Okaya. Frequency-time decomposition of seismic data using wavelet-based methods. *Geophysics*, 60(6) :1906–1916, 1995. doi : 10.1190/1.1443922.

J. Claerbout. Synthesis of a layered medium from its acoustic transmission response. *GEOPHYSICS*, 33(2) :264–269, 1968. doi : 10.1190/1.1439927.

Y. Colin de Verdière. Semiclassical analysis and passive imaging. *Nonlinearity*, 22(6) : R45, 2009.

M. Corciulo, P. Roux, M. Campillo, and D. Dubucq. Instantaneous phase variation for seismic velocity monitoring from ambient noise at the exploration scale. *GEOPHYSICS*, 77(4) :Q37–Q44, 2012a. doi : 10.1190/geo2011-0363.1.

M. Corciulo, P. Roux, M. Campillo, D. Dubucq, and W. Kuperman. Multiscale matched-field processing for noise-source localization in exploration geophysics. *GEOPHYSICS*, 77(5) :KS33–KS41, 2012b. doi : 10.1190/geo2011-0438.1.

I. Daubechies. The wavelet transform, time-frequency localization and signal analysis. *Information Theory, IEEE Transactions on*, 36(5) :961–1005, 1990. ISSN 0018-9448. doi : 10.1109/18.57199.

D. Davies, E. Kelly, and J. Filson. Vespa process for analysis of seismic signals. *Nature Physical Science*, 232 :8–13, 1971. doi : 10.1038/physci232008a0.

B. de Cacqueray, P. Roux, M. Campillo, S. Catheline, and P. Boué. Elastic-wave identification and extraction through array processing : An experimental investigation at the laboratory scale. *Journal of Applied Geophysics*, 74(2–3) :81 – 88, 2011. ISSN 0926-9851. doi : 10.1016/j.jappgeo.2011.04.005.

M. A. Denolle, E. M. Dunham, G. A. Prieto, and G. C. Beroza. Ground motion prediction of realistic earthquake sources using the ambient seismic field. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 118(5) :2102–2118, 2013. ISSN 2169-9356. doi : 10.1029/2012JB009603.

A. Derode, E. Larose, M. Campillo, and M. Fink. How to estimate the green's function of a heterogeneous medium between two passive sensors ? application to acoustic waves. *Applied Physics Letters*, 83(15) :3054–3056, 2003a. doi : 10.1063/1.1617373.

A. Derode, E. Larose, M. Tanter, J. de Rosny, A. Tourin, M. Campillo, and M. Fink. Recovering the green's function from field-field correlations in an open scattering medium (l). *The Journal of the Acoustical Society of America*, 113(6) :2973–2976, 2003b. doi : 10.1121/1.1570436.

T. L. Duvall, S. M. Jeffferies†, H. J. W., and M. A. Pomerantz. Time–distance helioseismology. *Nature*, 362 :430 – 432, 1993. doi : 10.1038/362430a0.

A. Dziewonski, S. Bloch, and M. Landisman. A technique for the analysis of transient seismic signals. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 59(1) :427–444, 1969.

A. M. Dziewonski and D. L. Anderson. Preliminary reference earth model. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 25(4) :297–356, 1981. ISSN 0031-9201. doi : 10.1016/0031-9201(81)90046-7.

A. M. Dziewonski and F. Gilbert. The effect of small, aspherical perturbations on travel times and a re-examination of the corrections for ellipticity. *Geophysical Journal International*, 44(1) :7–17, 1976. doi : 10.1111/j.1365-246X.1976.tb00271.x.

G. Ekström, M. Nettles, and A. Dziewoński. The global {CMT} project 2004–2010 : Centroid-moment tensors for 13,017 earthquakes. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 200–201(0) :1 – 9, 2012. ISSN 0031-9201. doi : http://dx.doi.org/10.1016/j.pepi.2012.04.002.

E. Engdahl and A. Villaseñor. *Global seismicity : 1900–1999*, volume 81, Part A of *International Geophysics*. Academic Press, 2002. doi : 10.1016/S0074-6142(02)80244-3.

A. Fichtner, J. Trampert, P. Cupillard, E. Saygin, T. Taymaz, Y. Capdeville, and A. Villaseñor. Multiscale full waveform inversion. *Geophysical Journal International*, 2013. doi : 10.1093/gji/ggt118.

J. Filson. Array seismology. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 3 :157–181, 1975. doi : 10.1146/annurev.ea.03.050175.001105.

M. Fink. Time reversal of ultrasonic fields. i. basic principles. *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 39(5) :555–566, 1992. ISSN 0885-3010. doi : 10.1109/58.156174.

T. Forbriger. Inversion of shallow-seismic wavefields : Ii. inferring subsurface properties from wavefield transforms. *Geophysical Journal International*, 153(3) :735–752, 2003. ISSN 1365-246X. doi : 10.1046/j.1365-246X.2003.01985.x.

D. Foster and C. Mosher. Suppression of multiple reflections using the radon transform. *GEOPHYSICS*, 57(3) :386–395, 1992. doi : 10.1190/1.1443253.

A. Friedrich, F. Krüger, and K. Klinge. Ocean-generated microseismic noise located with the gräfenberg array. *Journal of Seismology*, 2(1) :47–64, 1998. ISSN 1383-4649. doi : 10.1023/A:1009788904007.

B. Froment, M. Campillo, P. Roux, P. Gouédard, A. Verdel, and R. L. Weaver. Estimation of the effect of nonisotropically distributed energy on the apparent arrival time in correlations. *Geophysics*, 75(5) :SA85–SA93, 2010. doi : 10.1190/1.3483102.

B. Froment, M. Campillo, and P. Roux. Reconstructing the green's function through iteration of correlations. *Comptes Rendus Geoscience*, 343(8–9) :623 – 632, 2011. doi : http://dx.doi.org/10.1016/j.crte.2011.03.001.

B. Froment, M. Campillo, J. Chen, and Q. Liu. Deformation at depth associated with the 12 may 2008 mw 7.9 wenchuan earthquake from seismic ambient noise monitoring. *Geophysical Research Letters*, 40(1) :78–82, 2013. ISSN 1944-8007. doi : 10.1029/2012GL053995.

Y. Fukao, K. Nishida, and N. Kobayashi. Seafloor topography, ocean infragravity waves, and background love and rayleigh waves. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 115(B4) :n/a–n/a, 2010. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2009JB006678.

J. Garnier and G. Papanicolaou. Passive sensor imaging using cross correlations of noisy signals in a scattering medium. *SIAM Journal on Imaging Sciences*, 2(2) :396–437, 2009. doi : 10.1137/080723454.

J. Garnier and G. Papanicolaou. Correlation-based virtual source imaging in strongly scattering random media. *Inverse Problems*, 28(7) :075002, 2012.

P. Gerstoft, P. M. Shearer, N. Harmon, and J. Zhang. Global p, pp, and pkp wave microseisms observed from distant storms. *Geophysical Research Letters*, 35(23) :n/a–n/a, 2008. ISSN 1944-8007. doi : 10.1029/2008GL036111.

P. Goldstein, W. Walter, and G. Aandt. Upper mantle structure beneath central eurasia using a source array of nuclear explosions and waveforms at regional distances. *Journal of Geophysical Research*, 97(B10) :14,097–14,113, 1992. doi : 10.1029/92JB01205.

P. Gouédard, P. Roux, M. Campillo, A. Verdel, H. Yao, and R. van der Hilst. Source depopulation potential and surface-wave tomography using a crosscorrelation method in a scattering medium. *Geophysics*, 76(2) :SA51–SA61, 2011. doi : 10.1190/1.3535443.

P. Gouédard, L. Stehly, F. Brenguier, M. Campillo, Y. Colin de Verdière, E. Larose, L. Margerin, P. Roux, F. J. Sánchez-Sesma, N. M. Shapiro, and R. L. Weaver. Cross-correlation of random fields : mathematical approach and applications. *Geophysical Prospecting*, 56(3) :375–393, 2008. ISSN 1365-2478. doi : 10.1111/j.1365-2478.2007.00684.x.

P. Green, R. Frosch, and C. Romney. Principles of an experimental large aperture seismic array (lasa). *proceedings of the IEEE*, 53(12) :1821–1833, 1965. doi : 10.1109/PROC.1965.4453.

J. Groos, S. Bussat, and J. Ritter. Performance of different processing schemes in seismic noise cross-correlations. *Geophysical Journal International*, 188 :498–512, 2012. doi : 10.1111/j.1365-246X.2011.05288.x.

B. Gutenberg. Microseisms. 5 :53 – 92, 1958. ISSN 0065-2687. doi : http://dx.doi.org/10.1016/S0065-2687(08)60075-8.

D. F. Halliday, A. Curtis, J. O. A. Robertsson, and D.-J. van Manen. Interferometric surface-wave isolation and removal. *Geophysics*, 72(5) :A69–A73, 2007. doi : 10.1190/1.2761967.

D. F. Halliday, A. Curtis, P. Vermeer, C. Strobbia, A. Glushchenko, D.-J. van Manen, and J. O. A. Robertsson. Interferometric ground-roll removal : Attenuation of scattered surface waves in single-sensor data. *Geophysics*, 75(2) :SA15–SA25, 2010. doi : 10.1190/1.3360948.

R. A. Haubrich, W. H. Munk, and F. E. Snodgrass. Comparative spectra of microseisms and swell. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 53(1) :27–37, 1963.

R. Hennino, N. P. Tregoures, N. Shapiro, L. Margerin, M. Campillo, B. A. van Tiggelen, and R. L. Weaver. Observation of equipartition of seismic waves. *Physical Review Letters*, 86 :3447–3450, 2001.

M. Herraiz and A. Espinosa. Coda waves : A review. *pure and applied geophysics*, 125 (4) :499–577, 1987. ISSN 0033-4553. doi : 10.1007/BF00879572.

R. L. Higdon. Absorbing boundary conditions for difference approximations to the multidimensional wave equation. *Math. Comput.*, 47(176) :437–459, 1986. ISSN 0025-5718. doi : 10.2307/2008166.

G. Hillers, N. Graham, M. Campillo, S. Kedar, M. Landès, and N. Shapiro. Global oceanic microseism sources as seen by seismic arrays and predicted by wave action models. *Geochemistry Geophysics Geosystems*, 13 :Q01021, 2012. doi : 10.1029/2011GC003875.

L. G. Holcomb. Microseisms : a twenty-six-second spectral line in long-period earth motion. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 70 :1055–1070, 1980.

I. Iturbe, P. Roux, J. Virieux, and B. Nicolas. Travel-time sensitivity kernels versus diffraction patterns obtained through double beam-forming in shallow water. *Journal of Acoustical Society of America*, 126(2) :713–720, 2009. doi : 10.1121/1.3158922.

S. Kedar and F. H. Webb. The ocean's seismic hum. *Science*, 307(5710) :682–683, 2005. doi : 10.1126/science.1108380.

S. Kedar, M. Longuet-Higgins, F. Webb, N. Graham, R. Clayton, and C. Jones. The origin of deep ocean microseisms in the north atlantic ocean. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Science*, 464(2091) :777–793, 2008. doi : 10.1098/rspa.2007.0277.

N. Kobayashi and K. Nishida. Continuous excitation of planetary free oscillations by atmospheric disturbances. *Nature*, 395 :357–360, 1998. doi : doi:10.1038/26427.

C. E. Krohn and P. S. Routh. Exploiting surface consistency for ground-roll characterization and mitigation. *SEG Technical Program Expanded Abstracts*, 29(1) :1892–1896, 2010. doi : 10.1190/1.3513211.

F. Krüger, M. Weber, F. Scherbaum, and J. Schlittenhardt. Double beam analysis of anomalies in the core-mantle boundary region. *Geophysical Research Letters*, 20(14) : 1475–1478, 1993. doi : 10.1029/93GL01311.

D. Kurrle and R. Widmer-Schnidrig. The horizontal hum of the earth : A global background of spheroidal and toroidal modes. *Geophysical Research Letters*, 35(6) :n/a–n/a, 2008. ISSN 1944-8007. doi : 10.1029/2007GL033125.

R. Lacoss, E. Kelly, and M. Toksöz. Estimation of seismic noise structure using arrays. *GEOPHYSICS*, 34(1) :21–38, 1969. doi : 10.1190/1.1439995.

M. Landès, F. Hubans, N. M. Shapiro, A. Paul, and M. Campillo. Origin of deep ocean microseisms by using teleseismic body waves. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 115(B5) :B05302, 2010. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2009JB006918.

C. A. Langston. Structure under mount rainier, washington, inferred from teleseismic body waves. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 84(B9) :4749–4762, 1979. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/JB084iB09p04749.

E. Larose, P. Roux, M. Campillo, and A. Derode. Fluctuations of correlations and green's function reconstruction : Role of scattering. *Journal of Applied Physics*, 103 (11) :114907, 2008. doi : 10.1063/1.2939267.

J. F. Lawrence and G. A. Prieto. Attenuation tomography of the western united states from ambient seismic noise. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 116(B6) : n/a–n/a, 2011. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2010JB007836.

G. Le Touzé, B. Nicolas, J. Mars, P. Roux, and B. Oudompheng. Double-capon and double-musical for arrival separation and observable estimation in an acoustic waveguide. *EURASIP Journal on Advances in Signal Processing*, 2012(1) :187, 2012. doi : 10.1186/1687-6180-2012-187.

S. Lee and W. S. Ross. 3-d mitigation of surface-wave noise in spatially inhomogeneous media. *SEG Technical Program Expanded Abstracts*, 27(1) :2561–2565, 2008. doi : 10.1190/1.3063875.

A. Levshin, V. Pisarenko, and G. Pogrebinsky. On a frequency-time analysis of oscillations. *Ann. Geophys.*, 28 :211–218, 1972.

A. Levshin, T. Yanovskaya, A. Lander, B. Bukchin, M. Barmin, and L. Ratnikova. *Seismic Surface Waves in a Laterally Inhomogeneous Earth.* Keilis-Borok, Norwell (MA), 1989.

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. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 9(5) : n/a–n/a, 2008. ISSN 1525-2027. doi : 10.1029/2007GC001806.

F.-C. Lin and M. H. Ritzwoller. Helmholtz surface wave tomography for isotropic and azimuthally anisotropic structure. *Geophysical Journal International*, 186(3) :1104–1120, 2011. ISSN 1365-246X. doi : 10.1111/j.1365-246X.2011.05070.x.

F.-C. Lin and V. C. Tsai. Seismic interferometry with antipodal station pairs. *Geophysical Research Letters*, 40(17) :4609–4613, 2013. ISSN 1944-8007. doi : 10.1002/grl.50907.

F.-C. Lin, M. P. Moschetti, and M. H. Ritzwoller. Surface wave tomography of the western united states from ambient seismic noise : Rayleigh and love wave phase velocity maps. *Geophysical Journal International*, 173(1) :281–298, 2008. ISSN 1365-246X. doi : 10.1111/j.1365-246X.2008.03720.x.

F.-C. Lin, M. H. Ritzwoller, and R. Snieder. Eikonal tomography : surface wave tomography by phase front tracking across a regional broad-band seismic array. *Geophysical Journal International*, 177 :1091–1110, 2009. doi : 10.1111/j.1365-246X.2009.04105.x.

F.-C. Lin, D. Li, R. W. Clayton, and D. Hollis. High-resolution 3d shallow crustal structure in long beach, california : Application of ambient noise tomography on a dense seismic array. *Geophysics*, 78(4) :Q45–Q56, 2013a. doi : 10.1190/geo2012-0453.1.

F.-C. Lin, V. C. Tsai, B. Schmandt, Z. Duputel, and Z. Zhan. Extracting seismic core phases with array interferometry. *Geophysical Research Letters*, 40(6) :1049–1053, 2013b. ISSN 1944-8007. doi : 10.1002/grl.50237.

O. I. Lobkis and R. L. Weaver. On the emergence of the green's function in the correlations of a diffuse field. *Journal of Acoustical Society of America*, 110 (6) :3011–3017, 2001. doi : 10.1121/1.1417528.

M. S. Longuet-Higgins. A theory of the origin of microseisms. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 243 (857) :1–35, 1950. doi : 10.1098/rsta.1950.0012.

L. Margerin, M. Campillo, B. A. Van Tiggelen, and R. Hennino. Energy partition of seismic coda waves in layered media : theory and application to pinyon flats observatory. *Geophysical Journal International*, 177(2) :571–585, 2009. ISSN 1365-246X. doi : 10.1111/j.1365-246X.2008.04068.x.

J. Mari, F. Glangeaud, and F. Coppens. *Traitement du signal pour géologues et géophysiciens : Techniques de base*. Publications de l'Institut français du pétrole. Editions Technip, 2001. ISBN 9782710807872.

J. Mars. *Traitement du signal pour géologues et géophysiciens : Techniques avancées*. Number vol. 3 in Publications de l'Institut français du pétrole. Technip, 2003. ISBN 9782710808251.

J. Mars, F. Glangeaud, and M. J.L. Advanced signal processing tools for dispersive waves. *Near Surface Geophysics*, 2(4) :199 – 210, 2004. doi : 10.3997/1873-0604.2004017.

A. Meltzer, R. Rudnick, P. Zeitler, A. Levander, G. Humphreys, K. Karlstrom, G. Ekström, R. Carlson, T. Dixon, M. Gurnis, P. Shearer, and R. van der Hilst. Usarray initiative. *GSA Today*, 9 (11) :8–10, 1999.

A. Mordret, A. Jolly, Z. Duputel, and N. Fournier. Monitoring of phreatic eruptions using interferometry on retrieved cross-correlation function from ambient seismic noise : Results from mt. ruapehu, new zealand. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 191(1-2) :46–59, 2010.

A. Mordret, M. Landès, N. M. Shapiro, S. C. Singh, P. Roux, and O. I. Barkved. Near-surface study at the valhall oil field from ambient noise surface wave tomography. *Geophysical Journal International*, 2013a. doi : 10.1093/gji/ggt061.

A. Mordret, N. M. Shapiro, S. Singh, P. Roux, J.-P. Montagner, and O. I. Barkved. Azimuthal anisotropy at valhall : The helmholtz equation approach. *Geophysical Research Letters*, 40(11) :2636–2641, 2013b. ISSN 1944-8007. doi : 10.1002/grl.50447.

M. Niazi. Use of source arrays in studies of regional structure. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 59(4) :1631–1643, 1969.

K. Nishida. Global propagation of body waves revealed by cross-correlation analysis of seismic hum. *Geophysical Research Letters*, pages 1–6, 2013. ISSN 1944-8007. doi : 10.1002/grl.50269.

K. Nishida and N. Kobayashi. Statistical features of earth's continuous free oscillations. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 104(B12) :28741–28750, 1999. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/1999JB900286.

K. Nishida, N. Kobayashi, and Y. Fukao. Resonant oscillations between the solid earth and the atmosphere. *Science*, 287(5461) :2244–2246, 2000. doi : 10.1126/science.287.5461.2244.

K. Nishida, H. Kawakatsu, Y. Fukao, and K. Obara. Background love and rayleigh waves simultaneously generated at the pacific ocean floors. *Geophysical Research Letters*, 35 (16) :n/a–n/a, 2008. ISSN 1944-8007. doi : 10.1029/2008GL034753.

K. Nishida, J.-P. Montagner, and H. Kawakatsu. Global surface wave tomography using seismic hum. *Science*, 326(5949) :112, 2009. doi : 10.1126/science.1176389.

T. Nissen-Meyer, A. Fournier, and F. Dahlen. A two-dimensional spectral-element method for computing spherical-earth seismograms -i. moment-tensor source. *Geophysical Journal International*, 168(3) :1067–1092, 2007. doi : 10.1111/j.1365-246X.2006.03121.x.

T. Nissen-Meyer, A. Fournier, and F. A. Dahlen. A 2-d spectral-element method for computing spherical-earth seismograms -ii. waves in solid-fluid media. *Geophysical Journal International*, 174(3) :873–888, 2008. doi : 10.1111/j.1365-246X.2008.03813.x.

E. A. Okal and S. Stein. Observations of ultra-long period normal modes from the 2004 sumatra–andaman earthquake. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 175(1–2) :53 – 62, 2009. doi : http://dx.doi.org/10.1016/j.pepi.2009.03.002.

J. Oliver. A worldwide storm of microseisms with periods of about 27 seconds. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 52(3) :507–517, 1962.

A. Özbek and R. Ferber. Multidimensional filtering of irregularly sampled seismic data. *67th EAGE Conference & Exhibition, Extended abstract*, June 2005.

G. C. Papanicolaou, L. V. Ryzhik, and J. B. Keller. Stability of the p to s energy ratio in the diffusive regime. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 86 :1107–1115, 1996.

A. Paul, M. Campillo, L. Margerin, E. Larose, and A. Derode. Empirical synthesis of time-asymmetrical green functions from the correlation of coda waves. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 110(B8) :n/a–n/a, 2005. doi : 10.1029/2004JB003521.

J. Peterson. Observation and modeling of seismic background noise. *U.S. Geological Survey Technical Report*, 93-322 :1–95, 1993.

P. Poli, H. A. Pedersen, and M. Campillo. Emergence of body waves from cross-correlation of short period seismic noise. *Geophysical Journal International*, 188(2) : 549–558, 2012a. doi : 10.1111/j.1365-246X.2011.05271.x.

P. Poli, M. Campillo, H. Pedersen, and L. W. Group. Body-wave imaging of earth's mantle discontinuities from ambient seismic noise. *Science*, 338(6110) :1063–1065, 2012b. doi : 10.1126/science.1228194.

P. Poli, H. A. Pedersen, M. Campillo, and the POLENET/LAPNET Working Group. Noise directivity and group velocity tomography in a region with small velocity contrasts : the northern baltic shield. *Geophysical Journal International*, 192(1) : 413–424, 2013. doi : 10.1093/gji/ggs034.

G. A. Prieto and G. C. Beroza. Earthquake ground motion prediction using the ambient seismic field. *Geophysical Research Letters*, 35(14) :nc – nc, 2008. ISSN 1944-8007. doi : 10.1029/2008GL034428.

G. A. Prieto, M. Denolle, J. F. Lawrence, and G. C. Beroza. On amplitude information carried by the ambient seismic field. *Comptes Rendus Geoscience*, 343(8–9) :600–614, 2011. ISSN 1631-0713. doi : http://dx.doi.org/10.1016/j.crte.2011.03.006.

C. Regone. Problems in measuring the coherent noise produced in near-surface scattering. *63rd EAGE Conference & Exhibition, Extended abstract*, June 2001.

J. Rhie and B. Romanowicz. Excitation of earth's continuous free oscillations by atmosphere–ocean–seafloor coupling. *Nature*, 431 :552–556, 2004. doi : doi:10.1038/nature02942.

J. Rhie and B. Romanowicz. A study of the relation between ocean storms and the earth's hum. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 7(10) :n/a–n/a, 2006. ISSN 1525-2027. doi : 10.1029/2006GC001274.

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. *Geophysical Journal International*, 184(3) :1223–1236, 2011. ISSN 1365-246X. doi : 10.1111/j.1365-246X.2010.04884.x.

M. H. Ritzwoller, F.-C. Lin, and W. Shen. Ambient noise tomography with a large seismic array. *Comptes Rendus Geoscience*, 343 :558–570, 2011. doi : 10.1016/j.crte.2011.03.007.

S. Rost and C. Thomas. Array seismology : Methods and applications. *Reviews of Geophysics*, 40(3) :2.1–2.27, 2002. doi : 10.1029/2000RG000100.

S. Rost and C. Thomas. Improving seismic resolution through array processing techniques. *Surveys in Geophysics*, 30 :271–299, 2009. doi : 10.1007/s10712-009-9070-6.

P. Roux. Passive seismic imaging with directive ambient noise : Application to surface waves on the san andreas fault (saf) in parkfield. *Geophysical Journal International*, 179(1) :367–373, 2009. doi : 10.1111/j.1365-246X.2009.04282.x.

P. Roux and W. A. Kuperman. Extracting coherent wave fronts from acoustic ambient noise in the ocean. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 116(4) :1995–2003, 2004. doi : 10.1121/1.1797754.

P. Roux, K. G. Sabra, P. Gerstoft, W. A. Kuperman, and M. C. Fehler. P-waves from cross-correlation of seismic noise. *Geophysical Research Letters*, 32(19) :n/a–n/a, 2005a. ISSN 1944-8007. doi : 10.1029/2005GL023803.

P. Roux, K. G. Sabra, W. A. Kuperman, and A. Roux. Ambient noise cross correlation in free space : Theoretical approach. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 117(1) :79–84, 2005b. doi : 10.1121/1.1830673.

P. Roux, B. D. Cornuelle, W. A. Kuperman, and W. S. Hodgkiss. The structure of raylike arrivals in a shallow-water waveguide. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 124(6) :3430–3439, 2008. doi : 10.1121/1.2996330.

P. Roux, I. Iturbe, B. Nicolas, J. Virieux, and J. I. Mars. Travel-time tomography in shallow water : Experimental demonstration at an ultrasonic scale. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 130(3) :1232–1241, 2011a. doi : 10.1121/1.3621271.

P. Roux, W. Kuperman, and K. G. Sabra. Ocean acoustic noise and passive coherent array processing. *Comptes rendus Geoscience*, 343 :533(15), 2011b.

E. Ruigrok, D. Draganov, and K. Wapenaar. Global-scale seismic interferometry : theory and numerical examples. *Geophysical Prospecting*, 56 :395–417, 2008. doi : 10.1111/j.1365-2478.2008.00697.

E. Ruigrok, X. Campman, and K. Wapenaar. Extraction of p-wave reflections from microseisms. *Comptes Rendus Geoscience*, 343 :512–525, 2011. doi : 10.1016/j.crte.2011.02.006.

K. G. Sabra, P. Gerstoft, P. Roux, W. A. Kuperman, and M. C. Fehler. Surface wave tomography from microseisms in southern california. *Geophysical Research Letters*, 32 (14) :n/a–n/a, 2005a. doi : 10.1029/2005GL023155.

K. G. Sabra, P. Roux, and W. A. Kuperman. Arrival-time structure of the time-averaged ambient noise cross-correlation function in an oceanic waveguide. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 117(1) :164–174, 2005b. doi : 10.1121/1.1835507.

K. G. Sabra, P. Roux, and W. A. Kuperman. Emergence rate of the time-domain green's function from the ambient noise cross-correlation function. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 118(6) :3524–3531, 2005c. doi : 10.1121/1.2109059.

F. J. Sánchez-Sesma and M. Campillo. Retrieval of the green's function from cross correlation : The canonical elastic problem. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 96(3) :1182–1191, 2006. doi : 10.1785/0120050181.

M. K. Savage, F.-C. Lin, and J. Townend. Ambient noise cross-correlation observations of fundamental and higher-mode rayleigh wave propagation governed by basement resonance. *Geophysical Research Letters*, 40(14) :3556–3561, 2013. doi : 10.1002/grl.50678.

F. Scherbaum, F. Krüger, and M. Weber. Double beam imaging : Mapping lower mantle heterogeneities usingcombinationsof sourceand receiver arrays. *Journal of Geophysical Research*, 102(B1) :507–522, 1997. doi : 10.1029/96JB03115.

R. Schmidt. Multiple emitter location and signal parameter estimation. *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, 34(3) :276–280, 1986. ISSN 0018-926X. doi : 10.1109/TAP.1986.1143830.

P. S. Schultz and J. F. Claerbout. Velocity estimation and downward continuation by wavefront synthesis. *Geophysics*, 43(4) :691–714, 1978. doi : 10.1190/1.1440847.

K. J. Seats, J. F. Lawrence, and G. A. Prieto. Improved ambient noise correlation functions using welch's method. *Geophysical Journal International*, 188(2) :513–523, 2012. doi : 10.1111/j.1365-246X.2011.05263.x.

N. M. Shapiro and M. Campillo. Emergence of broadband rayleigh waves from correlations of the ambient seismic noise. *Geophysical Research Letters*, 31 :L07614, 2004. doi : 10.1029/2004GL019491.

N. M. Shapiro, M. H. Ritzwoller, P. Molnar, and V. Levin. Thinning and flow of tibetan crust constrained by seismic anisotropy. *Science*, 305(5681) :233–236, 2004. doi : 10.1126/science.1098276.

N. M. Shapiro, M. Campillo, L. Stehly, and M. Ritzwoller. High-resolution surface-wave tomography from ambient seismic noise. *Science*, 307(5715) :1615–1618, 2005. doi : 10.1126/science.1108339.

N. M. Shapiro, M. H. Ritzwoller, and G. D. Bensen. Source location of the 26 sec microseism from cross-correlations of ambient seismic noise. *Geophysical Research Letters*, 33 :L18310, 2006. doi : 10.1029/2006GL027010.

P. Shearer. *Introduction to Seismology.* Cambridge University Press, Cambridge, 2009.

W. Shen, M. H. Ritzwoller, and V. Schulte-Pelkum. A 3-d model of the crust and uppermost mantle beneath the central and western us by joint inversion of receiver functions and surface wave dispersion. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 118(1) :262–276, 2013. ISSN 2169-9356. doi : 10.1029/2012JB009602.

R. Snieder. Extracting the green's function from the correlation of coda waves : A derivation based on stationary phase. *Phys. Rev. E*, 69 :046610, Apr 2004. doi : 10.1103/PhysRevE.69.046610.

R. Snieder. Extracting the green's function of attenuating heterogeneous acoustic media from uncorrelated waves. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 121(5) : 2637–2643, 2007. doi : 10.1121/1.2713673.

R. Snieder, K. Wapenaar, and K. Larner. Spurious multiples in seismic interferometry of primaries. *GEOPHYSICS*, 71(4) :SI111–SI124, 2006. doi : 10.1190/1.2211507.

L. Socco and C. Strobbia. Surface-wave method for near-surface characterization : a tutorial. *Near Surface Geophysics*, 2(4) :165–185, November 2004. doi : 10.3997/1873-0604.2004015.

G. Soldati, L. Boschi, and A. M. Forte. Tomography of core–mantle boundary and lowermost mantle coupled by geodynamics. *Geophysical Journal International*, 189 (2) :730–746, 2012. doi : 10.1111/j.1365-246X.2012.05413.x.

A. Souriau, R. Garcia, and G. Poupinet. The seismological picture of the inner core : structure and rotation. *Comptes Rendus Geoscience*, 335(1) :51–63, 2003. ISSN 1631-0713. doi : 10.1016/S1631-0713(03)00010-5.

L. Stehly, M. Campillo, and N. M. Shapiro. A study of the seismic noise from its long-range correlation properties. *Journal of geophysical research*, 111 :B10306, 2006. doi : 10.1029/2005JB004237.

L. Stehly, M. Campillo, B. Froment, and R. L. Weaver. Reconstructing green's function by correlation of the coda of the correlation (c3) of ambient seismic noise. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 113(B11) :n/a–n/a, 2008. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2008JB005693.

L. Stehly, B. Fry, M. Campillo, N. M. Shapiro, J. Guilbert, L. Boschi, and D. Giardini. Tomography of the alpine region from observations of seismic ambient noise. *Geophysical Journal International*, 178(1) :338–350, 2009. ISSN 1365-246X. doi : 10.1111/j.1365-246X.2009.04132.x.

S. Stein and M. Wysession. *An Introduction to Seismology, Earthquakes and Earth Structure*. Wiley-Blackwell, 2003.

R. G. Stockwell, L. Mansinha, and R. P. Lowe. Localization of the complex spectrum : the s transform. *Signal Processing, IEEE Transactions on*, 44(4) :998–1001, 1996. ISSN 1053-587X. doi : 10.1109/78.492555.

C. Strobbia, A. Zarkhidze, R. May, J. Quigley, and P. Bilsby. Attenuation of aliased coherent noise : model-based attenuation for complex dispersive waves. *First Break*, 29(8) :93–100, August 2011.

E. Stutzmann, G. Roult, and L. Astiz. Geoscope station noise levels. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 90(3) :690–701, 2000. doi : 10.1785/0119990025.

F. J. Sánchez-Sesma and M. Campillo. Retrieval of the green's function from cross correlation : The canonical elastic problem. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 96(3) :1182–1191, 2006. doi : 10.1785/0120050181.

F. J. Sánchez-Sesma, J. A. Pérez-Ruiz, M. Campillo, and F. Luzón. Elastodynamic 2d green function retrieval from cross-correlation : Canonical inclusion problem. *Geophysical Research Letters*, 33(13) :n/a–n/a, 2006. ISSN 1944-8007. doi : 10.1029/2006GL026454.

T. Tanimoto. Continuous free oscillations : Atmosphere-solid earth coupling. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 29(1) :563–584, 2001. doi : 10.1146/annurev.earth.29.1.563.

T. Tanimoto. The oceanic excitation hypothesis for the continuous oscillations of the earth. *Geophysical Journal International*, 160(1) :276–288, 2005. doi : 10.1111/j.1365-246X.2004.02484.x.

A. Tarantola. *Inverse problem theory and methods for model parameter estimation*. Society for Industrial and Applied Mathematics (SIAM), Philadelphia (PA), 2005.

J. Tromp, C. Tape, and Q. Liu. Seismic tomography, adjoint methods, time reversal and banana-doughnut kernels. *Geophysical Journal International*, 160(1) :195–216, 2005. doi : 10.1111/j.1365-246X.2004.02453.x.

J. Tromp, Y. Luo, S. Hanasoge, and D. Peter. Noise cross-correlation sensitivity kernels. *Geophysical Journal International*, 183(2) :791–819, 2010. ISSN 1365-246X. doi : 10.1111/j.1365-246X.2010.04721.x.

V. C. Tsai. The relationship between noise correlation and the green's function in the presence of degeneracy and the absence of equipartition. *Geophysical Journal International*, 182(3) :1509–1514, 2010. doi : 10.1111/j.1365-246X.2010.04693.x.

E. J. van Veldhuizen, G. Blacquière, and A. J. Berkhout. Acquisition geometry analysis in complex 3d media. *Geophysics*, 73(5) :Q43–Q58, September-October 2008. doi : 10.1190/1.2972029.

S. Ventosa, C. Simon, and M. Schimmel. Window length selection for optimum slowness resolution of the local-slant-stack transform. *Geophysics*, 77(2) :V31–V40, 2012. doi : 10.1190/geo2010-0326.1.

L. Vinnik. Sources of microseismic p waves. *pure and applied geophysics*, 103(1) :282–289, 1973. ISSN 0033-4553. doi : 10.1007/BF00876404.

K. Wapenaar. Retrieving the elastodynamic green's function of an arbitrary inhomogeneous medium by cross correlation. *Phys. Rev. Lett.*, 93 :254301, Dec 2004. doi : 10.1103/PhysRevLett.93.254301.

K. Wapenaar, J. Fokkema, and R. Snieder. Retrieving the green's function in an open system by cross correlation : A comparison of approaches (l). *The Journal of the Acoustical Society of America*, 118(5) :2783–2786, 2005. doi : 10.1121/1.2046847.

K. Wapenaar, D. Draganov, R. Snieder, X. Campman, and A. Verdel. Tutorial on seismic interferometry : Part 1 - basic principles and applications. *Geophysics*, 75(5) :75A195–75A209, 2010a. doi : 10.1190/1.3457445.

K. Wapenaar, E. Slob, R. Snieder, and A. Curtis. Tutorial on seismic interferometry : Part 2 - underlying theory and new advances. *Geophysics*, 75(5) :75A211–75A227, 2010b. doi : 10.1190/1.3463440.

R. L. Weaver and O. I. Lobkis. Ultrasonics without a source : Thermal fluctuation correlations at mhz frequencies. *Phys. Rev. Lett.*, 87 :134301, Sep 2001. doi : 10.1103/PhysRevLett.87.134301.

M. Weber, P. Davis, C. Thomas, F. Krüger, F. Scherbaum, J. Schlittenhardt, and M. Körnig. The structure of the lowermost mantle as determined from using seismic arrays.

E. Boschi, G. Ekström, A. Morelli (Eds.). Seismic Modelling of Earth Structure, pages 399–442, 1996.

F. Wu, J.-L. Thomas, and M. Fink. Time reversal of ultrasonic fields. il. experimental results. *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 39 (5) :567–578, 1992. ISSN 0885-3010. doi : 10.1109/58.156175.

H. Yao and R. D. Van Der Hilst. Analysis of ambient noise energy distribution and phase velocity bias in ambient noise tomography, with application to se tibet. *Geophysical Journal International*, 179(2) :1113–1132, 2009. doi : 10.1111/j.1365-246X.2009.04329.x.

H. Yao, R. D. Van Der Hilst, and M. V. De Hoop. Surface-wave array tomography in se tibet from ambient seismic noiseand two-station analysis - i. phase velocity maps. *Geophysical Journal International*, 166(2) :732–744, 2006. ISSN 1365-246X. doi : 10.1111/j.1365-246X.2006.03028.x.

O. Yilmaz. *Seismic data analysis : processing, inversion, and interpretation of seismic data*, volume 1. Society of Exploration Geophysicists, 2001.

Z. Zhan, S. Ni, D. V. Helmberger, and R. W. Clayton. Retrieval of moho-reflected shear wave arrivals from ambient seismic noise. *Geophysical Journal International*, 182(1) : 408–420, 2010. ISSN 1365-246X. doi : 10.1111/j.1365-246X.2010.04625.x.

Y. Zheng, X. Fang, M. Fehler, and D. Burns. Double-beam stacking to infer seismic properties of fractured reservoirs. *SEG Technical Program Expanded Abstracts*, 30(1) : 1809–1813, 2011. doi : 10.1190/1.3627557.

Y. Zhou, F. A. Dahlen, and G. Nolet. Three-dimensional sensitivity kernels for surface wave observables. *Geophysical Journal International*, 158(1) :142–168, 2004. doi : 10.1111/j.1365-246X.2004.02324.x.