



**HAL**  
open science

# Utilisation du bruit sismique ambiant dans le suivi temporel de structures géologiques

Bérénice Froment

► **To cite this version:**

Bérénice Froment. Utilisation du bruit sismique ambiant dans le suivi temporel de structures géologiques. Sciences de la Terre. Université de Grenoble, 2011. Français. NNT : 2011GRENU035 . tel-00648796

**HAL Id: tel-00648796**

**<https://theses.hal.science/tel-00648796>**

Submitted on 6 Dec 2011

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

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

## THÈSE

Pour obtenir le grade de

### DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Terre Solide**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

**Bérénice Froment**

Thèse dirigée par **Michel Campillo**  
et codirigée par **Philippe Roux**

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

## Utilisation du bruit sismique ambiant dans le suivi temporel de structures géologiques

Thèse soutenue publiquement le **15 novembre 2011**,  
devant le jury composé de :

**Helle Pedersen**

Physicienne CNAP à ISTerre Grenoble, Présidente

**Nikolai Shapiro**

Dir. de Rech. à l'IPG Paris, Rapporteur

**Guust Nolet**

Prof. à Géoazur Nice, Rapporteur

**Arie Verdel**

Research Geophysicist at Delft Univ., Examineur

**Michel Campillo**

Prof. à l'Univ. Joseph Fourier, ISTerre Grenoble, Directeur de thèse

**Philippe Roux**

Dir. de Rech. à ISTerre Grenoble, Co-Directeur de thèse

**Xander Campman**

Research Geophysicist at Shell, The Hague, Invité





---

## RÉSUMÉ

---

La technique des corrélations de bruit ambiant est aujourd'hui largement utilisée en sismologie. Elle présente l'avantage essentiel de fournir des données qui ne dépendent pas de l'occurrence des séismes. Cette technique a été utilisée pour imager avec une bonne résolution la croûte dans plusieurs régions du monde. Depuis plus récemment, les corrélations de bruit sont également utilisées pour détecter des variations des propriétés élastiques de la croûte terrestre, et suivre l'évolution temporelle de structures géologiques potentiellement dangereuses.

Dans ce contexte, mon travail de thèse a consisté en deux parties principales :

**1/** Une étude méthodologique pour améliorer la qualité des mesures sur les corrélations de bruit. La distribution des sources de bruit empêche généralement la reconstruction parfaite de la fonction de Green dans les corrélations de bruit, pouvant introduire des biais dans les mesures basées sur le bruit sismique ambiant. Nous présentons dans ce manuscrit deux approches différentes pour essayer d'éliminer l'influence des sources de bruit dans nos mesures.

**2/** Une étude de suivi temporel dans la province du Sichuan (Chine), autour du séisme du Wenchuan (12 mai 2008,  $M_w = 7.9$ ). Cette application offre des conditions exceptionnelles à une application de suivi temporel, avec l'étude d'un très puissant séisme continental et un très grand nombre de données. Nous nous sommes en particulier intéressés au comportement de la croûte à différentes profondeurs, en réponse au séisme. Nous présentons également une méthode d'inversion pour localiser les variations dans le milieu.

---

## ABSTRACT

---

The ambient noise correlation technique is now widely used in seismology. It is especially useful since data provided do not depend on the occurrence of earthquakes. This technique has been used to construct high-resolution tomographic images of the crust in various regions of the world. More recently, ambient noise correlations have been used to detect changes in elastic properties of the Earth's crust, and monitor the temporal evolution of potentially dangerous geological structures.

In this scientific context, my research work has consisted of two main parts :

**1/A** methodological study to improve the quality of noise-based measurements. Usually, the distribution of noise sources prevents the exact reconstruction of the Green's function in noise correlations, that may introduce bias in noise-based measurements. We propose here two different approaches that can help in suppressing noise source influence in measurements.

**2/A** monitoring case study in Sichuan (China), associated with the Wenchuan earthquake (12 May 2008,  $M_w = 7.9$ ). This case study provides many opportunities, with the study of a great continental earthquake and a large amount of data available. We especially investigated the behavior of the crust at different depths, in response to the Wenchuan earthquake. We also present an inversion method in order to locate variations in the medium.



## Un grand merci...

... aux membres du jury, de s'être intéressés à mon travail de recherche et plus particulièrement à Nikolai Shapiro et Guust Nolet, d'avoir accepté d'être rapporteurs de ce manuscrit et d'avoir pris du temps pour se pencher sur mon travail.

... à Michel (Campillo) et Philippe (Roux) bien sûr. J'ai eu Michel comme professeur dès la 3<sup>ème</sup> année de Licence qui m'a donné envie très tôt de m'orienter vers la sismologie. Le travail en thèse m'a confirmé ce choix grâce à un sujet passionnant, très varié et un encadrement particulièrement agréable et motivant. Je remercie également Michel et Philippe de s'être rendus disponibles et d'avoir été à l'écoute pendant ces trois années.

... aux personnes avec lesquelles j'ai particulièrement échangé scientifiquement au sein du LGIT/ISTerre. En particulier : Laurent Stehly, Pierre Gouédard, Céline Hadziioannou, Diane Rivet, Eric Larose, Florent Brenguier, Fabien Hubans, Thomas Planès ainsi que tous les membres de l'équipe « ondes et structures » avec qui j'ai pu échanger régulièrement et avec beaucoup de plaisir.

... à Xavier Briand pour son expertise informatique et son aide dans la gestion des gros volumes de données que j'ai utilisés durant ma thèse,

... à Bernard Valette pour son expertise en matière d'inversion et ses conseils.

... aux gens avec qui j'ai pu collaborer à l'extérieur du labo (et à mes directeurs d'avoir permis ces collaborations) : les personnes impliquées dans le projet Whisper (en particulier Nikolai Shapiro de l'IPGP), Richard Weaver (Univ. of Illinois), Jiu Hui Chen et Qi Yuan Liu (China Earthquake Administration), Robert van der Hilst, Hui Huang et Hua Jian Yao (MIT)...

... aux gens qui ont financé ces trois années (c'est quand même un peu important...) à savoir Shell.

... aux étudiants du labo et en particulier au « *groupe-du-RU-de-11h30 (c'est tôt mais au moins on ne fait pas la queue)* » : merci pour ces bons moments !

... aux gens qui ont techniquement facilité la fin de thèse. Je peux citer en particulier Olivier de m'avoir accueillie dans son bureau quelque temps (travaux obligent), ainsi que mon enseignant préféré d'avoir relu mon manuscrit pour l'orthographe.

... à ma famille et mes amis qui sont nécessaires à mon bien-être.

... à Etienne, qui est tellement plus que mon enseignant préféré...



# Table des matières

<b>I</b>	<b>Corrélations de bruit et suivi temporel</b>	<b>11</b>
<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>13</b>
1.1	La technique des corrélations dans différents contextes . . . . .	14
1.2	Reconstruction de la fonction de Green par corrélations : une approche intuitive . . . . .	16
1.3	Applications des corrélations de bruit en sismologie . . . . .	20
1.3.1	La tomographie . . . . .	20
1.3.2	Le suivi temporel . . . . .	24
1.4	Limitations : distribution des sources de bruit . . . . .	27
1.5	Organisation du manuscrit . . . . .	30
<b>2</b>	<b>Quelques éléments techniques et théoriques</b>	<b>33</b>
2.1	Démonstration de la reconstruction de la fonction de Green par corrélations de bruit (Identité de Ward) . . . . .	33
2.1.1	Le cas 1D . . . . .	35
2.1.2	Le cas 3D . . . . .	37
2.1.3	Lien entre corrélation et fonction de Green dans le do- maine temporel . . . . .	42
2.2	Mesure de variations de vitesse . . . . .	43
2.2.1	Effet d'une variation de vitesse homogène sur la forme d'onde . . . . .	44
2.2.2	Méthode du stretching . . . . .	45
2.2.3	Méthode des doublets . . . . .	46
2.2.4	Comparaison des deux méthodes . . . . .	47
<b>II</b>	<b>Etude des effets de source sur les corrélations de bruit</b>	<b>49</b>
<b>3</b>	<b>Estimation de l'effet de la distribution de bruit sur les temps de propagation apparents dans les corrélations</b>	<b>53</b>



3.1	Théorie . . . . .	55
3.2	Tests synthétiques . . . . .	62
3.3	Estimation of the effect of nonisotropically distributed energy on the apparent arrival time in correlations . . . . .	64
3.3.1	Abstract . . . . .	67
3.3.2	Introduction . . . . .	67
3.3.3	On the stability of apparent traveltimes in noise correlations at the San Andreas fault, Parkfield . . . . .	69
3.3.4	Theoretical error on apparent traveltimes caused by a nonisotropic distribution of intensity . . . . .	71
3.3.5	Estimation of the traveltimes error on seismic-prospecting data . . . . .	74
3.3.6	Conclusion . . . . .	82
3.3.7	Appendix: Actual intensity distribution formulation and associated traveltimes error . . . . .	83
<b>4</b>	<b>Reconstructing the Green's function through iteration of correlations : the <math>C^3</math> method</b>	<b>85</b>
4.1	Introduction à l'article . . . . .	85
4.2	Abstract . . . . .	88
4.3	Introduction . . . . .	88
4.4	Data and $C^3$ computation . . . . .	91
4.5	Network stations as virtual sources . . . . .	92
4.5.1	Source signature in correlation functions . . . . .	92
4.5.2	Time symmetry of $C^3$ and $C^1$ . . . . .	94
4.6	Combining information from the different correlation functions	98
4.7	Iterating the correlation process . . . . .	99
4.8	Conclusions . . . . .	102

### III Suivi temporel dans la province du Sichuan (Chine) autour du séisme du Wenchuan (Mw 7.9, 12 mai 2008)

107

<b>5</b>	<b>Contexte du suivi temporel dans la région du Tibet oriental - province du Sichuan</b>	<b>109</b>
5.1	Contexte tectonique . . . . .	109
5.2	Séisme du Wenchuan (Mw 7.9, 12 mai 2008) . . . . .	113
5.3	Réseau et données de bruit . . . . .	115
5.4	Les enjeux de cette étude de suivi temporel . . . . .	117

<b>6</b>	<b>Suivi temporel des variations de vitesse sismique à courtes périodes (1-3 s) : Distribution of seismic wave speed changes associated with the 12 May 2008 Mw 7.9 Wenchuan earthquake</b>	<b>119</b>
6.1	Résumé . . . . .	120
6.2	Abstract . . . . .	121
6.3	Introduction . . . . .	121
6.4	Data and measurements of relative velocity changes . . . . .	123
6.5	Results . . . . .	125
6.5.1	Temporal velocity changes . . . . .	125
6.5.2	Spatial distribution of the co-seismic velocity changes . . . . .	125
6.6	Discussions and Conclusions . . . . .	127
6.7	Auxiliary material . . . . .	129
6.8	Confirmation par la méthode du stretching . . . . .	129
<b>7</b>	<b>Suivi temporel des variations de vitesse sismique à « longues » périodes (12-20 s)</b>	<b>133</b>
7.1	Traitement et mesure de variations de vitesse . . . . .	134
7.2	Résultats dans différentes sous-régions . . . . .	137
7.3	Localisation par inversion des mesures de variations de vitesse	139
7.3.1	Noyaux de sensibilité . . . . .	139
7.3.2	Inversion des mesures de variations de vitesse . . . . .	144
7.3.3	Quelques éléments d'interprétation . . . . .	154
7.3.4	Conclusion . . . . .	156
	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>159</b>
	<b>Annexe A Démonstration de l'identité de Ward (cas 3D)</b>	<b>165</b>
	<b>Annexe B On the correlation of non-isotropically distributed ballistic scalar diffuse waves (<i>Weaver R., Froment B. and Campillo M., 2009</i>)</b>	<b>169</b>
	<b>Annexe C Reconstructing Green's function by correlation of the coda of the correlation (<math>C^3</math>) of ambient seismic noise (<i>Stehly L., Campillo M., Froment B. and Weaver R., 2008</i>)</b>	<b>181</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>192</b>



Première partie

Corrélations de bruit et suivi  
temporel



# Chapitre 1

## Introduction

Un des buts de la sismologie est l'étude de la structure de la Terre à partir des ondes sismiques ; l'idée étant que les propriétés du milieu telles que la densité, la température, la minéralogie, influent sur la vitesse de propagation de l'onde. Ainsi, les ondes sismiques qui sont émises par les séismes, qui se propagent ensuite dans la Terre et sont enregistrées par différents récepteurs, sont utilisées pour étudier l'intérieur de la Terre. L'utilisation des ondes sismiques émises par les séismes est principalement limitée par la distribution spatiale et temporelle des sources : les séismes ne se produisent que dans certaines régions, et de larges zones sur Terre sont asismiques. Faute de sources d'ondes, ces régions ne peuvent être étudiées avec une bonne résolution. De plus, fort heureusement d'un point de vue du risque sismique, l'occurrence des séismes est limitée : les ondes émises par les tremblements de terre ne permettent pas de suivre de manière continue, l'évolution dans le temps de certaines structures géologiques soumises à des déformations induites par la tectonique.

Depuis quelques années, la technique dite des corrélations est utilisée dans un but de s'affranchir de ces limitations. En effet, la surface de la Terre vibre en permanence ; or il a été montré que ces vibrations permanentes (appelées bruit sismique ambiant) peuvent être utilisées pour étudier la réponse de la Terre (i.e. la fonction de Green) entre deux points de mesure, via le processus de corrélation. La figure 1.1 présente un exemple de fonctions de corrélations de bruit, représentées en fonction de la distance entre les deux points de mesure. Cette technique peut aider à résoudre les limitations mentionnées précédemment, puisque le bruit sismique ambiant peut être enregistré partout et tout le temps, indépendamment de l'occurrence des séismes.

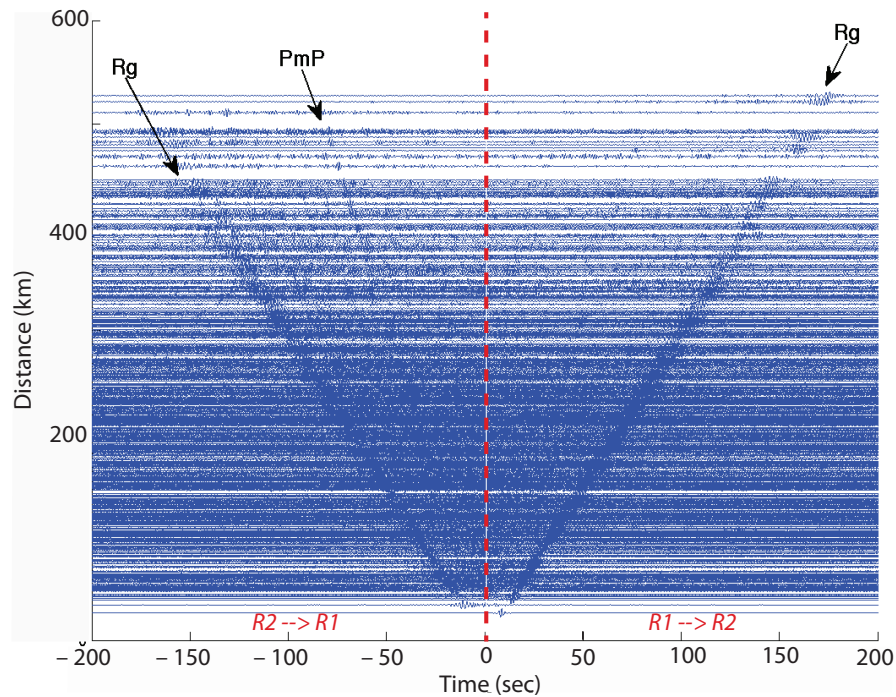


FIG 1.1 – Exemples de fonctions de corrélations représentées en fonction de la distance séparant les récepteurs qui enregistrent le bruit sismique ambiant.  $Rg$  et  $PmP$  indiquent respectivement les ondes de Rayleigh et les ondes P réfléchies sur le Moho. Cette figure illustre la reconstruction de la réponse de la Terre (i.e. la fonction de Green) dans les fonctions de corrélation. On observe une symétrie par rapport au temps de corrélation nul. Cette symétrie illustre la reconstruction des ondes se propageant entre les deux récepteurs ( $R1$  et  $R2$ ) en sens opposé (i.e. de  $R1$  vers  $R2$  et de  $R2$  vers  $R1$ ). Lorsque la reconstruction de la fonction de Green est parfaite, la fonction de corrélation doit être parfaitement symétrique. A noter que dans le cas présenté ici, la symétrie n'est pas complète. Nous reviendrons par la suite sur l'origine et les conséquences de cette symétrie imparfaite. Modifié d'après *Poli et al.* (2011).

## 1.1 La technique des corrélations dans différents contextes

L'héliosismologie a utilisé pour la première fois et avec succès, le concept de corrélations de bruit pour extraire la réponse du milieu (*Duvall et al.*, 1993; *Giles et al.*, 1997). En acoustique, deux expériences de laboratoire pionnières avec des ultrasons et du bruit thermique, ont montré que la fonction de Green pouvait être mesurée à partir des propriétés de corrélation de champs diffus (*Weaver and Lobkis*, 2001; *Lobkis and Weaver*, 2001). Depuis 10 ans, la technique des corrélations a été utilisée avec succès dans de nombreux domaines

couvrant une gamme très large d'échelles : de l'acoustique ultra-sonore en laboratoire (e.g. *Weaver and Lobkis*, 2001) à la tomographie globale (e.g. *Nishida et al.*, 2009). La figure 1.2 donne un aperçu des grands domaines d'applications de cette technique, ainsi que certaines caractéristiques associées à chaque domaine (échelle, types d'ondes...) et quelques exemples de publications de plusieurs équipes travaillant sur cette méthode.

<b>Domaine d'application</b>	Acoustique ultra-sonore (laboratoire)	Acoustique sous marine	Sismique sub-surface	Sismique	Sismologie – grande échelle
<b>Echelles</b>	cm	1 – 10 km	100 m	km	> 10 km
<b>Gamme fréquentielle d'intérêt</b>	Mhz - kHz	10000 – 100 Hz	100 – 10 Hz	10 – 1 Hz	1 – 0.01 Hz
<b>Types d'ondes</b>	acoustiques/élastiques (volume)	acoustiques (volume)	élastiques (surface)	élastiques (volume)	élastiques (surface)
<b>e.g. ....</b>	. <i>Weaver and Lobkis</i> 2001 . <i>Derode et al.</i> 2003b	. <i>Roux and Kuperman</i> 2004	. <i>Gouédard et al.</i> 2008b	. <i>Draganov et al.</i> 2007	. <i>Shapiro and Campillo</i> 2004 . <i>Sabra et al.</i> 2005b . <i>Yao et al.</i> 2006, 2008 . <i>Lin et al.</i> 2009 . <i>Nishida et al.</i> 2009
<b>Propagation</b>	Différents régimes possibles	Diffraction faible	Diffraction variable		Diffraction faible

FIG 1.2 – Tableau récapitulatif des grands domaines d'application de la technique des corrélations de bruit en acoustique et géophysique. Pour chaque domaine sont indiqués les échelles, les gammes fréquentielles, les types d'ondes ainsi que le régime de propagation associés. Quelques exemples de publications sont également donnés.

Compte tenu de la grande diversité des domaines d'application, la méthode des corrélations peut faire appel à des physiques assez différentes. Ces différents domaines impliquent en effet différents types d'ondes (acoustiques, élastiques) et une grande variété de milieux de propagation. La nature du milieu (la présence d'atténuation, de diffraction...) est en particulier souvent discutée puisqu'elle contrôle le régime de propagation des ondes dans le milieu, et les conditions d'application de la technique. Dans cette thèse, nous nous plaçons principalement dans le cadre de la sismologie à l'échelle régionale. Cependant, le domaine de l'exploration sera aussi un peu visité



(Chapitre 3) avec l'utilisation d'un jeu de données pétrolières. Nous nous intéresserons essentiellement à la propagation des ondes dans les premiers kilomètres dans la Terre (la croûte) qui comprend des milieux variés. Nous discuterons donc plusieurs fois durant le manuscrit du rôle de la nature de ce milieu, en particulier du rôle majeur de la diffraction par les hétérogénéités.

Parallèlement à ces différentes applications, des approches théoriques ont été considérées pour formaliser le lien entre corrélations de bruit et fonction de Green. Nous discuterons de ces différentes approches dans le chapitre 2, avant de détailler l'une d'elles en présentant une démonstration de la reconstruction de la fonction de Green par corrélations.

## 1.2 Reconstruction de la fonction de Green par corrélations : une approche intuitive

Nous allons ici expliquer en quelques lignes et de manière intuitive la reconstruction de la fonction de Green par les corrélations de bruit, plus particulièrement dans le cadre de la sismologie. Tout d'abord, rappelons que la fonction de Green du milieu entre deux points A et B, représente le signal enregistré en B, créé par une source impulsionnelle située en A. La fonction de Green entre A et B décrit donc la propagation des ondes entre ces deux points et contient toute l'information sur les différents modes de propagation des ondes dans le milieu.

Dans ce qui suit, nous partons de la notion de champ diffus, car les corrélations de bruit permettent de reconstruire la fonction de Green quand le bruit sismique ambiant présente certaines caractéristiques de ce type de champ.

### Corrélations de champ diffus

Nous considérons pour l'instant, le cas d'un champ émis par une source, se propageant dans un milieu en présence d'hétérogénéités.

Un champ diffus est un champ complexe correspondant à un certain état d'équilibre où tous les modes de propagation sont excités de la même façon. Cet état est obtenu par la présence de « désordre » se traduisant par le couplage progressif des différents modes de propagation. Pour illustrer ce phénomène, prenons l'exemple d'une onde plane se propageant dans une direction définie. Lorsqu'elle va rencontrer un diffracteur, cette onde va engendrer des

ondes dans plusieurs directions qui vont à leur tour se diffracter. Si on attend assez longtemps, on rentre dans un état d'équilibre où toutes les ondes, dans toutes les directions, vont être présentes de la même façon. Toutes les directions sont statistiquement représentées de la même façon : c'est l'équipartition. Cette diffraction multiple implique une grande complexité : il est alors impossible d'identifier des arrivées correspondant à des chemins particuliers, permettant de caractériser facilement le milieu de propagation.

Cependant ces champs complexes ne sont pas des champs « aléatoires » à proprement parler : ces ondes multiplement diffractées gardent leur cohérence et leur capacité d'interférence<sup>1</sup>. Or un diagnostic classique de la cohérence entre deux signaux est la fonction d'intercorrélation. Intuitivement, la corrélation d'un champ enregistré en deux points permet d'extraire l'information commune aux deux signaux. Il est ainsi possible d'extraire l'information sur la propagation déterministe entre deux points, à partir de la corrélation d'un champ diffus enregistré en ces deux points. L'équipartition (i.e., l'excitation de tous les modes) implique que l'information sur tous les trajets possibles est présente dans un champs diffus, ce qui explique qu'il est possible d'extraire la fonction de Green complète.

### Processus permettant d'atteindre l'état d'équilibre

Le processus permettant d'atteindre l'état d'équilibre mentionné plus haut, peut être de plusieurs sortes, et la reconstruction d'arrivées déterministes par les corrélations n'est pas spécifique aux champs diffus décrits dans la partie précédente. Globalement, on peut citer deux grandes configurations permettant d'obtenir cet état d'équilibre nécessaire à la reconstruction de la fonction de Green par corrélations. Premièrement, on peut considérer un champ produit par un ensemble de sources : la fonction de Green émergera dans les fonctions de corrélations après moyenne sur les différentes sources. Cette approche est indépendante du régime de propagation et la présence d'hétérogénéités dans le milieu n'est pas nécessaire si la distribution de sources est suffisante. Deuxièmement, on peut considérer un champ diffus comme décrit précédemment (i.e. issu de multiples diffractions par des hétérogénéités) et la reconstruction de la fonction de Green est alors possible en théorie même pour une seule source. Pour résumer, l'équilibre est permis grâce aux sources, et/ou grâce à la diffraction par les hétérogénéités lors de la propagation dans

---

1. On parle de régime mésoscopique pour lequel on peut décrire l'évolution de l'intensité du champ par un processus de diffusion macroscopique alors que simultanément des propriétés microscopiques des ondes sont observables (effets d'interférence).

le milieu. En sismologie, deux types de champs principalement sont corrélés pour reconstruire la fonction de Green : la coda sismique et le bruit sismique ambiant. Nous allons décrire maintenant ces deux champs et voir qu'ils illustrent les deux configurations que l'on vient de mentionner.

## Corrélations de coda et de bruit sismique ambiant

### La coda sismique

La Terre est hétérogène et les ondes générées par les séismes sont diffractées par ces hétérogénéités. Les ondes diffractées suivent des chemins complexes qui correspondent sur les sismogrammes à des arrivées tardives. Ces arrivées tardives constituent la coda sismique (Figure 1.3). Cette coda a longtemps été négligée dans l'analyse des signaux sismiques. Deux articles pionniers (*Aki*, 1969; *Aki and Chouet*, 1975) se sont intéressés à ces ondes de la coda et les interprètent comme des ondes diffractées par les hétérogénéités présentes dans la lithosphère. Récemment, le caractère diffus de la coda a été établi par l'observation de la stabilisation des rapports d'énergie des ondes P et S, marqueur du régime d'équipartition (*Hennino et al.*, 2001). La coda sismique est donc un exemple de champ diffus (issu de la diffraction par les hétérogénéités) en sismologie. *Campillo and Paul* (2003) ont montré pour la première fois la reconstruction des ondes de surface de la fonction de Green par corrélations des ondes de la coda.

### Le bruit sismique ambiant

Comme nous l'avons mentionné précédemment, il existe une agitation permanente de la surface de la Terre enregistrée aussi les jours sans tremblement de terre. Ces vibrations permanentes de la surface de la Terre couvrent une gamme de fréquences très étendue : des hautes fréquences ( $f > 1 \text{ Hz}$ ) où elles sont générées principalement par l'activité humaine, jusqu'à des périodes de plusieurs centaines de secondes où le bruit (alors appelé *hum*) est généré par des effets de couplage entre l'atmosphère, l'océan et la Terre, et excite les modes propres de la Terre. Entre 5 et 20 s de période, le bruit est appelé *bruit microsismique* et est essentiellement généré par l'activité de la houle océanique. A noter que dans le reste du manuscrit, nous nous intéresserons principalement au bruit microsismique. Nous reviendrons plus en détail sur l'origine du bruit microsismique dans la section 1.4.

Si les sources de bruit sont réparties de façon homogène sur la Terre, avec une densité suffisante, le bruit de fond sismique créé par l'ensemble de ces

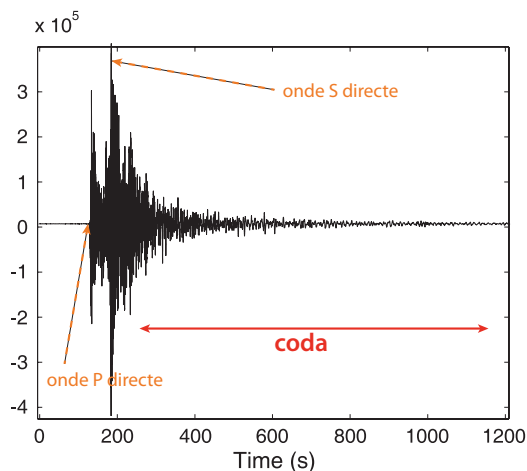


FIG 1.3 – Exemple d’enregistrement large-bande d’un séisme régional se produisant au temps origine de la figure. On observe dans un premier temps les ondes P, puis les ondes S. La coda correspond aux arrivées plus tardives et présente une longue décroissance exponentielle (dure plusieurs centaines de secondes ici). Modifié d’après *Paul et al.* (2005).

sources peut être utilisé pour reconstruire la fonction de Green par corrélations. On se trouve alors dans la configuration décrite précédemment où la reconstruction de la fonction de Green dans les corrélations est permise grâce à une bonne distribution de sources. En pratique, c’est l’hypothèse que l’on fait quand on considère des enregistrements suffisamment longs. En effet, le bruit microsismique qui nous intéresse ici, est fortement contrôlé par les conditions climatiques en mer (tempêtes, forte mer) et l’origine du bruit doit donc varier dans le temps, au cours des saisons par exemple. La distribution de sources a ainsi tendance à s’homogénéiser quand on moyenne sur une période suffisamment longue (un an ou plus). De plus, les ondes qui composent le bruit sont diffractées par les hétérogénéités dans la Terre et une forme d’équipartition est ainsi attendue. Pour conclure, la distribution des sources de bruit aidée de la diffraction par les hétérogénéités dans le milieu, permet de se rapprocher des propriétés fondamentales requises pour appliquer la technique des corrélations sur le bruit sismique ambiant. *Shapiro and Campillo* (2004) ont montré pour la première fois l’extraction des ondes de surface de la fonction de Green à partir de la corrélation du bruit sismique ambiant.

## 1.3 Applications des corrélations de bruit en sismologie

La technique des corrélations de bruit est essentiellement utilisée dans deux applications en sismologie : la tomographie et plus récemment, le suivi temporel. Cette thèse se place dans le contexte du suivi temporel. Cependant il paraît important de présenter quelques résultats obtenus dans le cadre de l'imagerie, puisque la tomographie a constitué l'application principale de cette méthode pendant plusieurs années.

### 1.3.1 La tomographie

Les corrélations de bruit peuvent donc être utilisées pour reconstruire la fonction de Green, et nous venons de voir que *Shapiro and Campillo* (2004) ont montré que cette méthode permettait effectivement d'extraire au moins les ondes de surface de la fonction de Green. En effet, les ondes de surface sont les plus facilement extraites du bruit sismique, d'une part parce que ces ondes dominent la fonction de Green entre deux points situés en surface, et d'autre part parce que le bruit ambiant est généré principalement par des sources superficielles (par exemple l'activité océanique pour le bruit microsismique). Quelques études ont cependant montré l'émergence d'ondes de volume dans les fonctions de corrélations de bruit (e.g. *Roux et al.*, 2005a; *Poli et al.*, 2011).

De la même manière qu'il est possible d'imager la structure de la Terre à partir des ondes émises par les séismes s'étant propagées dans la Terre jusqu'aux stations sismologiques, l'imagerie dite *passive*<sup>2</sup> est basée sur l'étude des structures à partir des ondes reconstruites par les corrélations de bruit ambiant. Les fonctions de corrélation de bruit étant fortement dominées par les ondes de surface, ces études de tomographie concernent (pour l'instant) seulement ces ondes.

Citons trois motivations à l'origine de l'imagerie passive. Premièrement, comme souligné au tout début de ce manuscrit, les vibrations permanentes de la surface de la Terre peuvent être enregistrées partout sur Terre et en continu, les mesures ne dépendant donc plus de l'occurrence des séismes. De plus, les mesures faites à partir des ondes de surface téléseismiques (i.e.

---

2. A noter que cette appellation pour faire référence aux mesures basées sur le bruit de fond sismique est parfois critiquée. Dans le cas de la sismologie, elle est utilisée pour différencier les mesures basées sur le bruit sismique ambiant aux mesures sur les ondes issues des séismes, qui ne peuvent pas à proprement parler être qualifiées de mesures *actives*.

provenant d'un séisme lointain), fournissent des mesures moyennées sur de larges zones (e.g. *Nolet and Dahlen, 2000; Spetzler et al., 2002*), ce qui limite la résolution des images obtenues. Dans la technique des corrélations, le fait de reconstruire des ondes se propageant entre deux récepteurs (plutôt qu'entre un séisme et un récepteur à priori plus éloignés) peut donc aider à améliorer la résolution des résultats de tomographie. Enfin, les corrélations de bruit permettent d'étudier des couches plus superficielles qui ne sont pas (ou peu) visibles en sismologie « traditionnelle ». En effet, le bruit microsismique correspond à une gamme fréquentielle (5-20 s) permettant des mesures à plus haute-fréquence que la traditionnelle tomographie en ondes de surface à partir d'enregistrements de séismes. Or l'utilisation des ondes de surface implique que la profondeur étudiée est directement liée au contenu fréquentiel du signal. L'imagerie passive est ainsi particulièrement adaptée à l'étude de la croûte terrestre, tandis que la tomographie en ondes de surface émises par les séismes permet d'étudier plutôt les structures plus profondes du manteau. La technique des corrélations de bruit peut donc être vue comme un moyen de combler le gap entre l'analyse de vitesse traditionnelle en géophysique d'exploration (sub-surface) et l'imagerie grande échelle à partir des séismes.

La technique de l'imagerie passive a été appliquée en sismologie avec succès :

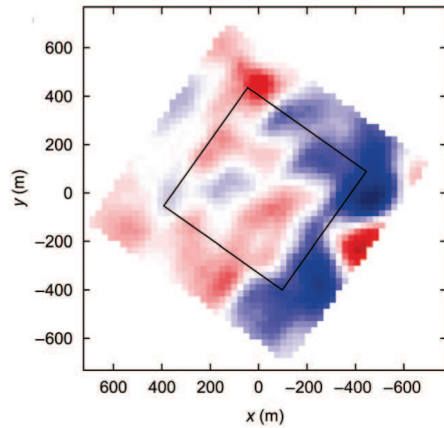
1. dans différentes régions, avec deux premières études sur la Californie (*Shapiro et al., 2005; Sabra et al., 2005b*), puis sur d'autres régions comme le Tibet (*Yao et al., 2006, 2008*) ou la Nouvelle Zélande (*Lin et al., 2007*),
2. à différentes échelles : de la petite échelle avec l'étude du volcan du Piton de la Fournaise (*Brenquier et al., 2007*), à la tomographie globale avec le bruit très longues périodes (*Nishida et al., 2009*), en passant par l'échelle régionale avec l'étude de l'Europe (*Yang et al., 2007; Stehly et al., 2009*),
3. dans différents contextes : alors que la plupart des études se concentrent sur des zones continentales, *Yao et al. (2011)* étudient une région de failles transformantes de la ride Est-Pacifique à partir de données OBS (*Ocean Bottom Seismographs*).

En plus d'imager des variations de vitesse, certains travaux s'intéressent à d'autres paramètres qui permettent de compléter l'information fournie par la vitesse des ondes, comme l'atténuation (*Lawrence and Prieto, 2011*) ou encore l'anisotropie (e.g. *Huang et al., 2010*). En parallèle de ces différentes applications, de nouvelles techniques sont développées. Citons par exemple,

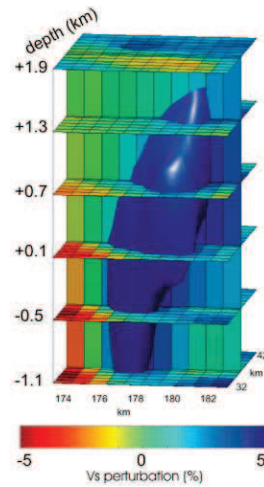
*Lin et al.* (2009) qui présentent une méthode appelée « tomographie de l'eikonal » appliquée aux données de bruit ambiant. Dans cette méthode, les fronts d'onde des ondes de surface reconstruites par corrélations sont suivis au travers d'un réseau et le gradient du temps de trajet permet d'estimer la lenteur de phase et la direction de propagation.

Enfin, la technique des corrélations de bruit est aussi utilisée dans le domaine de la prospection géophysique pour obtenir des modèles de vitesse (e.g. *Gouédard et al.*, 2011) ou imager les réflecteurs (e.g. *Draganov et al.*, 2009, qui construisent des profils de réflexion à partir de réflexions d'ondes de volume extraites du bruit sismique).

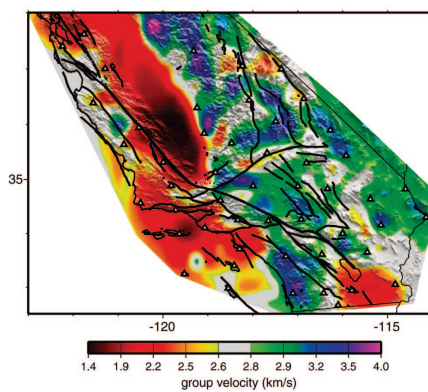
La figure 1.4 présente cinq exemples de résultats de tomographie à partir des corrélations de bruit ambiant, à différentes échelles (voir page suivante).



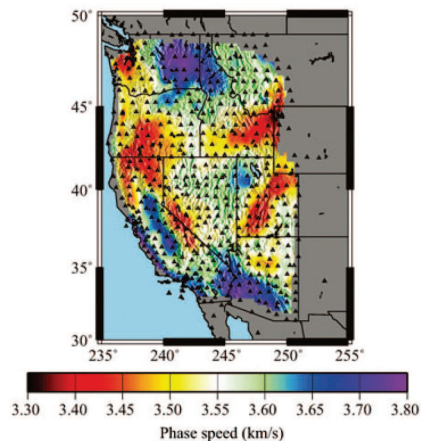
(a)  $\sim 1$  km (*Gouédard et al., 2011*)



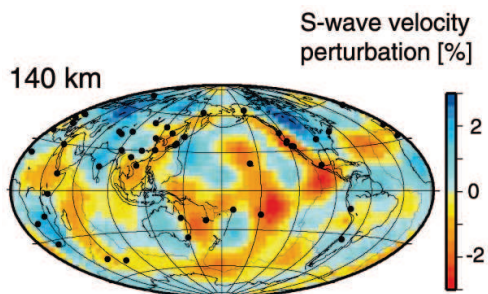
(b)  $\sim 10$  km (*Brenquier et al., 2007*)



(c)  $\sim 100$  km (*Shapiro et al., 2005*)



(d)  $\sim 1000$  km (*Lin et al., 2009*)



(e) Terre globale (*Nishida et al., 2009*)

FIG 1.4 – Exemples de résultats d’image-rie passive à différentes échelles. (a) Carte de vitesse de groupe des ondes de Rayleigh entre 10 et 25 Hz (données pétrolières). (b) modèle 3D de vitesse des ondes S sous le volcan du Piton de la Fournaise. La forme bleue correspond à une perturbation de vitesse de 2.5%. (c) Carte de vitesse de groupe des ondes de Rayleigh à 7.5 s, en Californie. (d) Carte de vitesse de phase des ondes de Rayleigh à 24 s, dans l’Ouest des Etats-Unis. (e) Carte de vitesse des ondes S à 140 km de profondeur à partir du bruit très longues périodes (*Hum*).



### 1.3.2 Le suivi temporel

Etudier la fonction de Green à différentes dates peut par définition, permettre de connaître les caractéristiques du milieu de propagation à ces différentes dates. Le bruit ambiant pouvant être enregistré à tout moment, la technique des corrélations de bruit permet d'améliorer la résolution temporelle des mesures en estimant la fonction de Green en continu. D'où l'idée du *suivi temporel passif*, c'est-à-dire d'utiliser la fonction de Green reconstruite par corrélations de bruit pour suivre l'évolution temporelle du milieu, et en particulier détecter des variations des propriétés élastiques de la croûte terrestre<sup>3</sup>. Un domaine d'application essentiel de cette technique est le suivi temporel de structures géologiques potentiellement dangereuses comme les volcans, les zones de failles actives où se produisent de forts séismes, mais aussi les zones d'extraction ou d'injection (réservoirs d'hydrocarbures, stockage de  $CO_2$ ) en géophysique d'exploration.

Certains processus sont susceptibles de causer des perturbations des propriétés élastiques dans la croûte. Ces perturbations peuvent être détectées comme des variations de vitesse de propagation des ondes dans le milieu. L'idée du suivi temporel passif est donc d'estimer les variations de vitesse sismique à partir des variations du temps de trajet des ondes reconstruites dans les corrélations de bruit. Nous reviendrons sur l'aspect technique des mesures de variations de vitesse par la suite (Section 2.2). *Sens-Schönfelder and Wegler* (2006) ont utilisé pour la première fois cette technique, pour suivre les variations de vitesse sismique au volcan Merapi (Indonésie). Les résultats montrent des variations de vitesse de l'ordre du pourcent avec une tendance saisonnière claire, que les auteurs associent aux conditions hydrologiques. *Wegler and Sens-Schönfelder* (2007) quant à eux, appliquent cette technique dans la région de la source du séisme de Niigata en 2004 ( $M_w = 6.6$ ) et détectent une chute soudaine de vitesse sismique coïncidant avec l'occurrence du séisme. Par la suite, plusieurs études se sont intéressées aux variations de vitesse sismique dans la croûte associées à des événements tectoniques comme les séismes (e.g. *Brenquier et al.*, 2008a; *Wegler et al.*, 2009; *Xu and Song*, 2009) et les éruptions volcaniques (e.g. *Brenquier et al.*, 2008b; *Duputel et al.*, 2009; *Mordret et al.*, 2010), ou non tectoniques comme de la déformation thermo-élastique (e.g. *Meier et al.*, 2010).

---

3. La croûte est en effet la zone la plus concernée puisque les corrélations de bruit microsismique, qui nous intéressent ici, sont dominées par des ondes de surface entre 5 et 20 s de période, sensibles aux premiers kilomètres dans la Terre (jusqu'à 20-30 km pour les plus longues périodes).

*Brenquier et al.* (2008b) ont montré qu'il était possible de mesurer des variations de vitesse sismique extrêmement fines, de l'ordre de 0.05%. L'application au Piton de la Fournaise a permis d'identifier des précurseurs robustes aux éruptions de ce volcan ainsi que des variations lentes (plusieurs mois) que les auteurs associent au processus de réalimentation magmatique en profondeur. La même équipe s'est également intéressée à une zone sismogénique puisqu'elle a étudié les variations de vitesse dans la région de Parkfield (faille de San Andreas) entre 2002 et 2008 (*Brenquier et al.*, 2008a). Leurs résultats montrent deux chutes de vitesse co-sismiques claires, associées aux séismes de San Simeon (2003,  $M_w = 6.5$ ) et Parkfield (2004,  $M_w = 6.0$ ) (Figure 1.5). Cependant, des différences dans l'évolution des vitesses sismiques après les deux séismes semblent indiquer que différents mécanismes sont impliqués dans les variations des propriétés de la croûte. Si la présence d'une chute de vitesse sismique dans la croûte lors d'un grand séisme crustal est maintenant bien établie, le mécanisme physique à l'origine de cette variation est encore largement débattu. Une revue des différents mécanismes possibles est proposée par *Rubinstein and Beroza* (2004). Dans ce papier, les auteurs utilisent la similarité de signaux issus de séismes possédant les mêmes caractéristiques (appelés *multiplets*), pour détecter des variations de vitesse sismique associées au séisme de Loma Prieta. Ils proposent deux principaux mécanismes pour expliquer ces variations. Premièrement, une variation de vitesse co-sismique peut être causée par l'ouverture ou la fermeture préférentielle de micro-fractures due au changement de contrainte statique induit par le séisme. Une chute de vitesse co-sismique peut être également expliquée par de l'endommagement (i.e. de la fracturation) dans la zone de faille dû au mouvement de la faille, et surtout plus largement dans la croûte très superficielle, dû au mouvement fort du sol causé par le séisme. Une différence majeure est la profondeur de la zone affectée par ces deux mécanismes puisque les variations de contrainte concernent une zone bien plus profonde que l'endommagement dû au mouvement fort. *Brenquier et al.* (2008a) interprètent la chute de vitesse associée au séisme de San Simeon comme un effet de l'endommagement superficiel. Par contre, la variation de vitesse dans les années qui suivent le séisme de Parkfield montre une très bonne corrélation avec le déplacement post-sismique mesuré par GPS (en rouge sur la figure 1.5), suggérant que l'évolution de la variation de vitesse après le séisme est contrôlée par le relâchement de contraintes post-sismique. Les variations de vitesse sismique seraient donc dans ce cas liées à des variations de contraintes en profondeur. Cette hypothèse est appuyée par la corrélation avec l'activité des trémors non-volcaniques dans la région (en noir sur la figure 1.5), se produisant bien plus profondément que la partie de la croûte affectée par l'endommagement.

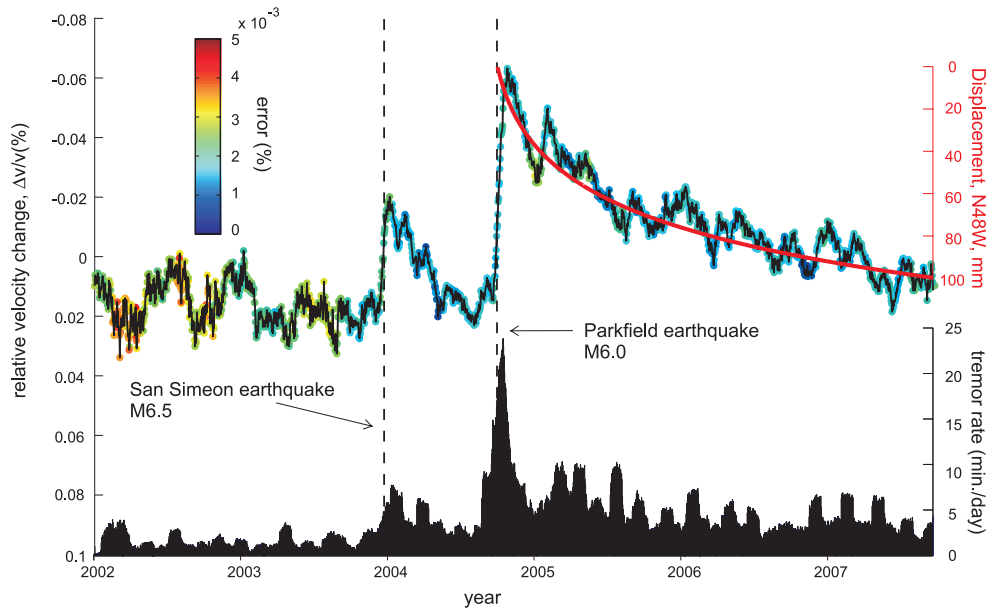


FIG 1.5 – Variation temporelle de vitesse sismique, déplacement en surface mesuré par GPS (rouge) et activité des tremors (noir) dans la région de Parkfield, Californie. Les dates des séismes de San Simeon et de Parkfield sont indiquées par les lignes en pointillés. Source : *Brenquier et al. (2008a)*.

### Problématiques associées aux études de suivi temporel

Ces résultats suggèrent que les mesures de suivi temporel passif permettent de nous renseigner sur des processus mécaniques en profondeur. Un enjeu de ces études est donc d'essayer de mieux comprendre les processus à l'origine de ces variations de vitesse, ainsi que la relation entre les variations de vitesse sismique observées et les variations de propriétés mécaniques en profondeur. D'autre part, multiplier les observations, dans différents contextes tectoniques, permettra d'investiguer certains phénomènes comme le chargement tectonique, des déformations co- et post-sismiques ou de possibles phénomènes précurseurs. Le but étant d'améliorer notre compréhension de ces systèmes que constituent les zones de failles actives ou les volcans, étape nécessaire dans le cadre de la prévention des risques associés à leur activité. Enfin, les avancées dans le suivi temporel passif reposent sur le développement de nouvelles méthodes. Citons par exemple deux enjeux méthodologiques majeurs : il s'agit d'une part d'améliorer la précision et l'exactitude des mesures pour faire des observations de plus en plus fines (déjà inférieures

à  $10^{-3}$  en variation de vitesse relative, voir Figure 1.5), et d'autre part de localiser les variations de vitesse dans le milieu, afin d'imager les perturbations pour aider à l'interprétation. Cette thèse s'inscrit dans ce contexte et nous verrons en quoi les travaux présentés ici donnent des éléments de réponse à ces problématiques.

Nous détaillerons dans le chapitre 2 les techniques de mesures de variations de vitesse sismique. La partie III présente une étude de suivi temporel dans la province du Sichuan, Chine autour du séisme du Wenchuan (12 mai 2008,  $M_w = 7.9$ ).

## 1.4 Limitations : distribution des sources de bruit

Le spectre du bruit microsismique est dominé par deux pics (Figure 1.6(b)), autour de 14 s (premier pic microsismique) et de 7 s (second pic microsismique), associés à l'activité de la houle océanique. Le premier pic (14 s) correspond à la période dominante des vagues et est expliqué par les variations de pression induites par les vagues au niveau du plancher océanique. Le second pic est caractérisé par une amplitude plus forte et correspond à une fréquence double du premier ( $\sim 7$  s). *Longuet-Higgins* (1950) propose une théorie expliquant l'origine de ce pic : des vagues de même fréquence se propageant en sens opposé interagissent de façon non-linéaire et génèrent des ondes stationnaires de fréquence double causant une perturbation de pression se propageant jusqu'au plancher océanique. Comme pour le premier pic, cette fluctuation de pression au niveau du plancher océanique peut alors donner naissance à des ondes sismiques de même période. Cette interaction non linéaire nécessite que des vagues se propageant en sens opposé se rencontrent. Cette configuration peut se retrouver par exemple le long des côtes où des ondes incidentes et réfléchies sont présentes. Cependant, ce n'est pas la seule situation possible et la question de savoir si le bruit microsismique est principalement généré le long des côtes (e.g. *Friedrich et al.*, 1998) ou également dans l'océan, loin des côtes (e.g. *Stehly et al.*, 2006; *Kedar et al.*, 2008; *Landès et al.*, 2010) est toujours discutée.

*Stehly et al.* (2006) utilisent l'asymétrie des fonctions de corrélation pour étudier la distribution des sources de bruit microsismique. En effet, dans le cas d'une distribution de sources de bruit homogène, la fonction de corrélation reconstruit la fonction de Green, et est attendue symétrique comme

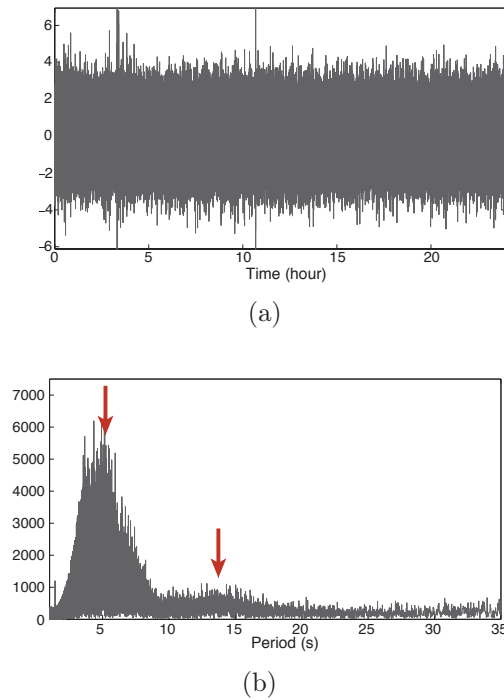


FIG 1.6 – Enregistrement d’une journée de bruit de fond sismique par une station située dans le bassin du Sichuan (Chine) en janvier 2007. Le signal est représenté dans le domaine temporel (a) et dans le domaine spectral (b). Les deux « pics » microsismiques sont indiqués par les flèches rouges dans (b).

nous l’avons mentionné dans la légende de la figure 1.1. Par contre, si un plus grand nombre de sources (ou des sources plus énergétiques) se trouvent d’un côté ou l’autre du couple de récepteurs, une asymétrie va être observée, reflétant un flux d’énergie se propageant dans une direction préférentielle (Figure 1.7). *Stehly et al.* (2006) étudient donc la symétrie de fonctions de corrélation calculées entre plusieurs paires de stations d’un réseau pour mesurer la direction principale du flux d’énergie à travers le réseau. Ils considèrent un réseau en Californie et montrent que le bruit microsismique arrivant à ce réseau est loin d’être isotrope. De plus, une étude en fonction du temps montre qu’il existe une certaine saisonnalité, les sources de bruit pouvant varier au cours des saisons. Ce caractère saisonnier est confirmé par *Landès et al.* (2010) qui montrent que les sources d’ondes P extraites du bruit microsismique présentent une claire saisonnalité, en accord avec la migration saisonnière des fortes tempêtes océaniques entre les hémisphères sud et nord.

Ces études montrent que la distribution de sources (1) n’est en général pas

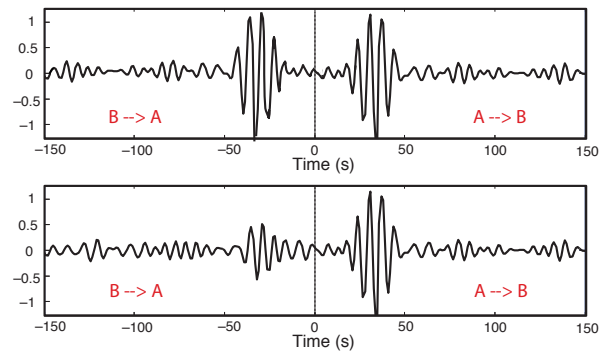


FIG 1.7 – Exemple de fonctions de corrélation entre deux points  $A$  et  $B$  correspondant à une distribution de sources homogène (haut) et non homogène (bas). L’asymétrie visible dans la figure du bas reflète un flux d’énergie plus important de  $A$  vers  $B$  que de  $B$  vers  $A$ .

homogène et (2) peut varier dans le temps. On peut noter que ces observations rejoignent l’idée originelle disant que le bruit tend à s’homogénéiser quand on considère des temps longs. Cependant, cette homogénéisation n’est pas parfaite même en considérant une année entière, et la résolution temporelle nécessaire aux études de suivi temporel rend ces conclusions particulièrement problématiques. De manière générale, la distribution de sources ne permet donc pas une reconstruction parfaite de la fonction de Green dans les corrélations.

Toutefois, dans le cadre du suivi temporel, *Hadziioannou et al.* (2009) ont montré à l’échelle du laboratoire qu’il était possible de retrouver les variations dans le milieu malgré une reconstruction imparfaite de la fonction de Green dans les corrélations. Ce résultat nécessite par contre une certaine stabilité de la distribution des sources de bruit, ce qui n’est pas évident pour les sources de bruit microsismique comme nous venons de le voir. Un changement dans les sources de bruit peut causer une variation apparente de vitesse dans les corrélations qui n’est pas représentative d’une vraie variation dans le milieu. Les corrélations ne contiennent plus seulement l’information sur le milieu (i.e. la fonction de Green) mais également un signal rémanent dû à la source de bruit, biaisant les mesures si il est pris en compte dans l’analyse. Compte tenu de l’amplitude des variations observées (variations relatives de vitesse inférieures à  $10^{-3}$  dans *Brenquier et al.* (2008a,b); *Chen et al.* (2010)), l’influence des sources peut être non négligeable.

Que ce soit dans le cadre de l’imagerie ou du suivi temporel, les sources de bruit constituent une limitation importante des méthodes passives. Comme

nous venons de le voir, dans le cas du suivi temporel la variabilité des sources est un facteur plus limitant que la distribution en elle-même. Ce n'est pas le cas des applications en imagerie qui sont basées sur une bonne reconstruction de la fonction de Green dans les fonctions de corrélations<sup>4</sup>. Une des pistes pour améliorer les mesures basées sur les corrélations de bruit est donc de comprendre et de s'affranchir de l'influence des sources de bruit (distribution, variabilité) dans les résultats obtenus, pour ne garder que l'information sur le milieu. La partie II s'intéresse à ces effets de sources et présente deux méthodes ayant pour but d'éliminer l'influence de la source de bruit dans les mesures passives.

## 1.5 Organisation du manuscrit

Quatre thèses ont déjà été soutenues dans notre équipe sur la méthode des corrélations de bruit. De 2002 à 2005, Eric Larose s'est intéressé au rôle de la diffusion multiple et de la position des sources dans la reconstruction de la fonction de Green par corrélations. Il a appliqué la technique d'imagerie passive en acoustique ultra-sonore à l'échelle du laboratoire, et au bruit sismique enregistré sur la Lune. Un peu plus tard, Laurent Stehly (2004-2007) s'est intéressé aux applications en sismologie, dans le cadre de la tomographie, avec une application à l'échelle de l'Europe. Il a également étudié l'origine du bruit microsismique et la stabilité temporelle des mesures de temps dans les corrélations, qui a abouti à une méthode de détection des erreurs instrumentales. Enfin, c'est dans sa thèse qu'est introduite pour la première fois l'idée de recorréler les corrélations, méthode qui sera étudiée en détail dans le chapitre 4 de ce manuscrit. Par la suite, Pierre Gouédard (2005-2008) étudie la technique des corrélations aux petites échelles de la géophysique et les applications à la sub-surface. Il s'intéresse aux limites de cette technique, en particulier il montre l'importance de la distribution des sources de bruit quand le milieu n'est pas diffusant. Enfin, Céline Hadziioannou (2007-2010) s'est intéressée à la technique des corrélations de bruit dans le cadre du suivi temporel. Elle a participé à l'une des premières applications, avec le suivi temporel d'une zone sismogénique autour du séisme de Parkfield. A partir de travaux théoriques, d'expériences en laboratoire et de méthodes de traitement du signal, elle s'est particulièrement intéressée aux techniques de mesures de variations de vitesse : ses résultats ont contribué à mieux comprendre et améliorer les mesures faites dans cette application assez récente des corrélations de bruit.

---

4. L'imagerie passive est donc basée sur des hypothèses plus fortes que le suivi temporel passif.

Ma thèse s’inscrit à la suite de ces quatre thèses, avec l’étude de la technique des corrélations de bruit et de ces applications en sismologie, dans le cadre du suivi temporel. Mon travail a consisté en deux parties principales (parties II et III de ce manuscrit) : la première correspond à une étude méthodologique pour améliorer les mesures à partir du bruit ambiant et plus particulièrement résoudre les problèmes liés à la source de bruit. Nous présenterons deux méthodes dans ce but. La deuxième partie de mon travail a consisté en une étude de suivi temporel dans le Sichuan, Chine autour du séisme du Wenchuan.

Le manuscrit s’organise de la manière suivante :

- Dans cette introduction, nous avons présenté une approche intuitive de la reconstruction de la fonction de Green par corrélations ainsi que les applications en sismologie. Le chapitre suivant est dédié à détailler quelques aspects théoriques et techniques. Nous présenterons tout d’abord une démonstration de la relation entre fonction de Green et corrélations de bruit. Nous utiliserons une approche assez peu employée habituellement, basée sur l’idée que la relation entre fonction de Green et corrélation est en fait équivalente à une identité de Ward. Dans la seconde partie de ce chapitre, nous détaillerons les techniques de mesure de variations temporelles de vitesse sismique.
- Nous avons discuté dans la section 1.4, les limitations des techniques de corrélations de bruit dues aux sources de bruit. La partie II est consacrée à ces effets de sources et détaille deux méthodes (basées sur deux approches différentes) pour essayer de s’affranchir de ces effets dans les mesures passives. La première approche consiste à estimer l’effet des sources sur les mesures dans les corrélations, afin de le corriger. C’est l’idée du chapitre 3, où une étude théorique permet d’estimer les biais sur les temps d’arrivée dans les corrélations, introduits par une distribution de bruit non-isotrope. Une deuxième méthode pour s’affranchir de l’influence des sources est présentée dans le chapitre 4. L’approche est différente de la première méthode puisque l’idée est ici de construire des fonctions de corrélation qui ne dépendent plus de la distribution des sources de bruit. Dans ce but, nous présentons la méthode  $C^3$  consistant à re-corréler la coda des corrélations de bruit.
- La partie III présente les résultats d’une étude de suivi temporel dans le Sichuan, Chine autour du séisme du Wenchuan ( $M_w = 7.9$ , 12 mai 2008).



Dans le chapitre 5, nous introduisons le contexte de cette étude (contexte tectonique, présentation du séisme...). Les deux chapitres suivants correspondent à l'étude de suivi temporel dans deux gammes de périodes (entre 1 et 3 s pour le chapitre 6 et entre 12 et 20 s pour le chapitre 7) pour étudier le comportement de la croûte à différentes profondeurs. Enfin, dans le dernier chapitre nous proposerons également une méthode d'inversion pour localiser les changements de vitesse dans le milieu.

# Chapitre 2

## Quelques éléments techniques et théoriques

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Démonstration de la reconstruction de la fonction de Green par corrélations de bruit (Identité de Ward)</b>	<b>33</b>
2.1.1	Le cas 1D	35
2.1.2	Le cas 3D	37
2.1.3	Lien entre corrélation et fonction de Green dans le domaine temporel	42
<b>2.2</b>	<b>Mesure de variations de vitesse</b>	<b>43</b>
2.2.1	Effet d'une variation de vitesse homogène sur la forme d'onde	44
2.2.2	Méthode du stretching	45
2.2.3	Méthode des doublets	46
2.2.4	Comparaison des deux méthodes	47

---

### 2.1 Démonstration de la reconstruction de la fonction de Green par corrélations de bruit (Identité de Ward)

Différentes approches théoriques ont essayé de formaliser le lien entre corrélations de bruit et fonction de Green. Elles diffèrent par les concepts employés, les hypothèses considérées sur la nature du champ (distribution des sources

de bruit, caractère diffus) et le type de milieu (ouvert ou fermé, homogène ou non, avec ou sans atténuation...). Un aperçu de ces différentes approches est donné dans le paragraphe suivant.

*Lobkis and Weaver* (2001) adoptent une approche modale pour exprimer un champ d'ondes ultrasonore dans un milieu élastique fermé. Ils proposent une démonstration de la proportionnalité entre fonction de Green et corrélation, valide dans le cas de l'équipartition ou pour une distribution de sources suffisante. *Derode et al.* (2003a,b) utilisent une analogie avec le retournement temporel pour interpréter physiquement la reconstruction de la fonction de Green par corrélations dans le cadre d'expériences ultrasonores. *Snieder* (2004) et *Roux et al.* (2005b) utilisent le théorème de la phase stationnaire pour expliquer la reconstruction de la fonction de Green par corrélations dans le cas d'un milieu homogène : seules les sources dans l'alignement des récepteurs contribuent à la reconstruction. L'ouverture de la zone où ces sources « cohérentes » sont situées dépend de la fréquence et de la distance entre les récepteurs. *Wapenaar* (2004) part du théorème de réciprocité pour dériver une représentation exacte de la fonction de Green entre deux points en termes de corrélation des champs observés en ces deux points. *Gouédard et al.* (2008a) et *Colin de Verdière* (2009) ont une approche mathématique générale montrant que la relation entre corrélation et fonction de Green a un fondement mathématique fort. *Sánchez-Sesma and Campillo* (2006) se placent dans le cas particulier du cas élastique. Ils montrent que l'équipartition est une condition nécessaire pour la reconstruction de la fonction de Green exacte par corrélation d'un champ élastique.

Dans cette partie, nous démontrons la relation entre corrélation de bruit et fonction de Green par une approche assez générale, valable pour un milieu homogène ou non, avec ou sans diffuseur, et qui permet d'introduire la discussion sur l'atténuation et la distribution des sources. Cette dérivation rejoint l'approche de *Snieder* (2007). De plus, comme le fait *Weaver* (2008) nous utilisons l'idée que la relation entre fonction de Green et corrélation est en fait équivalente à une identité de Ward.

La dérivation détaillée ici est basée sur un travail présenté par Roger Maynard lors d'une école d'été sur l'imagerie passive (*Maynard*, 2011).

Nous introduirons dans un premier temps, la démonstration dans un cas simple 1D pour la généraliser ensuite à un cas 3D similaire à nos applications.

### 2.1.1 Le cas 1D

Dans un premier temps, prenons le cas très simple, 1D, d'un oscillateur harmonique visqueux de masse unité et soumis à une force aléatoire, dont le déplacement  $\psi$  est décrit par une équation du type Langevin :

$$\frac{d^2\psi}{dt^2} + \gamma \frac{d\psi}{dt} + \omega_0^2 \psi = f^{\text{aléatoire}}(t) \quad (2.1)$$

où  $\gamma$  représente l'atténuation et  $\omega_0$  la fréquence angulaire de l'oscillateur.

#### Fonction de Green

Par définition, la fonction de Green  $G$  est la solution de cette équation pour une force impulsionnelle (i.e. lorsque  $f$  est un Dirac  $\delta(t)$ ) :

$$\frac{d^2G}{dt^2} + \gamma \frac{dG}{dt} + \omega_0^2 G = \delta(t) \quad (2.2)$$

Dans le domaine de Fourier, l'équation précédente devient :

$$-\omega^2 \tilde{G} - i\omega \gamma \tilde{G} + \omega_0^2 \tilde{G} = 1 \quad (2.3)$$

Et donc :

$$\tilde{G}(\omega) = \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega \gamma} \quad (2.4)$$

$$Im(\tilde{G}(\omega)) = \frac{\omega \gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma^2} \quad (2.5)$$

$$Im(\tilde{G}(\omega)) = \omega \gamma \tilde{G}(\omega) \tilde{G}^*(\omega) \quad (2.6)$$

L'équation 2.6 est appelée Identité de Ward (*Weaver*, 2008).

#### Réponse à un bruit blanc et corrélation

On considère un bruit blanc (i.e. non corrélé) ergodique<sup>1</sup> :

$$\langle f(t) \rangle = \bar{f}(t) = 0 \quad (2.7)$$

$$\overline{f(t)f(t')} = \sigma^2 \delta(t - t') \quad (2.8)$$

---

1. l'ergodicité signifie que la moyenne sur les représentations est égale à la moyenne sur le temps.

avec  $\sigma^2$  l'intensité du bruit.

Le déplacement  $\psi(t)$  en réponse à ce bruit s'écrit :

$$\psi(t) = G(t) \otimes f(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(t-t') f(t') dt', \quad (2.9)$$

le signe  $\otimes$  représentant le produit de convolution.

On définit la corrélation  $C(\tau) = \overline{\psi(t)\psi(t+\tau)}$  :

$$C(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G(t-t') G(t+\tau-t'') \overline{f(t')f(t'')} dt' dt'' \quad (2.10)$$

$$C(\tau) = \sigma^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G(t-t') G(t+\tau-t'') \delta(t'-t'') dt' dt'' \quad (2.11)$$

$$C(\tau) = \sigma^2 \int_{-\infty}^{+\infty} G(t-t') G(t+\tau-t') dt' \quad (2.12)$$

$$C(\tau) = \sigma^2 \int_{-\infty}^{+\infty} G(u) G(u+\tau) du \quad (2.13)$$

$$C(\tau) = \sigma^2 G(\tau) \otimes G(-\tau) \quad (2.14)$$

Dont la transformée de Fourier s'écrit :

$$\tilde{C}(\omega) = \sigma^2 \tilde{G}(\omega) \tilde{G}^*(\omega) \quad (2.15)$$

Or l'identité de Ward (Equation 2.6) nous permet d'écrire :

$$\tilde{G}(\omega) \tilde{G}^*(\omega) = \frac{Im(\tilde{G}(\omega))}{\omega \gamma} \quad (2.16)$$

Et donc

$$\tilde{C}(\omega) = \frac{\sigma^2}{\omega \gamma} Im(\tilde{G}(\omega)) \quad (2.17)$$

$$\tilde{C}(\omega) \propto Im(\tilde{G}(\omega)) \quad (2.18)$$

Dans le cas d'un bruit aléatoire, on retrouve que la corrélation de bruit est proportionnelle à la partie imaginaire de la fonction de Green.

### 2.1.2 Le cas 3D

On peut écrire l'équation de propagation sous la forme d'une équation de Schrödinger. La fonction de Green  $\tilde{G}$  entre deux points  $a$  et  $x$  est alors définie par :

$$\Delta \tilde{G}_{ax} + U(\vec{x}) \tilde{G}_{ax} + \frac{(\omega - i\gamma)^2}{c^2} \tilde{G}_{ax} = \delta(\vec{x} - \vec{a}) \quad (2.19)$$

avec  $U$  un potentiel représentant la diffraction par les hétérogénéités dans le milieu et  $c$  la vitesse de propagation dans le milieu.

#### 1 - Corrélation de bruit

On considère maintenant des sources de bruit ponctuelles ( $i$ ) distribuées aléatoirement ( $\vec{r}_i$ ) :

$$f(t, \vec{r}) = \sum_{Sources\ i} f(t) \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \quad (2.20)$$

On considère un bruit blanc, ergodique et stationnaire :

$$\langle f(t, \vec{r}) \rangle = \overline{f(t, \vec{r})} = 0 \quad (2.21)$$

$$\overline{f(t, \vec{r}) f(t', \vec{r}') } = \sigma^2 \delta(t - t') \delta(\vec{r} - \vec{r}') \quad (2.22)$$

$$= \sigma^2 \delta(\tau) \delta(\vec{r} - \vec{r}') \quad (2.23)$$

avec  $\tau = t - t'$ .

Le champ  $\psi$  en  $\vec{r}$  s'écrit :

$$\psi(t, \vec{r}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_V G(t - t', \vec{r} - \vec{r}') f(t', \vec{r}') d\vec{r}' dt'. \quad (2.24)$$

Soient deux points  $a$  et  $b$ , la corrélation des champs aux deux points s'écrit :

$$C_{a,b}(\tau) = C(\vec{r}_a, \vec{r}_b, \tau) = \overline{\psi(t, \vec{r}_a) \psi(t + \tau, \vec{r}_b)} \quad (2.25)$$

De manière équivalente au cas 1D (Equation 2.15), cette corrélation peut s'écrire :

$$\tilde{C}_{a,b}(\omega) = \sigma^2 \sum_{Sources\ i} \tilde{G}_{ai}(\omega) \tilde{G}_{ib}^*(\omega) \quad (2.26)$$

Pour des sources de bruit distribuées dans le volume et en surface (Figure 2.1), on peut généraliser :

$$\tilde{C}_{a,b}(\omega) = \sigma_V^2 \int_V \tilde{G}_{ax}(\omega) \tilde{G}_{xb}^*(\omega) dV + \sigma_S^2 \oint_S \tilde{G}_{ax}(\omega) \tilde{G}_{xb}^*(\omega) dS \quad (2.27)$$

avec  $\sigma_V$  (resp.  $\sigma_S$ ), la densité de sources dans le volume  $V$  (resp. sur la surface  $S$  qui entoure le volume  $V$ ).

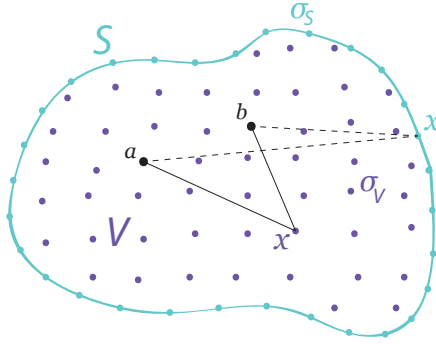


FIG 2.1 – Configuration considérée. Deux points  $a$  et  $b$  dans un volume  $V$  délimité par une surface  $S$ , enregistrent du bruit provenant de sources  $x$  (indiquées par les points) situées dans le volume et/ou sur la surface.  $\sigma_V$  (resp.  $\sigma_S$ ) est la densité de sources dans le volume (resp. sur la surface). A noter que  $S$  est définie telle qu'elle entoure l'ensemble des sources.

## 2 - Généralisation de l'identité de Ward

Il est possible de généraliser l'identité de Ward de l'équation 2.6 pour la fonction de Green entre  $a$  et  $b$ . Pour cela on exprime le flux

$$I = \oint_S \left[ \tilde{G}_{ax} \vec{\nabla} \tilde{G}_{bx}^* - \vec{\nabla} \tilde{G}_{ax} \tilde{G}_{bx}^* \right] \cdot \vec{dS}, \quad (2.28)$$

en utilisant le théorème de la divergence, l'équation des ondes avec  $G$  et la réciprocité (i.e.  $G_{ab} = G_{ba}$ ). Les étapes de ce calcul sont présentées en annexe (Annexe A). On obtient une généralisation de l'identité de Ward en 3D :

$$\tilde{G}_{ab} - \tilde{G}_{ab}^* = \frac{4i\gamma\omega}{c^2} \int_V \tilde{G}_{ax} \tilde{G}_{bx}^* dV + \oint_S \left[ \tilde{G}_{ax} \vec{\nabla} \tilde{G}_{bx}^* - \vec{\nabla} \tilde{G}_{ax} \tilde{G}_{bx}^* \right] \cdot \vec{dS} \quad (2.29)$$

Il est à noter qu'aucune hypothèse n'est faite dans le calcul sur l'homogénéité du milieu (voir Annexe A) : ce résultat est valable pour un milieu

homogène ou non.

### 3 - Lien entre corrélation et fonction de Green

Le lien entre la corrélation de bruit  $\tilde{C}_{a,b}(\omega)$  (Equation 2.27) et la fonction de Green  $\tilde{G}_{ab}(\omega)$  (Equation 2.29) n'est pas direct. Dans la suite nous considérons donc deux cas particuliers pour lesquels on retrouve une relation simple entre  $C$  et  $G$  ( $\tilde{C} \propto \text{Im}(\tilde{G})$ ). Nous verrons entre autres comment ces approximations permettent d'introduire différentes approches théoriques communément considérées dans les corrélations de bruit.

Cas 1 : Atténuation nulle ( $\gamma = 0$ )

Dans ce cas, la contribution volumique s'annule dans l'équation 2.29 et ne reste que l'intégrale sur la surface. Les équations 2.27 et 2.29 deviennent :

$$\tilde{C}_{a,b} = \sigma_S^2 \oint_S \tilde{G}_{ax} \tilde{G}_{xb}^* dS \quad (2.30)$$

$$\tilde{G}_{ab} - \tilde{G}_{ab}^* = \oint_S \left[ \tilde{G}_{ax} \vec{\nabla} \tilde{G}_{bx}^* - \vec{\nabla} \tilde{G}_{ax} \tilde{G}_{bx}^* \right] \cdot \vec{dS} \quad (2.31)$$

On se place dans l'hypothèse du champ lointain (i.e. la surface est éloignée de  $a$  et  $b$ ). On peut écrire la fonction de Green  $G$  sous la forme ( $\gamma = 0$ ) :

$$\tilde{G}_{ax}(\omega) = -\frac{e^{ikR_{ax}}}{4\pi R_{ax}} \quad (2.32)$$

et donc  $\vec{\nabla} \tilde{G} \sim i\vec{k} \tilde{G}$  et  $\vec{\nabla} \tilde{G}^* \sim -i\vec{k} \tilde{G}^*$ . De plus, on peut considérer  $\vec{k}_{ax} \approx \vec{k}_{bx} \approx k\vec{n}$  avec  $\vec{n}$  le vecteur normal à la surface (Figure 2.2).

Dans cette approximation, l'équation 2.31 peut s'écrire :

$$\tilde{G}_{ab} - \tilde{G}_{ab}^* = \oint_S \left[ -\tilde{G}_{ax} ik\vec{n} \tilde{G}_{bx}^* - ik\vec{n} \tilde{G}_{ax} \tilde{G}_{bx}^* \right] \cdot \vec{dS} \quad (2.33)$$

$$= \oint_S \left[ -ik \tilde{G}_{ax} \tilde{G}_{bx}^* - ik \tilde{G}_{ax} \tilde{G}_{bx}^* \right] dS \quad (2.34)$$

$$= -2ik \oint_S \tilde{G}_{ax} \tilde{G}_{bx}^* dS \quad (2.35)$$

$$\text{Im}(\tilde{G}_{ab}) = -k \oint_S \tilde{G}_{ax} \tilde{G}_{bx}^* dS \quad (2.36)$$



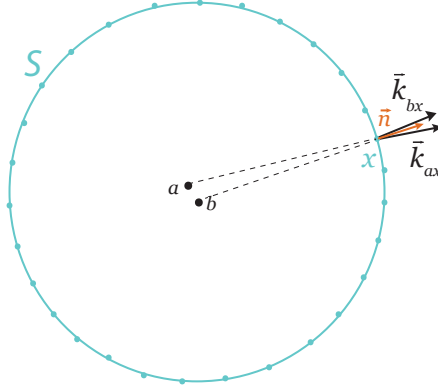


FIG 2.2 – Equivalent à la figure 2.1 pour des sources situées seulement sur la surface  $S$  à grande distance. Dans ce cas, on peut considérer que le vecteur d'onde  $\vec{k}_{bx} \approx \vec{k}_{ax}$  est parallèle au vecteur normal à  $S$  ( $\vec{n}$ ).

D'après l'équation 2.30 et la réciprocité ( $G_{xb} = G_{bx}$ ), on peut écrire :

$$\tilde{C}_{a,b} = -\frac{\sigma_S^2}{k} \text{Im}(\tilde{G}_{ab}) \quad (2.37)$$

On obtient la relation simple entre corrélation et fonction de Green,  $\tilde{C} \propto \text{Im}(\tilde{G})$ .

Ce premier cas correspond à l'approche adoptée par Wapenaar et co-auteurs (Wapenaar, 2004; Wapenaar et al., 2005). Par exemple, Wapenaar et al. (2005) résument leur approche, basée sur le théorème de réciprocité de Rayleigh, pour le cas acoustique et obtiennent une relation équivalente<sup>2</sup> à l'équation 2.31, donnant une représentation de la fonction de Green en termes de corrélations de champs enregistrés en deux points.

Une autre interprétation simple de ce premier cas où l'on considère une distribution de sources surfacique et une atténuation nulle, est l'approche du retournement temporel (e.g. Derode et al., 2003a,b). Cette approche consiste en une analogie entre la reconstruction de la fonction de Green par corrélations et une expérience de retournement temporel avec des émetteurs/récepteurs situés sur une surface fermée (le *miroir à retournement temporel*) autour des deux points  $a$  et  $b$  (Figure 2.3).

2. A la différence de notre dérivation ici, ils considèrent un terme d'injection de masse, conduisant à une relation du type  $\tilde{C} \propto \text{Re}(\tilde{G})$ .

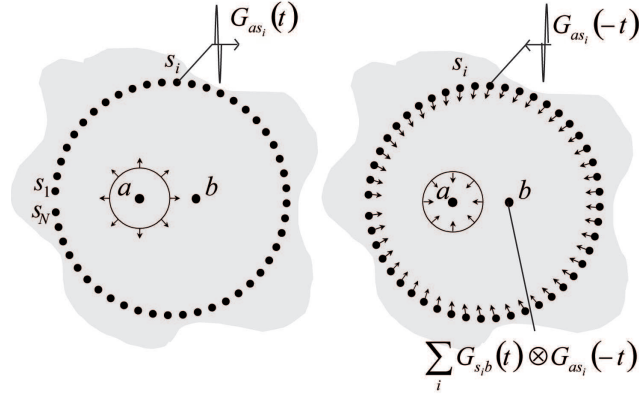


FIG 2.3 – Schéma d'une expérience de retournement temporel. Un ensemble d'émetteurs/récepteurs  $S_i$  entourent une source impulsionnelle située en  $a$ . Le signal émis par la source, enregistré, retourné temporellement et ré-émis par les émetteurs/récepteurs, va refocaliser au point source. Le signal enregistré en  $b$  est alors équivalent à la corrélation des champs enregistrés en  $a$  et  $b$ , créés par des sources impulsionnelles  $S_i$ . Source : Gallot (2010).

Cas 2 :  $\gamma \neq 0$  et le volume tend vers l'infini

Dans ce cas, le problème se simplifie également puisque l'on peut considérer la contribution surfacique nulle. La contribution de sources situées sur la surface (donc très loin) va en effet être négligeable du fait de l'atténuation dans le milieu.

Les équations 2.27 et 2.29 deviennent :

$$\tilde{C}_{a,b} = \sigma_V^2 \int_V \tilde{G}_{ax} \tilde{G}_{xb}^* dV \quad (2.38)$$

$$\tilde{G}_{ab} - \tilde{G}_{ab}^* = \frac{4i\gamma\omega}{c^2} \int_V \tilde{G}_{ax} \tilde{G}_{bx}^* dV \quad (2.39)$$

Et donc :

$$Im(\tilde{G}_{ab}) = \frac{2\gamma\omega}{c^2} \int_V \tilde{G}_{ax} \tilde{G}_{bx}^* dV \quad (2.40)$$

Avec  $G_{bx} = G_{xb}$  (réciprocité), on obtient directement :

$$\tilde{C}_{a,b} = \frac{\sigma_V^2 c^2}{2\gamma\omega} Im(\tilde{G}_{ab}) \quad (2.41)$$

L'équation 2.41 établit la relation simple  $\tilde{C} \propto Im(\tilde{G})$  pour des sources situées dans l'ensemble d'un milieu atténuant. On rejoint une situation considérée dans Gouédard et al. (2008a) et Colin de Verdière (2009) qui établissent

le lien entre dérivée temporelle de la corrélation de bruit et fonction de Green, pour des sources de bruit blanc réparties de façon homogène dans l'ensemble du milieu. Dans leur approche comme ici, aucune hypothèse n'est formulée concernant le milieu de propagation, si ce n'est qu'il doit être atténuant.

#### 4 - Discussion

Nous venons de voir deux cas simplifiés permettant d'établir une relation directe entre corrélations de bruit et fonction de Green. Ces deux cas reviennent à distinguer le cas d'une distribution de sources surfacique (ou finie) du cas d'une distribution de sources volumique (ou infinie).

Comme nous l'avons vu, la reconstruction de la fonction de Green par corrélations fait appel à la notion de champ « aléatoire » obtenu grâce à une distribution de sources appropriée et/ou de la diffraction par les hétérogénéités dans le milieu. La notion de distribution de sources est donc un élément clé et les différentes approches théoriques se placent généralement dans le cas d'une distribution de sources infinie (purement volumique) (e.g. *Weaver and Lobkis*, 2001; *Roux et al.*, 2005b; *Gouédard et al.*, 2008a; *Colin de Verdière*, 2009), ou finie (purement surfacique) (e.g. *Derode et al.*, 2003b; *Wapenaar*, 2004; *Wapenaar et al.*, 2005). L'approche développée ici, illustre l'intérêt de se placer dans l'un de ces deux cas extrêmes puisqu'ils permettent d'établir une relation simple entre corrélations de bruit et fonction de Green.

*Snieder* (2007) quant à lui, se place dans le cas d'un milieu acoustique avec atténuation et ne considère pas l'un de ces deux cas extrêmes. De manière équivalente à l'équation 2.29, il montre que des sources en volume ainsi qu'en surface sont en général nécessaires pour reconstruire la fonction de Green. Au lieu de se ramener à une seule intégrale comme nous le faisons ici, il discute le rôle relatif des sources en surface et des sources en volume en considérant le cas particulier d'un milieu homogène et en évaluant les intégrales dans l'approximation de la phase stationnaire.

### **2.1.3 Lien entre corrélation et fonction de Green dans le domaine temporel**

Nous venons d'établir une relation entre corrélation de bruit et fonction de Green ( $\tilde{C} \propto \text{Im}(\tilde{G})$ ) et de cette manière présenter le fondement théorique de la technique des corrélations de bruit. Dans la suite du manuscrit, nous ferons souvent référence aux fonctions de corrélation dans le domaine temporel. Il

paraît donc intéressant d’avoir une expression de la relation entre corrélations et fonction de Green dans le domaine temporel. Dans la partie précédente, nous avons établi (Equations 2.41, 2.37) :

$$\omega \times \tilde{C}(\omega) \propto \text{Im}(\tilde{G}(\omega)) \quad (2.42)$$

Donc :

$$2i\omega \times \tilde{C}(\omega) \propto \tilde{G}(\omega) - \tilde{G}^*(\omega) \quad (2.43)$$

Dans le domaine temporel, la relation entre  $C$  et  $G$  est donc de la forme :

$$\frac{\partial}{\partial t} C(t) \propto G(t) - G(-t) \quad (2.44)$$

On retrouve donc la superposition de la partie causale ( $G(t)$ ) et anticausale ( $G(-t)$ ) de la fonction de Green dans la fonction de corrélation (voir Figure 2.4), d’où la symétrie déjà mentionnée des fonctions de corrélation.

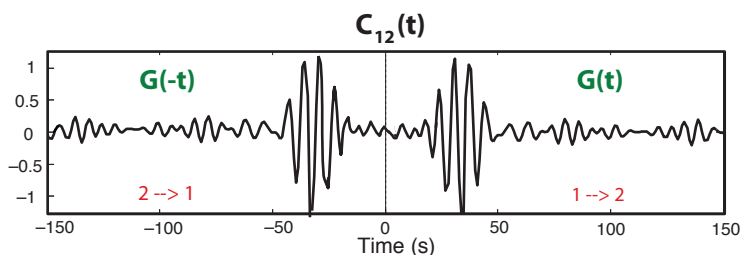


FIG 2.4 – Exemple de fonction de corrélation entre deux points 1 et 2, représentée dans le domaine temporel. Les temps de corrélation positifs correspondent à la partie causale de la fonction de Green ( $G(t)$ ), les temps négatifs, à la partie anticausale ( $G(-t)$ ). Comme déjà mentionné en introduction, ces deux parties de la corrélation représentent les ondes se propageant entre les deux points dans des sens opposés, par exemple de 1 vers 2 pour les temps positifs, et de 2 vers 1 pour les temps négatifs. A noter que, par abus de langage, on confond souvent la corrélation  $C$  et la fonction de Green  $G$ , même si l’équation 2.44 dit que la fonction de Green exacte est donnée par la dérivée de la corrélation.

A noter que la superposition de  $G(t)$  et  $G(-t)$  impose une limite à la reconstruction de la fonction de Green par corrélation dans le cas de deux récepteurs proches, pour lequel ces deux signaux se superposent.

## 2.2 Mesure de variations de vitesse

Dans l’introduction, nous avons présenté l’idée du suivi temporel passif. Pour résumer, il s’agit d’estimer les variations temporelles de vitesse sismique à partir des variations du temps de trajet des ondes reconstruites dans les

corrélations de bruit. Techniquement, les variations temporelles de vitesse sont obtenues en calculant les fonctions de corrélation à différentes dates et en mesurant les changements entre les différentes fonctions de corrélation. En pratique, on construit une fonction de corrélation de référence à laquelle on compare les fonctions de corrélation calculées à chaque date. Dans un premier temps, nous allons décrire l'effet d'une variation de vitesse sur la forme d'onde puis nous présenterons deux méthodes principalement utilisées pour mesurer ces variations de vitesse.

### 2.2.1 Effet d'une variation de vitesse homogène sur la forme d'onde

L'hypothèse à la base des techniques de mesure que nous allons présenter, est de supposer une variation de vitesse spatialement homogène. Dans ce cas, le délai accumulé par les ondes durant la propagation dans le milieu est proportionnel au temps passé par les ondes dans ce milieu. Considérons une onde se propageant dans un milieu complexe. L'effet d'une variation de vitesse  $\delta v$  sur le temps de propagation de l'onde (i.e. le délai  $\delta t$ ) sera plus important si l'onde suit un trajet long dans le milieu (i.e. si le temps de propagation  $t$  est grand). Cet effet est illustré par la figure 2.5 où les arrivées tardives sont plus perturbées par la variation de vitesse. Si la variation de vitesse est la même dans l'ensemble du milieu traversé par les ondes, la relation entre  $\delta t$  et  $t$  est linéaire :  $\delta t/t = \text{constante}$ . La variation de vitesse relative est alors donnée par  $\delta v/v = -\delta t/t$ .<sup>3</sup>

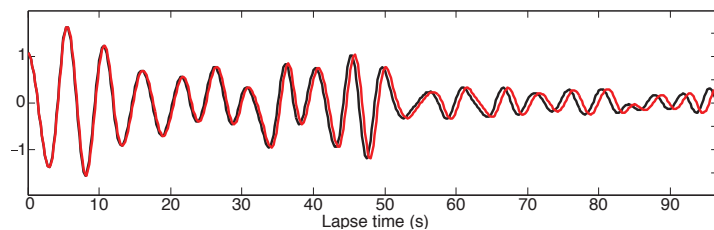


FIG 2.5 – Illustration de l'effet d'une variation de vitesse sur la forme d'onde : la trace noire (resp. rouge) représente un signal avant (resp. après) une chute de vitesse homogène dans le milieu de 1% ( $\delta v/v = 1\%$ ).

Comme le montre la figure 2.5, une variation de vitesse homogène se traduit par une trace étirée ou compressée : on fait souvent référence à cet effet par la traduction anglaise puisqu'on parle de *stretching*. Cet effet implique que la perturbation est plus facile à mesurer sur les arrivées tardives puisqu'elle

3.  $v \times t = D$ . Si la distance  $D$  est constante,  $\delta v/v + \delta t/t = 0$  et donc  $\delta v/v = -\delta t/t$ .

y est plus prononcée. Les deux méthodes détaillées par la suite utilisent en effet cette partie tardive de la fonction de corrélation (la « coda »<sup>4</sup> des corrélations) pour mesurer les variations de vitesse dans le milieu. Nous verrons dans la suite du manuscrit que l'utilisation de cette coda présente également d'autres avantages dans les mesures temporelles.

### 2.2.2 Méthode du stretching

La méthode dite du stretching est directement basée sur cet effet d'étirement puisqu'elle suppose qu'en cas de variation de vitesse dans le milieu à une date donnée, la fonction de corrélation à cette date est une forme étirée ou compressée (selon le signe de la variation de vitesse) de la fonction de référence. Comme mentionné précédemment, on fait alors l'hypothèse d'une variation de vitesse sismique homogène dans le milieu traversé par les ondes. *Sens-Schönfelder and Wegler* (2006) proposent alors d'estimer  $\delta t/t$  comme le facteur par lequel l'axe des temps de l'une des traces doit être étiré ou compressé pour obtenir la meilleure corrélation avec l'autre trace.

Appelons  $R(t)$  notre fonction de corrélation de référence. Une version « stretchée » de  $R$  est définie par

$$S_\epsilon(t) = R(t(1 + \epsilon)) \quad (2.45)$$

avec  $\epsilon$  le coefficient de stretching. On calcule alors le coefficient de corrélation entre la coda de la fonction de corrélation courante et la coda de  $S_\epsilon(t)$ , qui nous donne une mesure de la ressemblance des deux traces après cette opération de « stretching ». En pratique on fait plusieurs essais pour différentes valeurs de  $\epsilon$ , l'estimation de  $\delta v/v$  est alors choisie comme la valeur de  $\epsilon$  maximisant le coefficient de corrélation (Figure 2.6).

Si une des traces est exactement une forme compressée de l'autre, le coefficient de corrélation maximum obtenu après stretching vaut 1 (Figure 2.6). Cependant, des différences persistent généralement entre les deux formes d'onde entraînant un coefficient de corrélation inférieur à 1. Ces différences peuvent être causées par des variations dans les sources de bruit, une reconstruction partielle de la fonction de Green et des fluctuations résiduelles dans les corrélations, ou encore par des variations dans la croûte autres qu'une variation

---

4. Le terme de coda est utilisé ici avec précaution puisqu'il fait seulement référence à la position dans le signal (partie tardive) et non à la nature de ces ondes. La nature de ces arrivées tardives dans les fonctions de corrélation sera discutée plus loin dans le manuscrit (voir Chapitre 4).

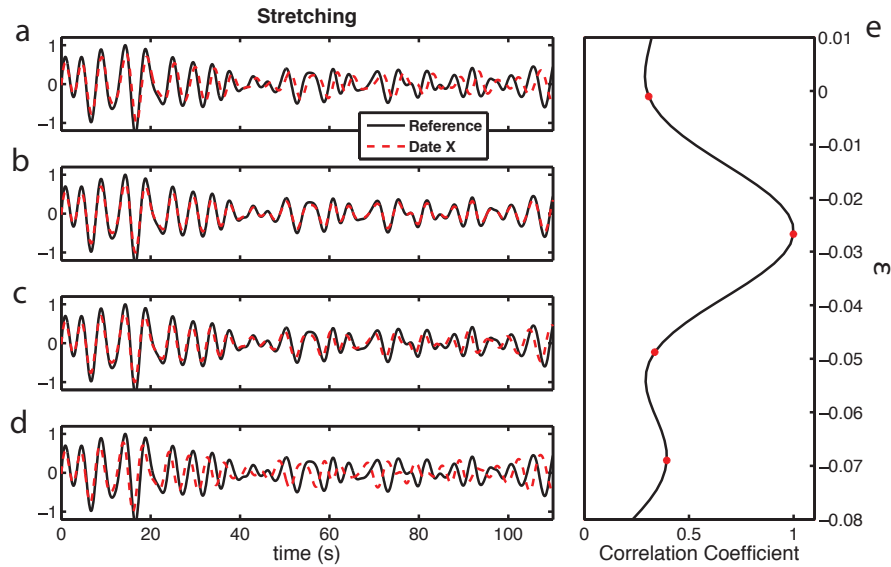


FIG 2.6 – Illustration de la méthode du stretching. (a) Superposition de la partie causale de fonctions de corrélation représentant la référence (ligne noire) et la corrélation à une date donnée (pointillés rouges). (b–d) même chose que (a) après stretching de la fonction de corrélation courante pour différents coefficients de stretching. (e) Evolution du coefficient de corrélation entre les deux formes d’onde en fonction du coefficient de stretching  $\epsilon$ . Les points rouges indiquent les valeurs correspondant aux tests des figures (a–d). La figure (e) indique une parfaite corrélation pour  $\epsilon = -0.025$  correspondant à une parfaite superposition des deux traces, visible en (b). Modifié d’après *Hadziioannou* (2011).

homogène de vitesse sismique. *Hadziioannou et al.* (2009) et *Weaver et al.* (2011) se sont intéressés à l’effet de ces différences de formes d’onde sur la mesure de  $\delta v/v$ . En particulier, *Weaver et al.* (2011) dérivent une expression de l’écart-type du coefficient de stretching apparent entre deux formes d’onde bruitées quand il n’y a pas de réelle dilatation entre les deux traces. Cette expression permet de pouvoir distinguer une variation factice due à un changement de forme d’onde d’une réelle variation de vitesse sismique dans le milieu.

### 2.2.3 Méthode des doublets

Si l’on considère une variation de vitesse homogène dans le milieu et donc un  $\delta t/t$  constant, une seule mesure de délai  $\delta t_i$  à un temps particulier  $t_i$  dans le signal, est en principe suffisante pour estimer la variation de vitesse dans le milieu ( $\delta v/v = -\delta t/t = \text{constante}$ ). Cependant, les variations de vitesse n’étant en général qu’en première approximation homogènes, et du fait des incertitudes sur la mesure de  $\delta t$ , une approche statistique est généralement

choisie et le délai  $\delta t_i$  est mesuré à différents temps  $t_i$  : la pente de  $\delta t(t)$  donne alors une estimation de la variation relative de vitesse.

Dans la méthode des doublets, chaque délai  $\delta t_i$  entre la référence et la trace courante, est mesuré dans une fenêtre temporelle centrée autour de  $t_i$ , à partir de la phase de l'interspectre des deux signaux fenêtrés (Figure 2.7). Cette technique est ainsi parfois appelée en anglais *Moving-Window Cross-Spectral Analysis*. On parle aussi de technique des doublets car elle a d'abord été proposée en utilisant la coda de séismes similaires appelés *doublets* ou *multiplets* (Poupinet et al., 1984). Brenguier et al. (2008b) l'ont ensuite utilisée sur des données de bruit ambiant. Dans chaque fenêtre, le décalage temporel  $\delta t_i$  entre la référence et la fonction de corrélation courante est supposé constant (Figure 2.7(b)). Dans ce cas, la phase  $\phi$  de l'interspectre des deux signaux dans cette fenêtre s'écrit  $\phi(f) = 2\pi \delta t_i f$ , la pente de  $\phi(f)$  permettant donc d'estimer  $\delta t_i$ <sup>5</sup>(Figure 2.7(c)). Snieder et al. (2002) mesurent également le délai dans différentes fenêtres glissantes, mais dans le domaine temporel (comme la position du maximum de la corrélation entre les deux signaux fenêtrés). Cependant, la mesure dans le domaine fréquentiel plutôt que dans le domaine temporel, permet de ne pas limiter la précision des mesures au pas d'échantillonnage.

Cette technique est basée sur la ressemblance des signaux dans chaque fenêtre à un léger décalage temporel près. En pratique, la valeur de la cohérence entre les deux signaux est donc utilisée comme critère de qualité de la mesure : les fenêtres temporelles avec une faible cohérence ne seront pas prises en compte pour l'estimation de  $\delta t/t$ . La figure 2.7 reprend les grandes étapes de cette méthode.

## 2.2.4 Comparaison des deux méthodes

Hadziioannou et al. (2009) discutent les avantages et les inconvénients de chacune des deux méthodes. Ils soulignent que la méthode des doublets n'est pas sensible à des variations d'amplitude des signaux et permet de s'affranchir des erreurs d'horloge sans traitement supplémentaire. De plus, cette technique permet de sélectionner une fenêtre temporelle dans le signal, isolant l'information de certaines ondes (i.e. certains trajets), ce qui peut être utile dans l'optique de localiser des variations de vitesse ou en cas de variation de vitesse hétérogène. D'après Hadziioannou et al. (2009), l'avantage

---

5. La technique nécessite un choix judicieux de la longueur de la fenêtre glissante : elle doit être assez courte pour que le délai puisse y être considéré comme constant mais suffisamment longue pour que la corrélation des signaux fenêtrés soit significative.



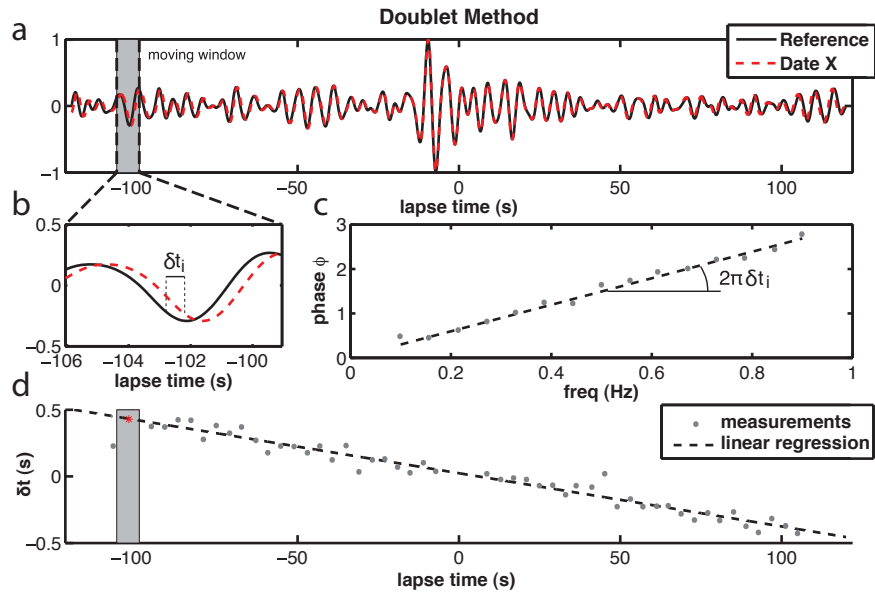


FIG 2.7 – Illustration de la méthode des doublets. (a) Exemple de fonctions de corrélation représentant la référence (ligne noire) et la corrélation à une date donnée (pointillés rouges). (b) Zoom de la figure (a) dans une fenêtre temporelle de quelques secondes vers  $-100$  s, montrant un décalage temporel  $\delta t_i$  entre les deux signaux. (c) Estimation du délai  $\delta t_i$  à partir de la phase de l'intespectre des signaux fenêtrés. (d) Estimation de  $\delta t/t$  comme la pente de la régression linéaire sur les mesures de délai dans l'ensemble des fenêtres temporelles (points gris). Modifié d'après *Hadziioannou* (2011).

principal de la méthode du stretching par rapport à la technique des doublets est sa plus grande stabilité en présence de bruit résiduel dans les fonctions de corrélations.

## Deuxième partie

### Etude des effets de source sur les corrélations de bruit



Dans le chapitre introductif, nous avons mentionné que l'influence des sources de bruit (leur distribution pour l'imagerie ou leur variabilité pour le suivi temporel) pouvait entraîner des biais dans les mesures passives. Afin d'améliorer les résultats basés sur les corrélations de bruit, un enjeu méthodologique est d'obtenir des mesures libérées de l'influence des sources de bruit. Dans ce but, deux approches sont adoptées dans cette partie : la première approche consiste à estimer l'effet des sources sur les mesures dans les corrélations afin de le corriger. C'est l'approche considérée dans le chapitre 3 où l'on propose une estimation de l'erreur sur les temps d'arrivée déduits des corrélations de bruit, due à une certaine distribution d'énergie non isotrope. Dans le chapitre suivant, nous adoptons une seconde approche, consistant à construire des fonctions de corrélation qui ne dépendent plus de la distribution des sources de bruit. C'est l'idée de la méthode  $C^3$  présentée dans le chapitre 4, qui est basée sur l'utilisation des stations d'un réseau comme sources virtuelles pour reconstruire la fonction de Green par corrélations.



# Chapitre 3

## Estimation de l'effet de la distribution de bruit sur les temps de propagation apparents dans les corrélations

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Théorie . . . . .</b>	<b>55</b>
<b>3.2</b>	<b>Tests synthétiques . . . . .</b>	<b>62</b>
<b>3.3</b>	<b>Estimation of the effect of nonisotropically distributed energy on the apparent arrival time in correlations . . . . .</b>	<b>64</b>
3.3.1	Abstract . . . . .	67
3.3.2	Introduction . . . . .	67
3.3.3	On the stability of apparent traveltime in noise correlations at the San Andreas fault, Parkfield . . .	69
3.3.4	Theoretical error on apparent traveltime caused by a nonisotropic distribution of intensity . . . . .	71
3.3.5	Estimation of the traveltime error on seismic-prospecting data . . . . .	74
3.3.6	Conclusion . . . . .	82
3.3.7	Appendix : Actual intensity distribution formulation and associated traveltime error . . . . .	83

---

Dans le cas d'un champ non isotrope, la corrélation de bruit ne converge pas parfaitement vers la fonction de Green, ce qui peut entraîner des biais

dans les mesures sur les corrélations de bruit. On se concentre dans ce chapitre sur la question de l'estimation des temps d'arrivée<sup>1</sup> : quel est l'effet d'un champ anisotrope sur les temps d'arrivée apparents dans les corrélations ? En effet, que ce soit pour l'imagerie ou le suivi temporel, l'estimation des temps de propagation (ou des variations de temps de propagation) est à la base de l'analyse et il est donc nécessaire d'avoir une mesure fiable. Par exemple, en imagerie passive, les temps d'arrivée des ondes de Rayleigh reconstruites dans les corrélations sont utilisés pour calculer les courbes de dispersion (inversées par la suite pour obtenir le profil de vitesse en profondeur  $V(z)$ ). Concernant le suivi temporel, on utilise l'évolution des temps de propagation pour étudier les variations temporelles dans le milieu. Comme mentionné dans le premier chapitre, un changement dans la distribution des sources de bruit peut causer une variation de vitesse apparente qui n'est pas représentative de l'évolution dans notre milieu. Compte tenu de l'amplitude des variations détectées, cet effet de source peut être non négligeable et doit donc être connu pour être pris en compte voire corrigé.

Plusieurs études se sont intéressées à l'estimation des biais introduits dans les corrélations par une distribution de sources imparfaite, dans un but de les corriger. Par exemple, en géophysique d'exploration, *van der Neut and Bakulin* (2009) étudient l'effet sur les amplitudes dans les corrélations d'un éclairage imparfait par les sources, et proposent une méthode pour corriger les mesures. *Tsai* (2009) et *Yao and van der Hilst* (2009) ont montré qu'une distribution de sources irrégulière ainsi que les hétérogénéités dans le milieu peuvent introduire des biais sur les temps de propagation dans les corrélations de bruit. *Roux* (2009) propose un algorithme de rotation pour « ré-aligner » les paires de stations dans la direction du bruit, afin de corriger les fonctions de corrélations de ce biais. A partir d'une étude tomographique, *Yao and van der Hilst* (2009) ont développé une méthode itérative afin de corriger les résultats de tomographie de ce biais. Nous adoptons ici une approche quelque peu différente puisque nous proposons une formulation directe de ce biais que l'on teste par la suite sur des données réelles. Nous dérivons donc une expression théorique de l'erreur sur les temps d'arrivée dans les corrélations due à une distribution d'intensité non isotrope, estimée dans la limite de récepteurs situés à grande distance.

Dans la première partie de ce chapitre, nous commençons par présenter les grandes étapes de l'étude théorique menant à l'expression de l'erreur (tirées

---

1. On parlera indifféremment de l'estimation du temps d'arrivée ou du temps de propagation ou de la vitesse.

de *Weaver et al.* (2009) se trouvant en annexe, Annexe B). Nous montrons ensuite des exemples de tests synthétiques montrant un bon accord avec la théorie. Enfin, la troisième partie reprend un article publié dans *Geophysics* (*Froment et al.*, 2010) dans lequel nous testons la théorie sur des données d'exploration géophysique et montrons que la théorie asymptotique semble décrire avec succès les délais mesurés sur des données réelles.

### 3.1 Théorie

Cette partie reprend un travail fait en collaboration avec Richard Weaver et présenté en détail dans un article (*Weaver et al.*, 2009) se trouvant en annexe (Annexe B). Nous reprenons ici les grandes lignes de cet article. L'idée de cette étude est d'exprimer l'erreur  $\delta t$  sur les temps d'arrivée dans les corrélations, due à une certaine distribution d'intensité anisotrope. On considère dans cette étude théorique (i) un milieu de propagation homogène, (ii) des sources lointaines et (iii) le cas 2D. L'erreur sur les temps des arrivées balistiques est ensuite exprimée dans l'approximation d'une grande distance entre les récepteurs. Afin de faciliter le lien avec l'étude complète (présentée en annexe), nous utilisons ici les mêmes notations et nous indiquons le numéro des équations principales dans le papier d'origine. Certaines erreurs se sont glissées dans quelques équations de l'article se trouvant en annexe, elles ont été corrigées ici.

On considère deux récepteurs comme indiqué dans la figure 3.1, le premier situé à l'origine et le second à une distance  $x$  de l'origine. Des sources ponctuelles, impulsionnelles et incohérentes  $s$  sont distribuées dans un anneau à grande distance  $R$  autour des récepteurs.  $\theta$  représente l'angle défini par rapport à la ligne connectant les récepteurs. On a :

$$\langle s \rangle = 0$$

$$\text{et } \langle s(\theta)s^*(\theta') \rangle = B(\theta)\delta(\theta - \theta'). \quad (3.1)$$

#### Corrélation des champs enregistrés aux récepteurs

On appelle  $\psi(\vec{r}, t)$  le champ ainsi créé, dont la transformée de Fourier

$$\tilde{\psi}(\vec{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(\vec{r}, t)e^{-i\omega t} dt \quad (3.2)$$



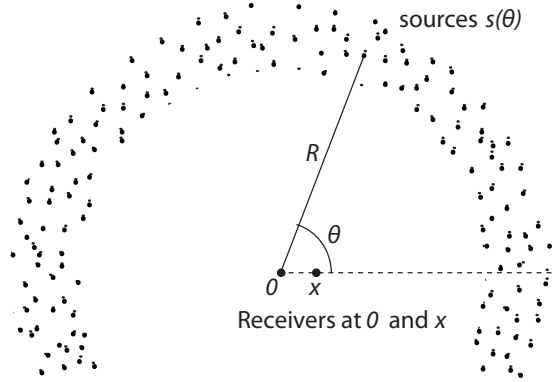


FIG 3.1 – Géométrie considérée. Des sources incohérentes et impulsionnelles sont distribuées dans un anneau, à grande distance ( $R$  grand) autour de deux récepteurs situés en  $0$  et  $x$ . La position des sources  $s$  est caractérisée par un angle  $\theta$  défini par rapport à la ligne reliant les deux récepteurs (sens anti-horaire positif).

est la superposition d'ondes cylindriques provenant de l'ensemble des sources  $s$ . En  $x$ , on écrit :

$$\tilde{\psi}(x, \omega) \simeq \int_0^{2\pi} \frac{s(\theta)}{\sqrt{Ri(\omega - i\epsilon)}} e^{i\omega(R - x\cos\theta)} d\theta. \quad (3.3)$$

A noter que :

- Les ondes cylindriques sont ici écrites pour le cas de sources situées à grande distance des récepteurs (champ lointain où  $R \gg \lambda$  et  $R - x\cos(\theta) \simeq R$ ),
- Le terme d'atténuation  $\frac{1}{\sqrt{Ri(\omega - i\epsilon)}}$  est écrit pour résoudre le problème des pôles lorsque  $\omega$  est réel ( $\omega$  devient  $\omega - i\epsilon$ )<sup>2</sup>,
- Les notations utilisées correspondent à une vitesse d'onde unité, et ce sera le cas pour l'ensemble des calculs dans cette partie.

On note  $C'_{0,x}$  la dérivée temporelle de la corrélation des champs enregistrés aux deux récepteurs :

$$\tilde{C}'_{0,x}(\omega) = i\omega \langle \tilde{\psi}(0, \omega) \tilde{\psi}^*(x, \omega) \rangle. \quad (3.4)$$

---

2. A noter que cette hypothèse n'est finalement pas nécessaire dans notre cas puisque  $R \gg 1$  et que l'on considère par la suite une bande de fréquences finie autour de  $\omega = \omega_0$  (on n'intègre jamais pour  $\omega \sim 0$ ).

D'après l'équation 3.3, on écrit :

$$\langle \tilde{\psi}^*(0, \omega) \tilde{\psi}(x, \omega) \rangle = \left\langle \frac{1}{R\sqrt{\omega^2 + \epsilon^2}} \int_0^{2\pi} s(\theta') d\theta' \int_0^{2\pi} s(\theta) e^{-i\omega x \cos\theta} d\theta \right\rangle, \quad (3.5)$$

et d'après l'équation 3.1, on obtient :

$$\langle \tilde{\psi}^*(0, \omega) \tilde{\psi}(x, \omega) \rangle = \int_0^{2\pi} \frac{B(\theta)}{R\sqrt{\omega^2 + \epsilon^2}} e^{-i\omega x \cos\theta} d\theta \quad (3.6)$$

$$\tilde{C}'_{0,x}(\omega) = i\omega \int_0^{2\pi} \frac{B(\theta)}{R\sqrt{\omega^2 + \epsilon^2}} e^{-i\omega x \cos\theta} d\theta. \quad (3.7)$$

On repasse en domaine temporel. Afin de garder les mêmes notations que dans *Weaver et al.* (2009), on introduit un facteur d'échelle  $-\frac{R}{4\pi}$  qui est utilisé dans la publication pour simplifier certaines expressions. On écrit donc :

$$C'_{0,x}(\tau) = -\frac{R}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{C}'_{0,x}(\omega) e^{i\omega\tau} d\omega \quad (3.8)$$

$$C'_{0,x}(\tau) = -\frac{R}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ i\omega \int_0^{2\pi} \frac{B(\theta)}{R\sqrt{\omega^2 + \epsilon^2}} e^{-i\omega x \cos\theta} d\theta \right] e^{i\omega\tau} d\omega \quad (3.9)$$

Pour  $\epsilon \rightarrow 0$ , on peut écrire :

$$C'_{0,x}(\tau) = -\frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{2\pi} B(\theta) i \operatorname{sgn}(\omega) e^{-i\omega x \cos\theta} e^{i\omega\tau} d\omega d\theta, \quad (3.10)$$

(Eq. 6 dans *Weaver et al.* (2009))

le facteur  $\operatorname{sgn}(\omega)$  venant de  $\lim_{\epsilon \rightarrow 0^+} \left( \frac{\omega}{\sqrt{\epsilon^2 + \omega^2}} \right)$ .

### Corrélation dans une bande de fréquence finie

En pratique, les résultats des corrélations ont une bande de fréquence finie. Dans ce cas, la dérivée temporelle de la corrélation devient :

$$C'_{0,x}(\tau) = -\frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{2\pi} B(\theta) i \operatorname{sgn}(\omega) e^{-i\omega x \cos\theta} e^{i\omega\tau} |\tilde{a}(\omega)|^2 d\omega d\theta \quad (3.11)$$

(Eq. 13 dans *Weaver et al.* (2009))

avec  $|a|^2$  la densité spectrale de puissance du bruit, supposée ici indépendante de  $\theta$ . Dans la suite, on considérera un spectre gaussien centré sur  $\pm\omega_0$ . On écrit :

$$|\tilde{a}(\omega)|^2 = \tilde{A}(\omega - \omega_0) + \tilde{A}(\omega + \omega_0), \quad (3.12)$$

avec  $\tilde{A}$  de la forme ( $\omega - \omega_0 = \varpi$ ) :

$$\tilde{A}(\varpi) = e^{-\varpi^2 T^2}. \quad (3.13)$$

Dans le domaine fréquentiel, l'équation 3.11 s'écrit (à un facteur d'amplitude près) :

$$\tilde{C}'_{0,x}(\omega) \sim \int_0^{2\pi} B(\theta) i \operatorname{sgn}(\omega) e^{-i\omega x \cos\theta} |\tilde{a}(\omega)|^2 d\theta. \quad (3.14)$$

### Distribution d'intensité $B(\theta)$

On considère une distribution d'intensité « lisse » en écrivant  $B(\theta)$  sous la forme d'une série de Fourier :

$$B(\theta) = B_0 + B_1 \cos \theta + B_2 \cos 2\theta + \dots. \quad (3.15)$$

Par symétrie, seuls des termes en cosinus sont utilisés puisque les contributions des angles  $\theta$  positifs et négatifs ne sont pas distinguables dans la corrélation (voir Figure 3.2). Toute distribution peut donc être écrite sous la forme d'une distribution symétrique.

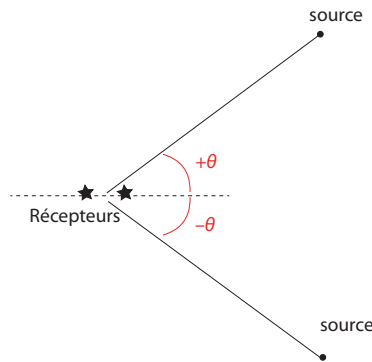


FIG 3.2 – Des sources situées en  $+\theta$  ou  $-\theta$  par rapport à la ligne des récepteurs ont le même effet sur les temps d'arrivée dans la corrélation entre les deux récepteurs. C'est pourquoi nous disons que les contributions des angles  $\theta$  positifs et négatifs ne sont pas distinguables.

### Approximation de récepteurs éloignés ( $\omega x \gg 1$ )

On se place maintenant dans le cas où la distance entre récepteurs est grande (relativement à la longueur d'onde considérée). Pour rappel, compte tenu de nos notations (vitesse unité), cette approximation revient à considérer le cas  $\omega x \gg 1$ . *Weaver et al.* (2009) ont montré que dans le cas asymptotique parfait ( $\omega x \rightarrow \infty$ ), l'anisotropie du champ n'affecte pas l'estimation du temps de trajet. On considère ici le cas d'une distance finie entre récepteurs.

Autour du temps d'arrivée, le comportement asymptotique  $\omega x \gg 1$  est dominé par  $\theta$  proche de 0. En effet, le cas  $\omega x \gg 1$  revient à considérer l'approximation haute fréquence pour laquelle les contributions cohérentes proviennent de sources situées dans l'alignement des récepteurs (i.e., la taille de la zone de cohérence diminue quand la fréquence augmente). Autrement dit, dans notre cas seules les sources dans la zone autour de  $\theta = 0$  contribuent. On développe donc l'expression de  $\tilde{C}'_{0,x}(\omega)$  (Equation 3.14) autour de  $\theta = 0$  :

$$\begin{aligned} \tilde{C}'_{0,x}(\omega) &\sim \int_0^{2\pi} \left\{ B(0) + \frac{1}{2} B''(0) \theta^2 \right\} \\ &\quad \times i \operatorname{sgn}(\omega) e^{i\omega x \frac{\theta^2}{2}} \left( 1 - i\omega x \frac{\theta^4}{24} \right) e^{-i\omega x} |\tilde{a}(\omega)|^2 d\theta \quad (3.16) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\sim \int_0^{2\pi} \left\{ B(0) + \frac{1}{2} B''(0) \theta^2 - B(0) i\omega x \frac{\theta^4}{24} \right\} \\ &\quad \times i \operatorname{sgn}(\omega) e^{i\omega x \frac{\theta^2}{2}} e^{-i\omega x} |\tilde{a}(\omega)|^2 d\theta. \quad (3.17) \end{aligned}$$

En intégrant sur  $\theta$ , on obtient :

$$\begin{aligned} \tilde{C}'_{0,x}(\omega) &\sim \frac{1}{2} \left\{ B(0) \sqrt{\frac{2\pi}{-i\omega x}} + \frac{1}{4} B''(0) \sqrt{\frac{8\pi}{(-i\omega x)^3}} - B(0) \frac{i\omega x}{24} \frac{3}{4} \sqrt{\frac{32\pi}{(-i\omega x)^5}} \right\} \\ &\quad \times i \operatorname{sgn}(\omega) e^{-i\omega x} |\tilde{a}(\omega)|^2. \quad (3.18) \end{aligned}$$

(Eq. 35 dans *Weaver et al.* (2009))

Remarques :

- le terme  $B'$  n'apparaît pas dans le développement puisqu'il correspond à une série de Fourier en  $\sin \theta$  qui s'annule donc en  $\theta = 0$ .
- En développant autour de  $\theta = 0$ , nous nous concentrons ici sur les temps de corrélation positifs. Cependant le calcul équivalent peut-être fait pour les temps négatifs avec  $\theta = 180^\circ$ .

### Comparaison au cas isotrope et estimation de l'erreur

L'erreur  $\delta t$  sur le temps de propagation due à  $B(\theta)$  est ensuite estimée en comparant au cas isotrope idéal ( $B(\theta) \equiv 1$ ). Pour cela, on calcule la corrélation entre  $\tilde{C}'_{B \neq 1}(\omega)$  et  $\tilde{C}'_{B \equiv 1}(\omega)$  qui sera maximum en  $\delta t$ . Au décalage  $\Delta$ , cette corrélation s'écrit :

$$X(\Delta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{C}'_{B \equiv 1}(\omega) \tilde{C}'_{B \neq 1}(\omega) e^{i\omega\Delta} d\omega \quad (3.19)$$

On a :

$$\tilde{C}'_{B \equiv 1}(\omega) = \frac{1}{2} \left\{ \sqrt{\frac{2\pi}{-i\omega x}} - \frac{i\omega x}{24} \frac{3}{4} \sqrt{\frac{32\pi}{(-i\omega x)^5}} \right\} \times i \operatorname{sgn}(\omega) e^{-i\omega x} |\tilde{a}(\omega)|^2 \quad (3.20)$$

$$\tilde{C}'_{B \neq 1}(\omega) = \frac{B(0)}{2} \left\{ \sqrt{\frac{2\pi}{i\omega x}} + \frac{B''(0)}{4B(0)} \sqrt{\frac{8\pi}{(i\omega x)^3}} + \frac{i\omega x}{24} \frac{3}{4} \sqrt{\frac{32\pi}{(i\omega x)^5}} \right\} \times (-i) \operatorname{sgn}(\omega) e^{i\omega x} |\tilde{a}(\omega)|^2 \quad (3.21)$$

On développe donc l'expression de la corrélation :

$$X(\Delta) = \frac{B(0)}{4} \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \sqrt{\frac{2\pi}{i\omega x}} + \frac{B''(0)}{4B(0)} \sqrt{\frac{8\pi}{(i\omega x)^3}} + \frac{i\omega x}{24} \frac{3}{4} \sqrt{\frac{32\pi}{(i\omega x)^5}} \right\} \times \left\{ \sqrt{\frac{2\pi}{-i\omega x}} - \frac{i\omega x}{24} \frac{3}{4} \sqrt{\frac{32\pi}{(-i\omega x)^5}} \right\} |\tilde{a}(\omega)|^4 e^{i\omega\Delta} d\omega. \quad (3.22)$$

$$X(\Delta) = \frac{B(0)}{4} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{2\pi}{|\omega|x} \left\{ 1 + \frac{B''(0)}{2B(0)} \frac{1}{(i\omega x)} + \frac{1}{(8i\omega x)} \right\} \times \left\{ 1 - \frac{1}{(8i\omega x)} \right\} |\tilde{a}(\omega)|^4 e^{i\omega\Delta} d\omega. \quad (3.23)$$

En utilisant l'hypothèse que  $\frac{1}{\omega x}$  est petit, on écrit (on ne garde que les termes du premier ordre) :

$$X(\Delta) = \frac{B(0)}{4} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{2\pi}{|\omega|x} \left\{ 1 + \frac{B''(0)}{2B(0)} \frac{1}{(i\omega x)} + \dots \right\} |\tilde{a}(\omega)|^4 e^{i\omega\Delta} d\omega. \quad (3.24)$$

(Eq. 36 dans *Weaver et al.* (2009))

En développant cette expression pour de petites valeurs de  $\Delta$  ( $e^{i\omega\Delta} \approx 1 + i\omega\Delta - \frac{1}{2}\Delta^2\omega^2$ ) on trouve un maximum (i.e.  $\partial X/\partial\Delta = 0$ ) en :

$$\Delta = \delta t = \frac{B''(0)}{2x B(0)} \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{|\omega|} |\tilde{a}(\omega)|^4 d\omega}{\int_{-\infty}^{+\infty} |\omega| |\tilde{a}(\omega)|^4 d\omega} \quad (3.25)$$

Compte tenu de la forme du spectre considérée (gaussienne centrée sur  $\omega_0$ ), on écrit :

$$\delta t \sim \frac{B''(0)}{2x \omega_0^2 B(0)}. \quad (3.26)$$

(Eq. 37 dans *Weaver et al.* (2009))

avec  $\omega_0$  la fréquence angulaire centrale de  $\tilde{C}'_{0,x}(\omega)$ .

### Interprétation physique de $\delta t$

En considérant une vitesse  $c$  telle que  $x = ct$ , ainsi que les temps négatifs de la corrélation, on écrit finalement :

$$\delta t \sim \frac{B''(0)}{2t \omega_0^2 B(0)} \quad \text{pour les temps de corrélation positifs,} \quad (3.27a)$$

$$\delta t \sim \frac{B''(180)}{2t \omega_0^2 B(180)} \quad \text{pour les temps de corrélation négatifs,} \quad (3.27b)$$

où les angles sont exprimés en degrés. Une erreur positive signifie une arrivée apparente plus tôt (de  $\delta t$ ) que le vrai temps d'arrivée.

L'équation 3.27 suggère que l'erreur  $\delta t$  due à une distribution d'intensité anisotrope, diminue pour les hautes fréquences et des récepteurs à grande distance, ce qui est cohérent avec les conclusions de *Tsai* (2009) et *Yao and van der Hilst* (2009). De plus, cette expression donne une erreur proportionnelle à la valeur de la dérivée seconde de la fonction intensité  $B$  dans l'alignement des récepteurs ( $\theta = 0^\circ$  pour les temps de corrélation positifs). Utilisons le théorème de la phase stationnaire pour comprendre intuitivement le rôle de

$B''$ . Certaines études (e.g. Roux et al., 2005b; Snieder, 2004) utilisent le théorème de la phase stationnaire pour expliquer la reconstruction de la fonction de Green dans les fonctions de corrélations dans le cas d'un milieu homogène : seules les sources se trouvant dans l'alignement des récepteurs contribuent à la reconstruction. On appelle *end-fire lobes* ou zone de cohérence la région dans laquelle se situent ces sources cohérentes. L'ouverture de cette zone dépend de la racine carrée du rapport entre la longueur d'onde considérée et la distance entre récepteurs. Autrement dit, plus haute sera la fréquence, plus étroite sera la zone de cohérence (Roux et al., 2004; Spetzler and Snieder, 2004; Larose, 2005) (voir Figure 3.3). Par conséquent, dans le cas asymptotique considéré, les contributions cohérentes proviennent d'une région définie par  $\theta \approx 0$  (pour les temps positifs). Cependant, comme mentionné précédemment, nous considérons ici le cas d'une distance finie entre récepteurs, où l'intensité autour de  $\theta = 0^\circ$  peut s'écrire  $B(\theta)_{\theta \rightarrow 0} = B(0) + \frac{1}{2}B''(0)\theta^2$ , introduisant un terme d'ordre supérieur (la symétrie entraîne  $B'(0) = 0$ ). Ce terme reflétant la différence avec le cas asymptotique parfait (pour lequel  $\delta t = 0$ ), on peut comprendre intuitivement qu'il contrôle l'erreur  $\delta t$ . Par souci de clarté, nous avons discuté seulement le cas des temps positifs, l'argument étant similaire pour les temps négatifs.

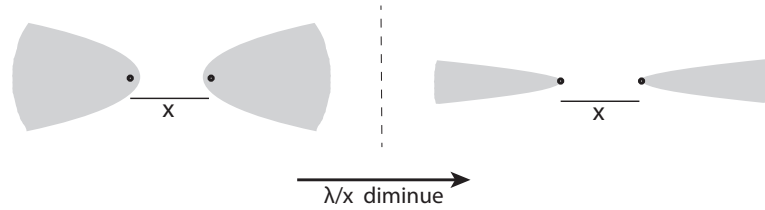


FIG 3.3 – Représentation schématique de la taille de la zone de cohérence (zone grisée) en fonction du rapport entre la longueur d'onde  $\lambda$  et la distance  $x$  entre les récepteurs (points noirs).

## 3.2 Tests synthétiques

Dans cette partie, nous comparons la théorie que l'on vient de détailler, à des résultats d'expériences synthétiques dans un milieu supposé homogène. Nous considérons une distance  $x = 1$ , et un spectre gaussien (voir Equations 3.12 et 3.13) pour lequel  $T = x/4 = 1/4$  et  $\omega_0 = \omega_0 x = 12$  (ce qui correspond à une distance entre les récepteurs de l'ordre de deux longueurs d'onde)<sup>3</sup>. Ces

3. Pour faciliter la lecture avec les équations de la première partie, on prend ici les mêmes notations (i.e., pour une vitesse unité).

valeurs ont été choisies car elles sont représentatives des données de prospection utilisées dans la partie suivante. La partie causale de chaque signal de corrélation ( $C'_{0,x}(\tau)$ ) obtenu pour un  $B(\theta)$  donné est corrélée avec la fonction de Green (dans une bande de fréquence finie) que l'on obtient en prenant  $B(\theta) = 1$ . Le décalage temporel mesuré entre les deux traces est alors considéré comme l'erreur sur les temps d'arrivée et comparé à la prédiction étudiée dans la partie précédente.

La figure 3.4 montre les résultats obtenus pour une distribution d'intensité de la forme  $B(\theta) = 1 + B_1 \cos(\theta)$  avec des valeurs de  $B_1$  variant de  $-1$  à  $+1$ . Excepté la singularité en  $B_1 = -1$ , la théorie prédit très bien les décalages temporels. Les figures 3.5 et 3.6 sont similaires à la figure 3.4 mais pour des distributions d'intensité un peu plus accentuées.

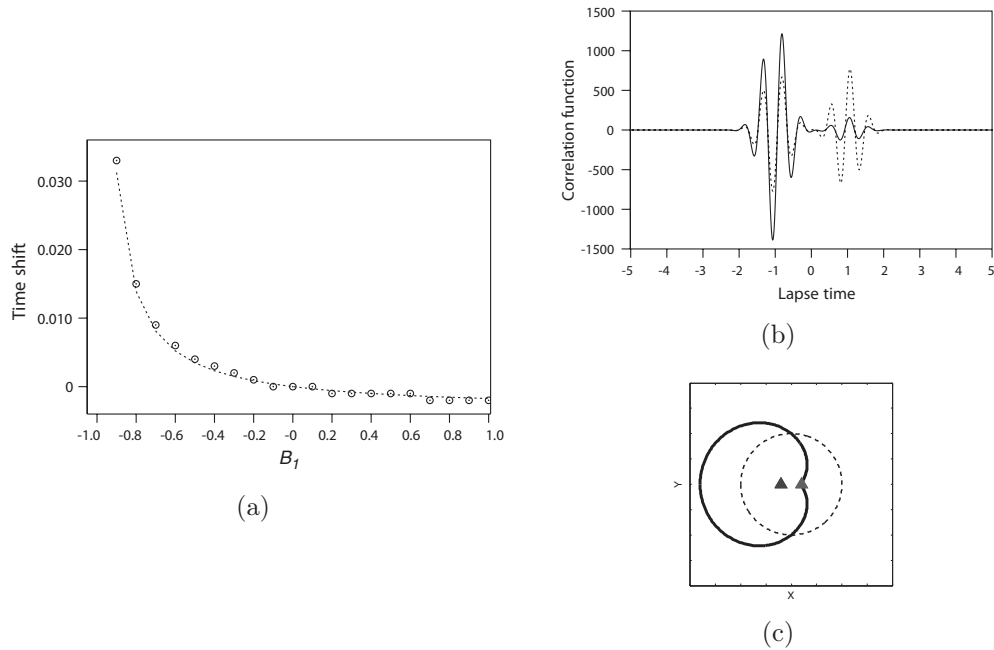


FIG 3.4 – (a) Décalages temporels prédits par la théorie (ligne en pointillés) et obtenus par corrélation à la fonction de Green (cercles) pour des distributions d'intensité de la forme  $B(\theta) = 1 + B_1 \cos(\theta)$ ,  $B_1$  variant entre  $-1$  et  $+1$ . (b) Fonctions de corrélation obtenues par l'équation 3.11 avec  $B(\theta) = 1 - 0.8 \cos(\theta)$  (ligne continue) et  $B(\theta) = 1$  (ligne en pointillés), cette dernière représentant la fonction de Green (dans une bande de fréquence finie). (c) Formes des distributions,  $B(\theta) = 1 - 0.8 \cos(\theta)$  (ligne continue) et  $B(\theta) = 1$  (ligne en pointillés).

Ces résultats montrent que dans le cas d'une distribution d'intensité rela-



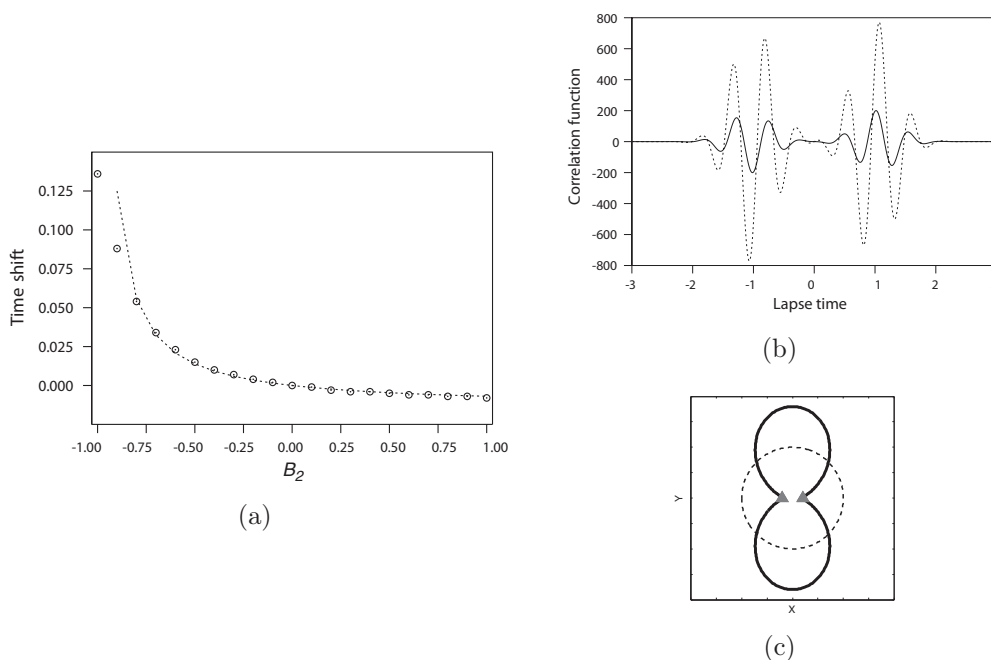


FIG 3.5 – similaire à la figure 3.4 pour une distribution d'intensité de la forme  $B(\theta) = 1 + B_2 \cos(2\theta)$  en fonction de  $B_2$ . La ligne continue dans (b) et (c) correspond au cas  $B_2 = -0.8$ .

tivement lisse, l'expression théorique 3.26 donne une bonne estimation des décalages temporels dus à une distribution d'intensité non isotrope et ce, malgré des valeurs correspondant à une distance entre récepteurs de seulement deux longueurs d'onde.

### 3.3 Estimation of the effect of nonisotropically distributed energy on the apparent arrival time in correlations

La partie précédente a montré que la théorie proposée par *Weaver et al.* (2009) prédisait avec succès les décalages de temps dus à un champ anisotrope sur des tests purement synthétiques. Mais, la théorie permet-elle de prédire les délais dans les mesures sur les données réelles? Et ce, malgré les hypothèses simplificatrices considérées dans la théorie?

Dans cette problématique, l'article suivant présente des tests effectués sur des données de prospection géophysique. Nous utilisons des données fournies

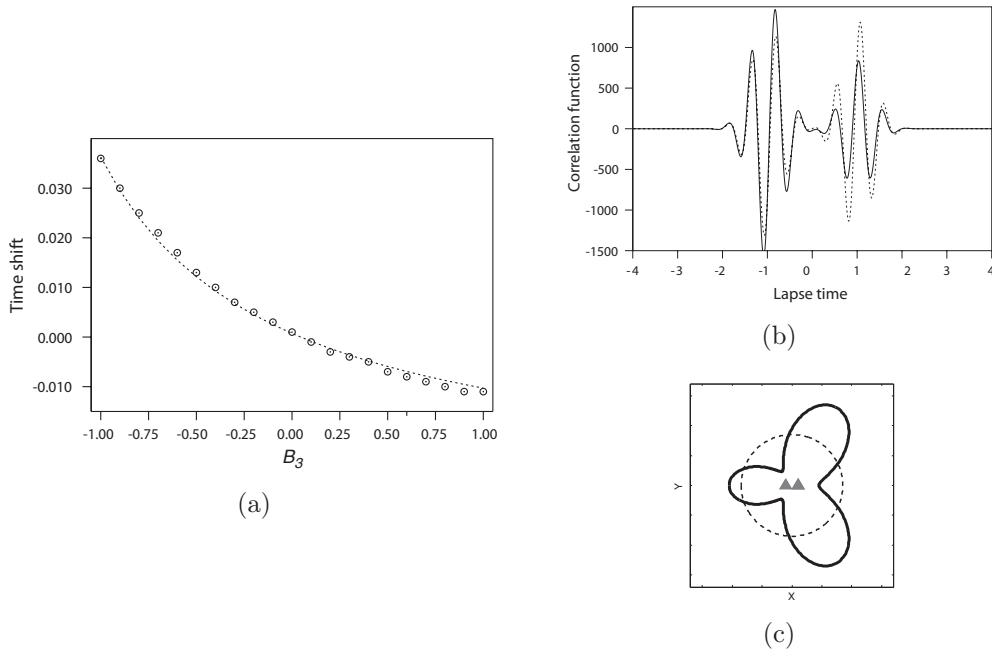


FIG 3.6 – similaire aux figures 3.4 et 3.5 pour une distribution d'intensité de la forme  $B(\theta) = 1.7 + 0.4 \cos(\theta) - 0.2 \cos(2\theta) + B_3 \cos(3\theta)$  en fonction de  $B_3$ . La ligne continue dans (b) et (c) correspond au cas  $B_3 = -1$ .

par Shell provenant d'une étude réalisée par *Petroleum Development Oman* (PDO) dans la région de Qarn Alam, au nord de l'Oman. Ces données ont été acquises dans une zone d'un kilomètre carré, couverte par 1600 géophones espacés de 25 m. 1600 sources ont été placées selon une grille similaire décalée de 12,5 m dans les deux directions par rapport à la grille des récepteurs (voir Figure 3.7).

L'idée est ici d'utiliser ces données actives comme des enregistrements de bruit avec l'avantage de pouvoir contrôler la distribution de sources. Il est donc possible de faire des mesures des retards sur les temps de propagation des ondes balistiques dus à une certaine distribution de sources (que l'on connaît parfaitement), que l'on peut ensuite comparer à la théorie.

Les résultats montrent un très bon accord entre la théorie et les mesures. Cette expression théorique permet donc de quantifier les effets d'un champ anisotrope en estimant le biais sur les mesures de vitesse dans les corrélations. Dans le cas d'un milieu hétérogène entre les sources et les récepteurs (le cas pour ces données), l'anisotropie du champ est en partie due à la propagation

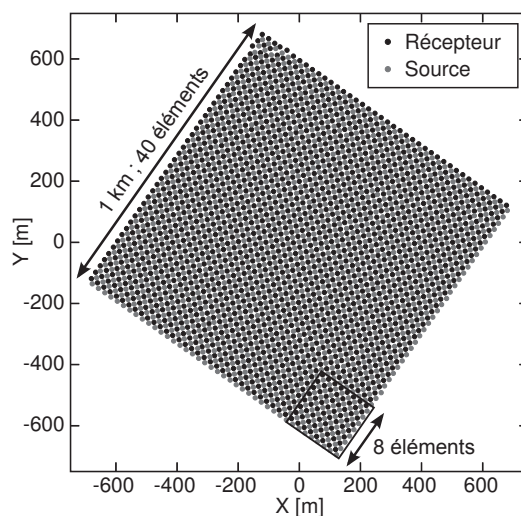


FIG 3.7 – Réseau utilisé couvrant une zone de  $1 \text{ km}^2$ . La grille des 1600 sources est décalée d'une demi cellule (12,5 m) dans les deux directions par rapport à la grille des 1600 récepteurs. Source : Gouédard (2008).

au sein du milieu. Des effets de propagation viennent donc s'ajouter aux effets de sources. Dans ce papier, nous distinguons les deux effets et montrons que, dans notre cas, l'effet des hétérogénéités du milieu n'est pas négligeable par rapport à l'effet de la distribution des sources.

Nous observons des biais ( $\delta t/t$ ) de l'ordre du pourcent. Ces valeurs doivent être considérées selon le domaine d'application : en tomographie, ces valeurs sont de l'ordre de grandeur des incertitudes liées aux méthodes d'inversion et n'ont donc que peu d'effet (Yao and van der Hilst, 2009). Par contre, l'amplitude des variations de vitesse détectées dans certaines applications de suivi temporel est beaucoup plus faible. Dans ce cas, il est nécessaire de s'affranchir de ces effets. Dans cette optique, nous montrons dans la dernière partie de ce papier, l'intérêt des ondes de la coda puisque les erreurs dues à la distribution de sources sont largement atténuées dans les mesures issues des corrélations d'ondes de la coda.

Bérénice Froment, Michel Campillo, Philippe Roux, Pierre Gouédard, Arie Verdel et Richard L. Weaver

Article publi e dans *Geophysics* (2010)

---

### 3.3.1 Abstract

Correlations of random seismic noise are now widely used to retrieve the Green's function between two points. Whereas this technique provides useful results in tomography and monitoring studies, it is mainly limited by an uneven distribution of noise sources. In that case, theoretical requirements are not completely fulfilled and we may wonder how reliable the reconstructed signals are, in particular for the purpose of estimating traveltime from correlations. This study finds a way to quantify effects of a nonisotropic noise field by estimating the arrival-time error resulting from a particular nonisotropic distribution of recorded wave intensity. Our study is based on a theoretical prediction of this bias and we successfully test the theory by comparing the theoretical expectation to real measurements from seismic-prospecting data. In particular, we distinguish between the effects of source distribution and the effects of medium heterogeneity between the sources and the region of receivers. We find relative errors in the order of a percent which may affect monitoring results, especially where smaller relative velocity variations (smaller than  $10^{-3}$  for some applications) are investigated. Finally, we see that correlation of coda waves helps mitigate the effects of a nonisotropic field, hence making the estimation of traveltime quite stable irrespective of the source distribution.

### 3.3.2 Introduction

The Green's function of a medium between two points A and B represents the signal recorded at B if we would apply an impulse source at A; therefore, the Green's function between any two given points A and B corresponds to the earth response between them. It has been demonstrated that with the crosscorrelation of random seismic wavefields, it is possible to retrieve the Green's function between two points.

Two acoustic experiments have initially demonstrated the possibility to reconstruct the Green's function by correlating diffuse wavefields (*Lobkis and*

Weaver, 2001; Weaver and Lobkis, 2001). Afterward, different theoretical approaches have formalized the link between correlation of random diffuse fields and Green's function retrieval (Lobkis and Weaver, 2001; Weaver and Lobkis, 2001; Derode *et al.*, 2003a,b; van Tiggelen, 2003; Snieder, 2004; Wapenaar, 2004; Roux *et al.*, 2005b). The crosscorrelation technique has been used successfully in many applications in helioseismology (Duvall *et al.*, 1993; Giles *et al.*, 1997), acoustics (Lobkis and Weaver, 2001; Weaver and Lobkis, 2001; Larose *et al.*, 2004), oceanography (Roux *et al.*, 2004; Sabra *et al.*, 2005c), active seismic experiments (Bakulin and Calvert, 2006; Mehta *et al.*, 2007), and seismology with the correlation of seismic coda (Campillo and Paul, 2003) or seismic noise (Shapiro and Campillo, 2004).

In seismology, it has been demonstrated that the correlation converges toward the Green's function as long as the different components of the elastic field follow the equipartition condition (Sánchez-Sesma *et al.*, 2006, 2008). Practically, this corresponds to a self-averaging process provided by randomization of the noise sources when considering long time series as well as scattering (Campillo, 2006; Larose *et al.*, 2006; Gouédard *et al.*, 2008a).

Even though correlations of seismic noise have provided useful information in tomographic imaging (Shapiro *et al.* (2005); Sabra *et al.* (2005b) and recently Draganov *et al.* (2009) in which body-wave reflections are retrieved) and monitoring studies (Sens-Schönfelder and Wegler, 2006; Wegler and Sens-Schönfelder, 2007; Brenguier *et al.*, 2008a,b), the seismic noise is usually not perfectly diffuse and the conditions of the theory are not completely fulfilled. In that case, we may wonder how reliable the signals reconstructed by the correlation are, especially for the purpose of estimating traveltimes, i.e., how a nonisotropic distribution of sources affects the traveltime estimated from these noise correlations.

Tomographic studies based on noise correlations use the traveltime of reconstructed Rayleigh waves to compute surface-wave dispersion curves. Therefore, errors in traveltime lead to errors in tomographic results. Concerning monitoring studies, the evolution of traveltimes gives information about changes in the medium. But a change of noise sources may imply a change in traveltimes estimated from correlations, which is not representative to a physical variation of the medium. Recent studies based on noise-based monitoring have detected relative temporal changes of velocity smaller than  $10^{-3}$  (Brenguier *et al.*, 2008a,b) and further work is done to improve the accuracy of noise-based measurements. Considering such tiny variations, the influence of source distribution might be significant and should be quantified to correct

it from measurements.

Previous studies have examined bias caused by nonisotropic source distribution in correlations. In an exploration application, *van der Neut and Bakulin* (2009) study the amplitude distortions in correlations caused by an imperfect source illumination and propose a method to correct results from this bias. *Tsai* (2009) and *Yao and van der Hilst* (2009) show that an uneven distribution of source intensity and medium heterogeneities can produce traveltime bias in noise-based measurements. From a tomographic point of view, *Yao and van der Hilst* (2009) develop an iterative procedure to correct tomographic results for this bias. We adopt a somewhat different approach as we consider the forward problem and focus on the study of a direct formulation of this bias. In the next section, we illustrate the variability of apparent traveltime in correlations through results of a passive seismic noise study in the Parkfield area, California. Then we present a theoretical expression for the error in arrival time resulting from a particular nonisotropic distribution of noise sources. In the last section, we compare the theoretical prediction to the real measurements on seismic prospecting data. In particular, we examine the effects of wave propagation in a heterogeneous medium surrounding the receivers and we discuss the advantages to correlate coda waves to mitigate effects of nonisotropy.

### 3.3.3 On the stability of apparent traveltime in noise correlations at the San Andreas fault, Parkfield

Between July 2001 and October 2002, 30 broadband stations located in an 11-km square recorded continuous seismic noise in the Parkfield area, California. Plane-wave beamforming is performed in the 0.1–0.2-Hz frequency band to determine the direction of the seismic noise received by the Parkfield network. Figure 3.8 presents results of this beamforming analysis done on the entire network. In particular, Figure 3.8(b) shows that the noise field is very directive, with a direction of about  $55^\circ$  (North is  $0^\circ$ , positive rotation is clockwise). This direction is consistent with a noise origin in the Pacific Ocean (*Sabra et al.*, 2005a; *Stehly et al.*, 2006). Figure 3.8(a) shows the evolution of the beamformer outputs for 1-hour data segments over 31 consecutive Julian days (JD). This figure indicates daily fluctuations, confirming that the seismic noise direction is highly time-dependent.

Consider two particular days (JD18 and JD22) for which the difference in noise direction is about  $20^\circ$  (see Figure 3.8(a)). How does this azimuthal

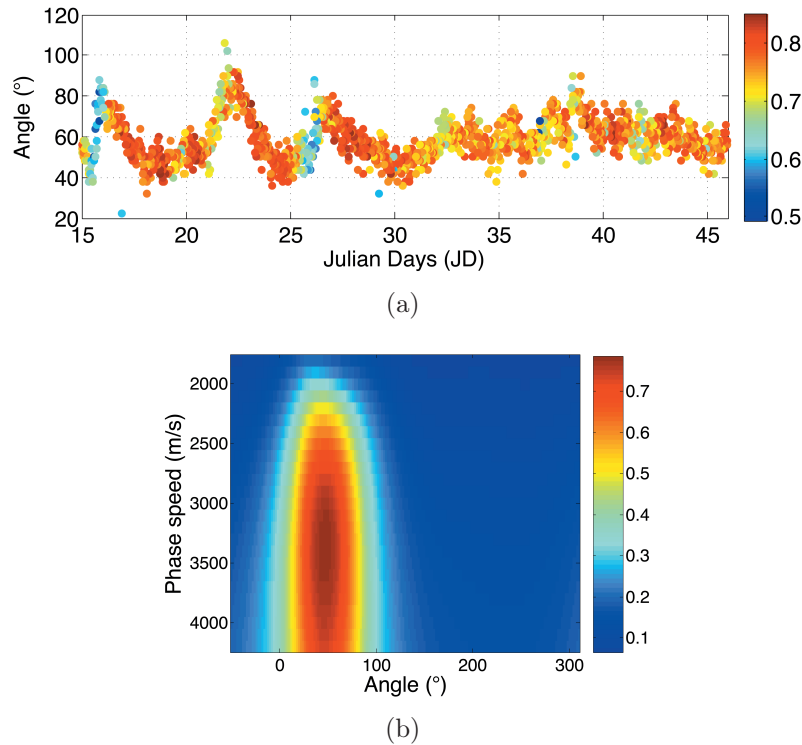


FIG 3.8 – (a) Results of plane-wave beamforming on the Parkfield network showing the variation of seismic noise direction between 0.1 and 0.2 Hz for 31 consecutive days. Direction is represented by angle in degree (North is  $0^\circ$ , positive rotation is clockwise). The color scale corresponds to the maximum values of the beamformer, 1 corresponding to a perfect match between the data and the planewave model. (b) Angular distribution of speed of incoming noise on Parkfield network for one day (North is  $0^\circ$ , positive rotation is clockwise). The color scale corresponds to the agreement between the data and the plane-wave model (1 corresponding to a perfect match). The angular spot width matches the expected angular diffraction spot size of the network.

difference affect the traveltimes in noise correlations? We compute the 1-day averaged noise correlation function for two receiver pairs. The first pair (stations 8–27) is mostly aligned with the noise direction. By contrast, the second pair orientation (stations 13–30) is nearly orthogonal to the direction of energy flux (see Figure 3.9(a)). Figure 3.9(b) and 3.9(c) shows results of the two daily correlations of interest (JD18 and JD22) for both station pairs. Whereas the time shift caused by the variation in noise direction is negligible for the pair of stations 8–27, the effect on the 13–30 receiver pair is significant because there is a relative time shift of about 30% for this case of extreme directive noise.

This particular extreme example shows that variability of apparent travel-time in correlations caused by changes of a nonisotropic noise field may be significant. To get correct traveltime values, we must be able to quantify the effects of nonisotropy on traveltime estimates.

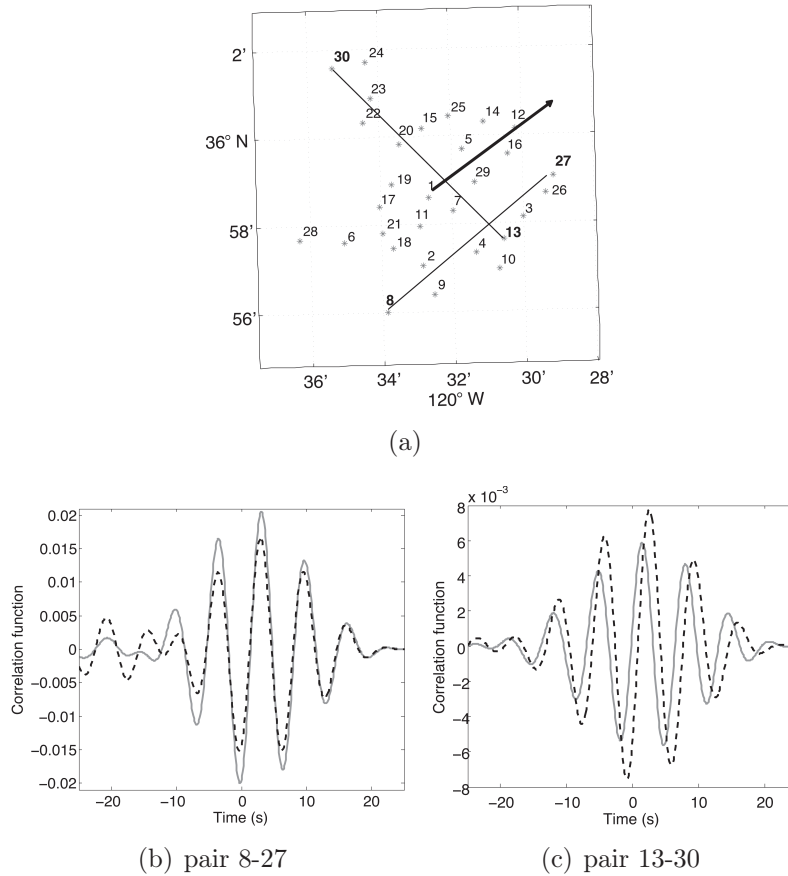


FIG 3.9 – (a) Station map of the Parkfield Network. The black arrow shows the average seismic noise direction ( $\sim 55^\circ$ ), indicating that the noise is coming from the Pacific Ocean. Station pairs of interest are indicated by black lines. (b and c) 1-day averaged correlation function for two particular days, JD18 (gray line) and JD22 (black dashed line). Two different pairs are considered: The pair (b) 8–27 mostly aligned with the noise direction and, contrariwise, the pair (c) 13–30 perpendicular to the noise direction.

### 3.3.4 Theoretical error on apparent traveltime caused by a nonisotropic distribution of intensity

*Weaver et al.* (2009) derive a theoretical expression of the error in apparent arrival time in correlations caused by a nonisotropic specific distribution of



intensity. They consider (1) sources in far-field, (2) the ballistic case, and (3) a homogeneous medium. The error is then evaluated in an asymptotic limit of large receiver-receiver separation. Results presented in this section correspond to this work.

*Weaver et al.* (2009) first show that in a fully asymptotic limit, in which the two receivers are separated by a long distance compared to a wavelength ( $x/\lambda \rightarrow \infty$ ), nonisotropy does not impair estimation of traveltime. However, they go further by investigating the effects of smooth but nonisotropic intensity on traveltime estimates, at finite receiver separation (away from the full asymptotic limit).

We select two receivers, at positions  $-x/2$  and  $x/2$  around the origin (see Figure 3.10). We consider incoherent impulsive sources over an annular region, at large distances from the receivers. Because attention is confined to the 2D case, the field at the receivers may be viewed as a superposition of plane waves.

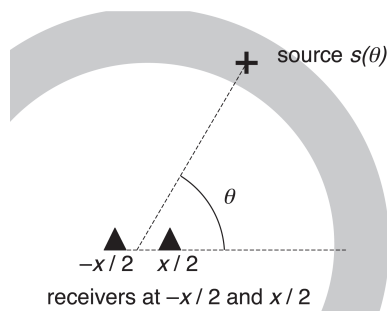


FIG 3.10 – Geometry considered. Two receivers at the center of the network are separated by a distance  $x$ . Sources are located in an annular region of large radius (compared to the wavelength of interest) centered on receivers. Each source  $s$  is located by an angle  $\theta$  defined relative to the line connecting the receivers (positive rotation is counterclockwise).

We consider the case in which the recorded wavefield intensity distribution corresponds to the source intensity distribution, which is controlled by an angular source weighting  $B(\theta)$  ( $\theta$  is defined relative to the strike line connecting the receivers, see Figure 3.10). We consider smooth distributions by writing  $B$  as a Fourier series:

$$B(\theta) = B_0 + B_1 \cos(\theta) + B_2 \cos(2\theta) + B_3 \cos(3\theta) + \dots \quad (3.28)$$

Only cosines are used, by symmetry, because the receiver correlation does not distinguish between positive and negative  $\theta$ . This means that any distri-

bution may be written as a symmetric distribution.

Considering that the time derivative of field correlation between both receivers ( $C'_x = \frac{d}{dt}C_x(t)$ ) converges to the Green's function (*Gouédard et al.*, 2008a),  $C'_x$  gives an estimate of the traveltime  $t$  between the two points. The predicted error in this apparent traveltime, caused by nonisotropy, is then (*Weaver et al.*, 2009)

$$\delta t \sim \frac{B''(0)}{2t\omega_0^2 B(0)} \quad \text{for positive correlation time,} \quad (3.29a)$$

$$\delta t \sim \frac{B''(180)}{2t\omega_0^2 B(180)} \quad \text{for negative correlation time,} \quad (3.29b)$$

where  $\omega_0$  is the central angular frequency of the correlation waveform and angles are expressed in degrees. A positive error means an apparent arrival time earlier than the true arrival time by an amount of  $\delta t$ .

Equation 3.29 suggests that the error in apparent traveltime caused by a nonisotropic distribution of intensity  $B(\theta)$  decreases for high frequency and large receiver separation, which is consistent with results by *Tsai* (2009) and *Yao and van der Hilst* (2009). Furthermore, we note that this expression gives an error proportional to the second derivative of the intensity  $B$  evaluated in the receiver pair direction ( $\theta = 0^\circ$  for positive correlation time). The stationary phase theorem helps in interpreting the physics aspect of this observation. *Snieder* (2004) and *Roux et al.* (2005a) explain the reconstruction of the Green's function by correlation techniques in the case of a homogeneous body by using the stationary phase theorem: Only sources in the alignment of the receivers contribute to reconstruction. End-fire lobes represent areas where those coherent sources are located. The aperture of this zone depends on the square root of the ratio between wavelength and distance between receivers. Thus, the higher the frequency, the narrower the end-fire lobes (*Roux et al.*, 2004; *Spetzler and Snieder*, 2004; *Larose*, 2005). In the asymptotic limit considered, coherent reconstruction is then controlled by  $\theta$  approaching 0 (for positive correlation time). But as we have seen before, we consider the case away from the full asymptotic limit. In that case, the intensity near  $\theta = 0^\circ$  may be written as  $B(\theta)_{\theta \rightarrow 0} = B(0) + \frac{1}{2}B''(0)\theta^2$ , introducing a higher order term in the problem (the symmetry leads to  $B'(0) = 0$ ). Because this term illustrates the difference with the full asymptotic case (and no error), it makes sense that it controls the traveltime error. For simplicity, we have discussed only the positive correlation time, but the argument is the same for negative time.

### 3.3.5 Estimation of the travelttime error on seismic-prospecting data

#### Acquisition geometry and data selection

Petroleum Development Oman (PDO) recorded a high-resolution survey in northern Oman. The acquisition grid consists of 1600 25-m-spaced receivers covering a  $1 \times 1$ -km area. The sources (vibrators) are located on a similar square grid shifted with respect to the receiver grid by 12.5 m in both directions. The complete data set then consists of  $1600 \times 1600$  time-domain signals.

For this study, two receivers at the center of the array are selected. They are separated by a distance of 155 m, corresponding to a surface-wave travelttime of about 0.13 s at 15 Hz (wavelength  $\sim 80$  m). We consider 240 sources in a 300-m-inner-radius, 70-m-thick ring centered on the receivers (see Figure 3.11(a)).

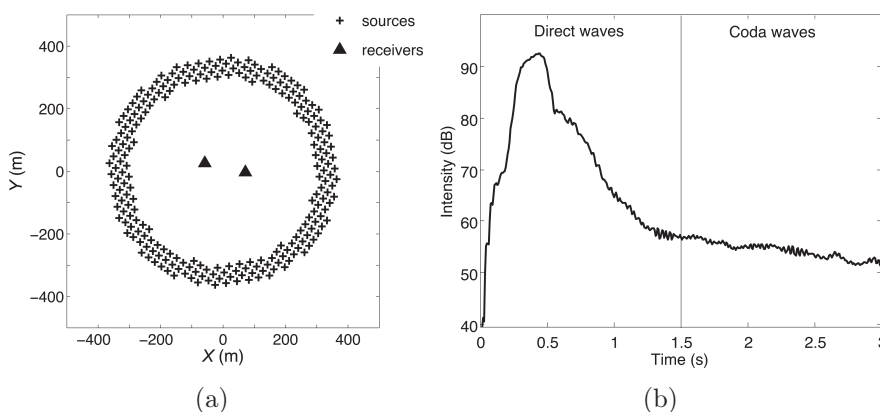


FIG 3.11 – (a) Experimental geometry. Two hundred and forty sources are selected and located in an annulus of inner radius 300 m and thickness 70 m, surrounding two receivers separated by 155 m. (b) Example of intensity (decibel scale) at receivers averaged over the 240 sources selected. The thin black line represents the boundary between both temporal windows considered in this work, i.e., direct waves between 0 and 1.5 s and coda waves between 1.5 and 3 s.

#### Estimation of the error with respect to an isotropic distribution of sources

To test the theoretical expression derived by *Weaver et al.* (2009), we compare the above predictions with measurements on these experimental data. Real measurements consist of estimating the time shift in the nonisotropic

case with respect to a reference traveltime. In this section, the reference traveltime stems from the reference waveform obtained for an isotropic distribution of sources around receivers ( $B(\theta) = \text{constant}$ ).

Signals from the 240 sources are filtered between 10 and 20 Hz, windowed into the range 0–1.5 seconds to emphasize ballistic waves (see Figure 3.11(b)), and correlated between both receivers. Results are then summed over sources with an angular weighting  $B(\theta)$ . The waveform obtained is thus the correlation between receivers of interest for the specific source distribution  $B(\theta)$ . Time shift  $\delta t$  (i.e., the traveltime error) caused by nonisotropy of source distribution is then obtained by crosscorrelating the arrivals as constructed with  $B(\theta) = \text{constant}$  and the nonisotropic  $B(\theta)$  considered in this computation. To give relative time shifts, we estimate the arrival time  $t$  by the maximum of the reference wavelet envelope. Finally, to enhance the quality of results, we azimuthally average these measurements. We thus consider 17 other pairs of receivers in the same region, oriented in two main directions (about  $-130^\circ$  and  $-40^\circ$ ) and spaced by distance between 150 and 158 m ( $\theta$  is redefined for the different pair orientations). Theoretical predictions result from equation 3.29 using a frequency of 15 Hz and a traveltime of 0.13 s.

Results obtained for two kinds of distribution (see Figure 3.12(a) and 3.12(c)) are presented in Figure 3.12. We can see that theoretical predictions fit the data measurements well for both examples. The asymptotic theory seems to describe successfully the apparent time shifts in real data for a sufficiently smooth intensity distribution and despite (1) simplifying assumptions behind equation 3.29 (plane waves in homogeneous medium) and (2) receiver separation as small as two wavelengths. A precise quantitative assessment of “sufficiently smooth” is an asymptotic issue and has not been studied yet. It is worth noting that the case presented in Figure 3.9(c) for the Parkfield region may be explained by this theory considering a steep distribution of the form  $B(\theta) = 1 + B_2 \cos(2\theta)$  shown in Figure 3.12(c). In that case, the theoretical time shift obtained with equation 3.29 using values involved in the Parkfield case (we take  $t = 3$  s and  $\omega_0 = 2\pi \times 0.15 = 0.94$  rad/s) and  $B_2 = -0.6$ , corresponds to the very large time shift observed (about 30%).

However, these results are based on the hypothesis that an isotropic distribution of sources corresponds to a perfect isotropic illumination. But the medium between the sources and the region of receivers is heterogeneous (Gouédard, 2008) and some propagation effects may modify the wavefield, making the effective intensity distribution in the vicinity of receivers non-isotropic despite the isotropic source distribution. In that case, the reference

taken in these results does not correspond to the actual isotropic case and the previous estimated time shift is not the overall error.

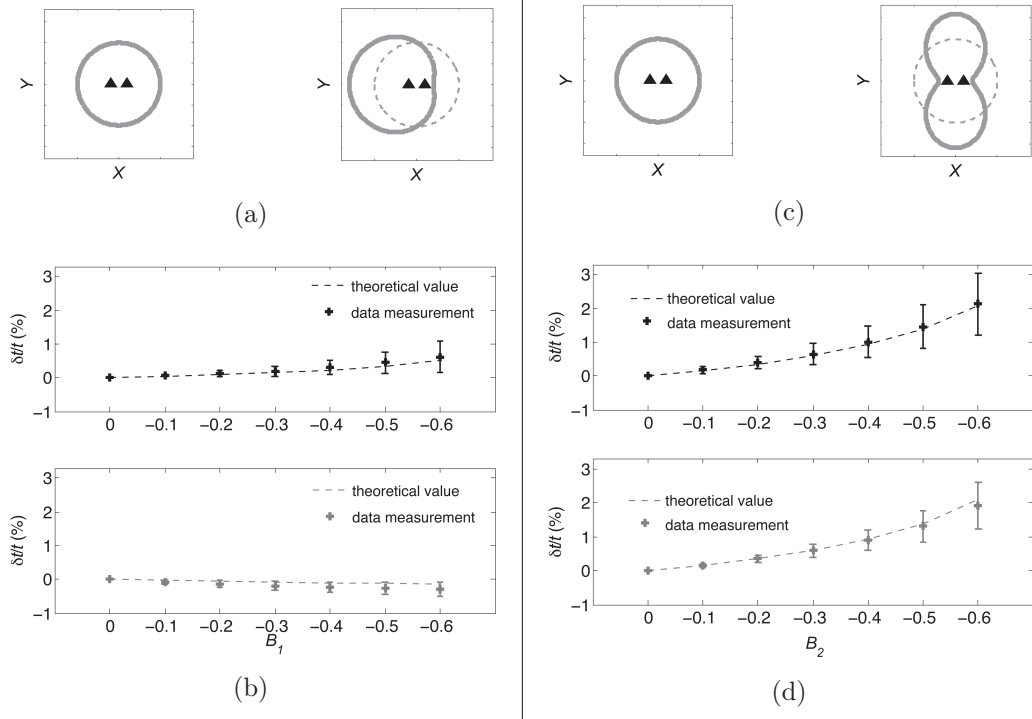


FIG 3.12 – Measured (cross) and predicted (dashed line) relative time shifts for two kinds of source distribution. Theoretical values result from equation 3.29. Error bars correspond to standard deviation of the 18-pair measurements. The first case corresponds to a distribution of the form  $B(\theta) = 1 + B_1 \cos(\theta)$ . Part (a) shows the shape of the distribution for  $B_1 = 0$  (isotropic source distribution) and  $B_1 = -0.6$  for which most of the energy comes from the direction  $\theta = 180^\circ$ . Different values of  $B_1$  then correspond to different source intensity distribution. Results of relative time shifts are presented in (b) for  $B_1$  evolving from 0 to  $-0.6$  and for positive (above) and negative (below) correlation time. The reference traveltime corresponds to the correlation function obtained for an isotropic distribution of sources. A second case is presented in (c) and (d). The source distribution is of the form  $B(\theta) = 1 + B_2 \cos(2\theta)$ , where energy direction is mainly perpendicular to the receiver line. Relative errors on traveltimes reach 2%, with a large variance, for the case of a steep distribution (example of  $B_2 = -0.6$  in case 2).

### Effective distribution of intensity for an isotropic distribution of sources

The goal of this section is to determine the effective intensity distribution received at receivers for an isotropic distribution of sources. By doing so, we

will be able to highlight and quantify possible propagation effects on traveltime estimates. The analysis is done under an assumption of homogeneity between the receivers.

Plane-wave beamforming is performed to get directional features of the wavefield. We use 37 stations of the network centered on the same position as the center of the receiver positions considered before, and the same 240 sources as used previously. The geometry is shown in Figure 3.14(a). Beamforming is computed for each of the 240 sources on the entire subarray formed by the 37 receivers. The processing is performed with whitened signals in the 0–1.5-s time window (corresponding to ballistic waves). The beamformer outputs are added incoherently over six frequencies between 10 and 15 Hz to get the contribution of one source. The total intensity distribution may then be seen as the sum of all source contributions.

Figure 3.13(a) shows an example of beamformer output for a single source whose location is indicated in Figure 3.14(a). To highlight some propagation effects, we compare the angular position of the source with the angular direction of incoming energy. The difference observed indicates that energy has been deflected during the propagation into the medium between the sources and the region of receivers (about  $10^\circ$  for this particular source). This change in direction is caused by velocity variations in the medium. Such deflections ( $10^\circ$ ) may be caused by realistic relative-velocity heterogeneities of about 10% (see Figure 3.14(a)). The deflection is different for the different sources (see Figure 3.13(b)), suggesting complicated wavefields at receivers.

Assuming that the sum of beamforming results over sources represents the actual energy pattern at the center of the network, we can define the effective intensity distribution at receivers as the total of maximum energy at every angle (see Figure 3.14(b) for an isotropic distribution of sources). To get closer to theory conditions, we smooth the distribution by averaging intensity in a sliding  $40^\circ$ -wide angular window ( $40^\circ$  corresponding to the size of the end-fire lobe for the frequency considered).

These results show that isotropic distribution of sources does not necessarily lead to isotropic distribution of intensity and thus does not correspond to the ideal isotropic illumination. These observations mean that intensity distribution is partly controlled by wave propagation in the heterogeneous medium surrounding the receiver region. The next section is devoted to quantifying the propagation effects on traveltime estimates to take them into account in the determination of a total error.

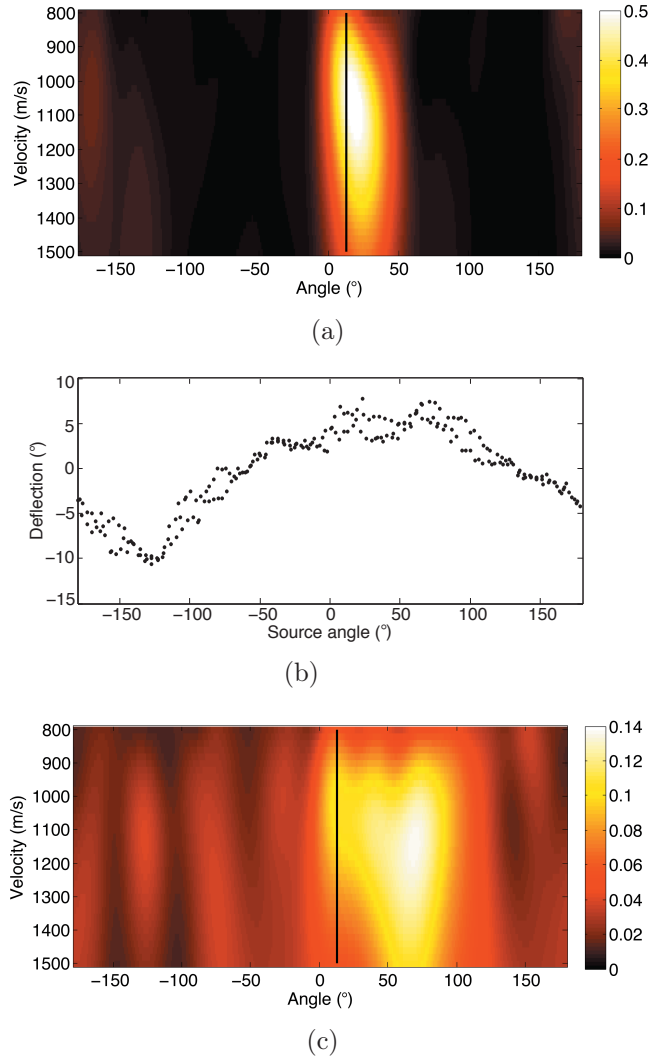


FIG 3.13 – (a) Angular distribution of speed of incoming energy of ballistic waves, resulting from plane-wave beamforming applied on a single source whose location is indicated in Figure 3.14(a). The black line corresponds to the angular position of the source. The angular coordinate system in (a), (b), and (c) is the same as the one displayed in Figure 3.14. The azimuthal difference between the source position and the direction of incoming energy shows a deflection in the medium during propagation between the sources and the region of receivers. Part (b) presents values of the deflection versus the azimuthal position of sources for the 240 sources considered. (c) Same as (a), except that we have considered the coda part of the signal (i.e., between 1.5 and 3 s) in the beamforming analysis instead of ballistic waves. We note that considering the coda part of the signal makes the intensity distribution smoother.

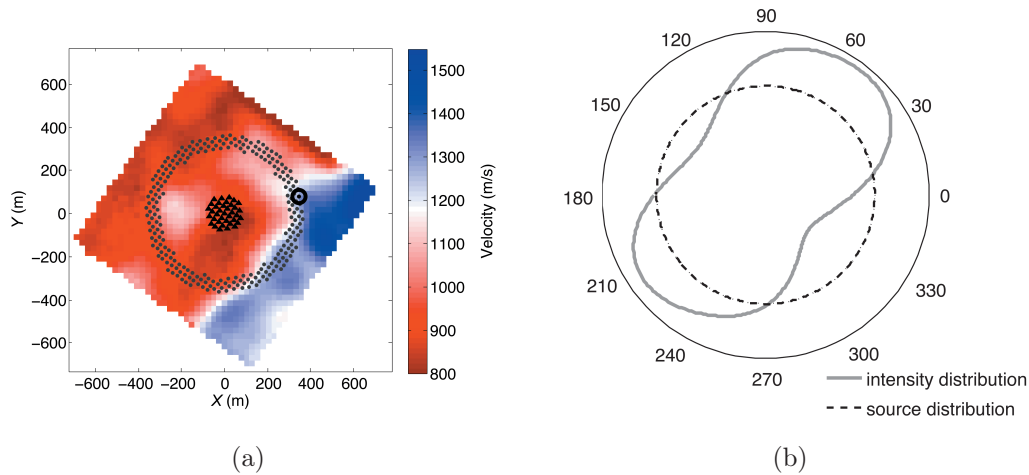


FIG 3.14 – (a) Group-speed map of 12.5-Hz-period Rayleigh waves obtained from active data. Color represents the value of group velocity in m/s (from *Gouédard, 2008*). Gray dots and black triangles represent respectively the 240 sources and 37 receivers considered for the beamforming analysis. The black circle indicates the source corresponding to Figure 3.13(a) and 3.13(c). (b) Polar representation of the effective intensity distribution at receivers (gray line) for an isotropic distribution of sources (black dashed line); (a) and (b) have the same orientations.

### Incorporation of propagation effects in the estimation of the error in traveltimes

The previous section has allowed us to determine the contribution of propagation to the intensity distribution. For the sake of simplicity, this contribution (displayed in Figure 3.14(b)) will be called  $B_p(\theta)$ .

To quantify the relation between propagation effects and traveltimes estimates, we apply the theoretical expression given by equation 3.29 with  $B_p(\theta)$ . Note again that our analysis is done under the assumption of a local homogeneity of the medium in the vicinity of the paths between the receivers. As  $B_p(\theta)$  varies azimuthally, effects on apparent traveltimes will depend on the angular orientation of receiver pairs. We found that relative time shifts may reach 1% for some particular receiver pair orientations (the larger errors are observed for directions of lower intensity in Figure 3.14(b)). In other words, raypath deflections due to medium heterogeneities may cause an error in the traveltimes estimate that is not negligible with respect to errors caused by a nonisotropic source distribution as seen in Figure 3.12. From the estimate of the part of the error caused by propagation, how could we estimate the cumulative effect of medium heterogeneity and nonisotropy of sources on ap-



parent traveltimes?

We present here a simple analysis leading to an expression of the total bias. Consider a nonisotropic source distribution ( $B_s(\theta) \neq \text{constant}$ ). The actual intensity distribution may be written in first approximation as

$$B(\theta) = B_s(\theta) \times B_p(\theta), \quad (3.30)$$

leading to an error of the form

$$\delta t = \delta t_s + \delta t_p. \quad (3.31)$$

Intermediate steps are detailed in the appendix. A prediction of the actual error in traveltimes due to nonisotropy could thus be obtained by summing the predicted time shift due to nonisotropy in source distribution,  $\delta t_s$  (estimated in Figure 3.12), and propagation effects,  $\delta t_p$ .

To control the reliability of our analysis, we would like to compare this bias estimate to reference traveltimes. The presence of active sources near receivers allows us to directly acquire Green's functions between receivers of interest. These signals may thus be used to obtain reference measurements of traveltimes. The question is to know if the apparent traveltimes from correlations, which are corrected with  $\delta t$  (given by equation 3.31), are consistent with this measurement. Because both arrays are shifted by 12.5 m in both directions, we use the closest sources to the receivers considered and we apply a correction on the time axis to correct for this distance difference. However, at the scale of precision considered here, direct measurements are much less stable than correlation measurements, making any comparison difficult. Different causes can explain the instability of direct estimates. First, the sources used in this case are vibrators producing source signals with a 1-m-side plate. Considering receivers separated by about 150 m, the spatial precision of the source location corresponds to the order of precision of the traveltimes that we investigate (a few percent). Furthermore, receivers consist of clusters of 12 geophones, adding possible imprecisions. Finally, some spectral aspects may make comparisons difficult between the active signal and the correlation function because the spectra of both signals are quite different and time estimates are strongly sensitive to spectral contents.

### Mitigation of the effects of nonisotropy: Correlation of coda waves

Coda waves correspond to waves scattered from the heterogeneities in the earth (e.g., *Aki and Chouet, 1975*). Scattering tends to make the wavefield

more isotropic, depending on the distribution of the scatterers in the medium and the lapse time considered in the coda (*Paul et al.*, 2005). Even if the field is not completely isotropic, the distribution of incoming energy should no longer be controlled exclusively by the source distribution but also by the scatterer distribution in the medium.

To study the influence of the source distribution when using coda waves, we investigate how time shifts on correlations of coda waves depend on the source distribution. We can note that, in case of perfect isotropic coda wave-field, the expected bias will be zero ( $B''(\theta) = 0$  in equation 3.29). The idea is the same as with previous time-shift measurements (see Figure 3.12), but instead of correlating direct waves, we select a later part of the signal corresponding to coda waves (see Figure 3.11(b)). The diffuse regime is indicated by the linear energy decay in decibel scale in this window. To cancel this decay, the decrease of recorded amplitudes in this time window is compensated. As previously, the reference waveform corresponds to the correlation function (here of coda waves) obtained for an isotropic distribution of sources and we compare time shift measurements to the ballistic theory.

However, the signal-to-noise ratio is much lower for correlation of coda waves (*Gouédard et al.*, 2008b). To get accurate time measurements, we need to average correlations. Thus, in this section, we measure time shifts on correlation functions averaged over the 18 receiver pairs of different orientations considered before.

Results presented in Figure 3.15 show that the time shift with respect to the reference is always approximately zero, suggesting that arrival time does not highly depend anymore on source distribution. As in Figure 3.12, this result does not correspond to a total error, but even if this error is not zero (the scattered field may be still anisotropic), this time shift is almost independent of the distribution of sources. This can be related intuitively to equation 3.29 by considering that coda waves make the intensity distribution smoother (see Figure 3.13(a) and 3.13(c)). This leads to lower values of  $B''(\theta)$  and, thus, smaller traveltimes bias. This result confirms the interest of using coda waves in many applications involving uneven source distribution because Figure 3.15 shows that we mitigate the traveltimes bias caused by nonisotropic source distributions by a factor of 10.

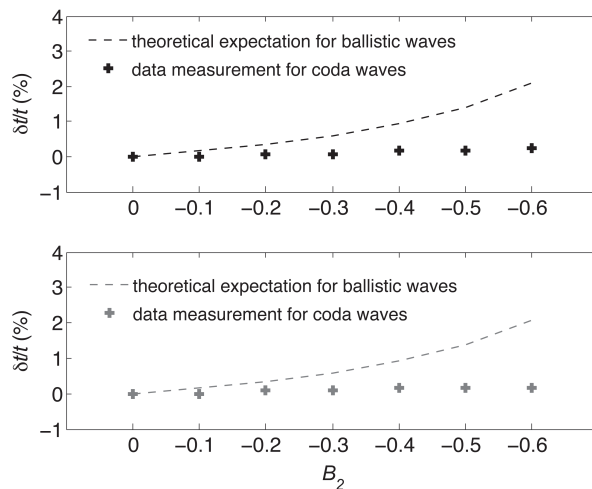


FIG 3.15 – Comparison between relative time shift measurements on coda wave correlations (cross) and expectation from ballistic theory given by equation 3.29 (dashed line) for positive (above) and negative (below) correlation time. We consider a source distribution of the form  $B(\theta) = 1 + B_2 \cos(2\theta)$  (same as Figure 3.12(c)). By contrast to Figure 3.12(d), measurements are based on coda wave correlations. The reference traveltimes corresponds to the correlation function of coda waves, obtained for an isotropic distribution of sources.

### 3.3.6 Conclusion

We have shown a way to estimate the error made in traveltimes estimated from correlations caused by nonisotropic recorded energy, provided that the azimuthal distribution is sufficiently smooth.

Nonisotropy in source distribution is one of the main causes of nonisotropic energy. But in the case of a heterogeneous medium between sources and the region of receivers, propagation may modify the wavefield and make it more complicated, producing an additional error in traveltimes. We have seen in this study that this effect is not negligible as compared to the effect of a nonisotropic source distribution. This means that in the case of a very heterogeneous medium, propagation effects should be taken into account in the error estimation. The method proposed in this paper provides a means to estimate the traveltimes error taking into account both effects, and allows us to predict errors smaller than 1%.

We observe errors in the order of one percent. The influence of this error highly depends on applications. Whereas this amount will not introduce misinterpretation in tomographic studies (recently confirmed by results from *Yao and van der Hilst (2009)*), it may strongly affect the monitoring results,

since we investigate much smaller relative velocity variations (smaller than  $10^{-3}$ ). Therefore, this work highlights the interest to estimate the effect of nonisotropic distribution of energy, thus allowing us to correct noise-based measurements in monitoring studies for this effect.

We have seen that scattering may play a useful role in reducing this error because correlating coda waves instead of ballistic waves allows us to mitigate strongly the influence of source distribution in travelttime estimates.

## Acknowledgments

The authors thank the Ministry of Oil and Gas of the Sultanate of Oman, Petroleum Development of Oman, and Shell Research for permission to use the data. Bérénice Froment acknowledges the support of Shell Research. This work is supported by the European Research Council (advanced grant Whisper).

### 3.3.7 Appendix: Actual intensity distribution formulation and associated travelttime error

The actual intensity distribution, taking into account both source and propagation effects, is written in the form

$$B(\theta) = \int_0^{2\pi} B_p^*(\theta', \theta) B_s(\theta') d\theta', \quad (3.32)$$

where  $B_p^*(\theta', \theta)$  describes the contribution of unit sources located in  $\theta'$  to intensity in  $\theta$ . In the first approximation we write

$$B_p^*(\theta', \theta) = B_p(\theta) f(\theta - \theta') \quad (3.33)$$

and we assume

$$f(\theta - \theta') \sim \delta(\theta - \theta'). \quad (3.34)$$

By making this approximation, we neglect multipathing, considering that all energy in the direction  $\theta$ , i.e.,  $B_p(\theta)$ , comes from a single source located in  $\theta$ .

Equation 3.32 then simplifies as:

$$B(\theta) = \int_0^{2\pi} B_p(\theta) \delta(\theta - \theta') B_s(\theta') d\theta', \quad (3.35)$$

$$B(\theta) = B_p(\theta) \times B_s(\theta). \quad (3.36)$$

The approximation used here is particularly valid in moderately heterogeneous media or when sources are not too far from receivers (in the case considered, source-receiver separation is approximately  $4\lambda$ ). Such values make this approximation usable in longer-period seismology, for example, in the primary and secondary microseism band (5-15 s) and for station distances in the order of 50-150 km (*Shapiro et al.*, 2005).

From equation 3.36, we derive

$$B''(\theta) = B_s''(\theta) \times B_p(\theta) + 2 \times B_s'(\theta) \times B_p'(\theta) + B_s(\theta) \times B_p''(\theta). \quad (3.37)$$

Because the correlation function does not distinguish between positive and negative  $\theta$ , we can write any distribution as a symmetric distribution. That's why we write  $B_s$  in a Fourier series of  $\cos(\theta)$  and for  $\theta_0 = 0^\circ$  or  $\theta_0 = 180^\circ$ ,  $B_s'(\theta_0) = 0$ .

Then,

$$B''(\theta_0) = B_s''(\theta_0) \times B_p(\theta_0) + B_s(\theta_0) \times B_p''(\theta_0), \quad (3.38)$$

$$\frac{B''(\theta_0)}{B(\theta_0)} = \frac{B_s''(\theta_0)}{B_s(\theta_0)} + \frac{B_p''(\theta_0)}{B_p(\theta_0)}, \quad (3.39)$$

and from equation 3.29:

$$\delta t = \delta t_s + \delta t_p. \quad (3.40)$$

# Chapitre 4

## Reconstructing the Green's function through iteration of correlations : the $C^3$ method

### Sommaire

---

4.1	Introduction à l'article . . . . .	85
4.2	Abstract . . . . .	88
4.3	Introduction . . . . .	88
4.4	Data and $C^3$ computation . . . . .	91
4.5	Network stations as virtual sources . . . . .	92
4.5.1	Source signature in correlation functions . . . . .	92
4.5.2	Time symmetry of $C^3$ and $C^1$ . . . . .	94
4.6	Combining information from the different correlation functions . . . . .	98
4.7	Iterating the correlation process . . . . .	99
4.8	Conclusions . . . . .	102

---

### 4.1 Introduction à l'article

Dans le cas d'un champ parfaitement isotrope, la théorie dit que les corrélations de bruit reconstruisent la fonction de Green complète entre deux points, incluant toutes les ondes se propageant entre ces deux points. Dans ce cas, la partie tardive des corrélations de bruit doit contenir la coda de la fonction de Green : il devrait être ainsi possible de corrélérer ces ondes pour reconstruire la fonction de Green comme cela a été fait avec la coda de séismes (*Campillo and Paul*, 2003). C'est l'idée de la méthode  $C^3$ , c'est à dire reCorrélérer la

Coda des  $C$ orrélations de bruit.

Soit une corrélation de bruit entre deux points  $A$  et  $B$ . Considérer que la corrélation converge vers la fonction de Green, revient à interpréter le signal de corrélation comme le signal enregistré en  $B$  créé par une source en  $A$  (ou réciproquement). Corréler la partie tardive de cette corrélation peut donc être vu comme corréler la coda d'un signal émis par  $A$  : la station en  $A$  joue donc le rôle de source dans cette approche. La méthode  $C^3$  revient ainsi à considérer les stations du réseau comme des sources virtuelles. On comprend donc intuitivement que cette méthode peut aider à résoudre les problèmes liés à la source dans les mesures passives, puisque elle est basée sur l'utilisation de sources secondaires contrôlées par la position des capteurs dans le réseau. Une bonne distribution de stations pourrait donc améliorer l'isotropie du champ corrélé. D'autre part, la méthode  $C^3$  pourrait aider à s'affranchir des fluctuations de sources de bruit (or nous avons vu que c'était un enjeu majeur dans le cadre du suivi temporel) puisqu'elle est basée sur l'utilisation de sources secondaires stables.

*Stehly et al.* (2008) ont montré l'émergence des ondes de surface dans la fonction de corrélation obtenue par cette méthode (appelée fonction  $C^3$ ). Le succès de cette technique prouve que la partie tardive des corrélations de bruit contient de l'information physique : les corrélations de bruit ne reconstruisent donc pas seulement les ondes balistiques mais également des ondes multiples diffusées ayant les mêmes propriétés que la coda traditionnelle des séismes. Ce résultat donne des informations sur le niveau de reconstruction de la fonction de Green dans les corrélations de bruit, difficilement évalué par ailleurs du fait de la prédominance du mode fondamental des ondes de surface dans les fonctions de corrélation. Ce résultat est particulièrement important dans les études de suivi temporel puisqu'il justifie l'utilisation de la partie tardive des fonctions de corrélation dans les mesures de variations de vitesse sismique. Le travail présenté ici peut être vu comme la suite du papier de *Stehly et al.* (2008) qui se trouve en annexe (Annexe C).

La méthode  $C^3$  peut donc être utilisée pour essayer de s'affranchir des effets d'une distribution de bruit irrégulière entraînant une illumination imparfaite du réseau récepteur. Dans ce but, d'autres méthodes sont actuellement étudiées pour corriger de ces effets. Citons par exemple la méthode de déconvolution multi-dimensionnelle (Multi-Dimensional Deconvolution, MDD) proposée par *Wapenaar et al.* (2011), ou encore la méthode du filtre inverse, introduite initialement par *Tanter et al.* (2000) en acoustique ultrasonore, et appliquée sur des données sismiques par *Gallot* (2010).

L'article qui suit présente des résultats de la méthode  $C^3$  sur des données de 150 stations large-bande situées en Europe (Figure 4.1). Dans cette région, le bruit est dominé par la contribution de sources se trouvant dans l'Atlantique Nord ou le long de la côte d'Europe du nord (e.g. *Friedrich et al.*, 1998; *Stehly et al.*, 2006; *Kedar et al.*, 2008; *Landès et al.*, 2010), et est donc assez directif (voir Figure 4.1). Nous utilisons cette situation pour montrer que la fonction  $C^3$  aide à s'affranchir des sources de bruit. En effet, cette fonction de corrélation présente une symétrie qui ne dépend plus de la position de la source de bruit principale, mais de la distribution des stations du réseau jouant le rôle de sources virtuelles. Ce résultat suggère que cette méthode peut aider à résoudre les problèmes liés à la distribution de bruit dans les techniques de corrélations. De plus, le caractère diffus des ondes recorrélées dans la méthode  $C^3$  peut également aider à obtenir un champ plus isotrope et donc se rapprocher des conditions requises pour converger vers la fonction de Green. Dans ce travail, nous calculons également l'itération suivante (c'est à dire la recorrélation de la coda de  $C^3$ ) pour obtenir la fonction  $C^5$ . Malgré un niveau de fluctuations plus élevé, les ondes de Rayleigh sont encore clairement visibles dans la fonction  $C^5$ , indiquant que du signal cohérent est aussi présent dans la coda de la fonction  $C^3$ . Enfin, nous abordons l'idée de considérer les informations de ces différentes fonctions de corrélation comme complémentaires, c'est-à-dire pouvant être combinées pour améliorer les mesures passives, en particulier dans le cadre de l'imagerie.

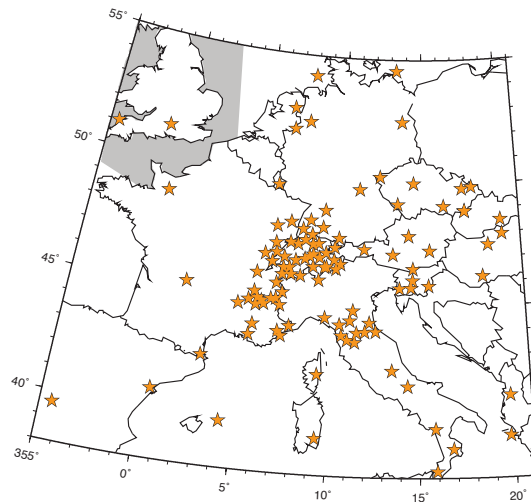


FIG 4.1 – Carte des 150 stations considérées (étoiles orange). La zone grise situe schématiquement l'origine principale du bruit pour ce réseau.



Bérénice Froment, Michel Campillo et Philippe Roux

Article publié dans les *Comptes Rendus Geoscience* (2011)  
Thematic issue: New developments on Imaging and Monitoring with Seismic  
Noise

---

## 4.2 Abstract

Correlations of ambient seismic noise are now widely used to retrieve the Earth response between two points. In this study, we reconstruct the surface-wave Green's function by iterating the correlation process over the tail of the noise-based correlation function. It has been demonstrated that the so-called  $C^3$  function shows the surface-wave part of the Green's function. Using data from 150 continuously recording stations in Europe, the  $C^3$  results help in the extraction of the travel-times from noise-based measurements, especially through the suppression of effects caused by non-isotropic source distributions. We present the results of the next iterative step (i.e.  $C^5$ ), which show that some coherent signal is still present in the coda of the  $C^3$  function, and we investigate the evolution of the reconstruction of the Green's function throughout the iteration process. Finally, we discuss the interest of combining information from the different correlation functions to improve noise-based tomography analysis.

## 4.3 Introduction

It has been shown that correlating long time series of seismic ambient noise recorded at two stations makes it possible to retrieve the Earth response (i.e. the Green's function) between these two stations (e.g. *Campillo, 2006; Gouédard et al., 2008a; Larose et al., 2006; Sabra et al., 2005a; Shapiro and Campillo, 2004*). This technique has provided useful results for studies of tomographic imaging (e.g. *Sabra et al., 2005b; Shapiro et al., 2005; Yang et al., 2007; Yao et al., 2006, 2008*) and monitoring (*Brenguier et al., 2008a,b; Sens-Schönfelder and Wegler, 2006; Wegler and Sens-Schönfelder, 2007*).

In practice, since the ambient seismic noise is dominated by the surface-wave contributions, only the direct arrivals of surface waves are clearly visible in the noise-correlation signals. However, theory says that in the case of a

perfectly isotropic noise field, the noise correlation  $C(x_A, x_B, \tau)$  provides the complete Green's function  $G(x_A, x_B, \tau)$ , including all types of waves that propagate between the two stations in  $x_A$  and  $x_B$  (e.g. *Gouédard et al.*, 2008a; *Lobkis and Weaver*, 2001; *Roux et al.*, 2005b; *Sánchez-Sesma et al.*, 2006; *Snieder*, 2007; *Wapenaar*, 2004). If we let  $u(x_A, t)$  and  $u(x_B, t)$  denote time-dependent random wavefields recorded at two sensors,  $A$  and  $B$ , we can write:

$$C(x_A, x_B, \tau) = \langle u(x_A, t), u(x_B, t) \rangle_T \quad (4.1)$$

with  $\langle f, g \rangle_T = \int_T f(t)g(t + \tau)dt$ , i.e. the correlation over a time interval  $T$ . We introduce  $C_\infty$  as the correlation when  $T \rightarrow \infty$ . A theoretical guess for the reconstruction of the Earth response is:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} C_\infty(x_A, x_B, \tau) \propto G^+(x_A, x_B, \tau) - G^-(x_A, x_B, -\tau) \quad (4.2)$$

where,  $G^+$  and  $G^-$  represent the causal and anticausal Green's function, respectively. Note that in practical applications, most studies choose to deal with a normalized correlation function:

$$C(x_A, x_B, \tau) = \langle u(x_A, t), u(x_B, t) \rangle_T^{norm} \quad (4.3)$$

$$= \frac{\langle u(x_A, t), u(x_B, t) \rangle_T}{\sqrt{C(x_A, x_A, 0) C(x_B, x_B, 0)}} \quad (4.4)$$

for which the denominator corresponds to the square root of the total energy of the signals recorded in  $x_A$  and  $x_B$ . In this case, the maximum of the normalized correlation function corresponds to the coherence level between the two stations.

In the ideal case, the later part of the noise correlation should contain the coda part of the Green's function, and it might be possible to correlate these waves as we correlate standard earthquake codas, to reconstruct the Green's function (*Campillo and Paul*, 2003). This is the concept of the so-called  $C^3$  method, i.e. re-correlating the coda of the noise-correlation functions to reconstruct the Green's function (*Stehly et al.*, 2008).

For microseism records dominated by surface noise, the required spatial isotropy of the recorded wavefield is mainly produced by the distribution of sources and by the scattering of seismic waves in the medium. However, usually the distribution of the noise sources does not provide a perfect random noise field. In this case, the theoretical requirements are not completely

fulfilled, and the noise correlation does not perfectly reconstruct the surface-wave Green's function, as some fluctuations remain in the correlation results. This, in practice, prevents the identification of other amplitude arrivals that are smaller than the predominant fundamental mode of the surface waves. This is the main limitation in the implementation of the  $C^3$  method, i.e. does the later part of the noise correlation contain the coda part of the surface-wave Green's function? Note that this is also a central issue for noise-based temporal monitoring of seismic velocity, for which measurements are performed on noise correlation codas.

In their recent study, *Stehly et al. (2008)* demonstrated successful results for the  $C^3$  function, clearly showing the direct surface-wave part of the Green's function. The success of this technique is an indication that the later part of the ambient noise correlations is meaningful and contains multiply scattered waves with properties of regular earthquake codas. *Stehly et al. (2008)* showed that the  $C^3$  method helps to improve the time symmetry of correlation functions, thereby increasing the quality of the data used in noise-based tomographic studies. Indeed, since the noise correlation functions should converge to the causal and anticausal Green's function (Equation 4.2), time symmetry in noise correlations may constitute a way of controlling the quality of the Green's function reconstruction from the correlation process. In particular, travel-time estimations must be the same in both causal and anticausal parts. That is why some tomographic studies use only time-symmetric noise correlations with good signal-to-noise ratios. Since *Stehly et al. (2008)*, some studies have proposed a formalization of the  $C^3$  method (*de Ridder et al., 2009; Garnier and Papanicolaou, 2009*). In particular, *Garnier and Papanicolaou (2009)* proved the validity of this method based upon the stationary-phase analysis of the  $C^3$  function leading terms, and they confirmed that this method can enhance the quality of travel-time estimates in the case of anisotropic source distributions.

As indicated above, the noise-correlation technique has provided useful information for seismological applications, and this in spite of the imperfect reconstruction of the Green's function in correlation functions. In particular, an anisotropic source distribution leads to biased travel-times extracted from correlation functions (*Froment et al., 2010; Weaver et al., 2009*). One of the main issues in the improvement of noise-based measurements is thus to understand and eliminate these source effects in correlation results. In this study, we show the improvement of noise-based results in seismological applications through the use of the  $C^3$  method.

In Section 4.4, we present the data and the processing used in this study to compute the  $C^3$  function. In Section 4.5, we examine the time symmetry of the  $C^3$  function and its relationship with the station distribution in the network. Then, we discuss the interest of combining the information from the different correlation functions. Finally, we show the correlation function that is obtained by iterating the correlation process on the  $C^3$  coda. In particular, we investigate the evolution of the reconstruction of the Green's function throughout the iteration process.

## 4.4 Data and $C^3$ computation

Throughout this study, we have used pairs of stations that are located in the Alps as part of a regional network of 150 broad-band stations. We consider the vertical motions of seismic ambient noise recorded continuously over one year. The noise processing is the same as in *Stehly et al. (2008)*.

For each station pair, we correlate the noise records, which are pre-filtered in the 0.1–0.2-Hz frequency band, and the noise correlation ( $C^1$ ) is obtained by stacking all of the day-by-day correlations. We then apply the  $C^3$  method between two stations  $A$  and  $B$ , according to the following successive steps.

1. We take a third station,  $S$ , in the network located at  $x_S$ , and we consider the result of the  $A$ - $S$  and  $B$ - $S$  noise correlations ( $C^1$ ) as the signal recorded at  $A$  and  $B$ , respectively, if a source was present at  $x_S$ . The receiver in  $S$  thus has the role of a virtual source.
2. We then select a 1200-s-long time window ( $T_{coda}$ ) in the later part of the noise correlation ( $C^1$ ), beginning at twice the Rayleigh wave travel-time (i.e., in the same way as *Stehly et al. (2008)*). Note that the coda in both the positive and negative parts of the noise correlation ( $C^{1+}$  and  $C^{1-}$ ) are selected.
3. We cross-correlate the codas in the  $A$ - $S$  and  $B$ - $S$  noise correlations. Note that we whiten the codas between 0.1 and 0.2 Hz before correlation; the motivation for this processing is discussed later. We compute the correlation functions between the positive-time and negative-time codas to finally obtain two correlations that we denote as  $C_S^{3++}$  and  $C_S^{3--}$ , respectively.
4. We average over the  $N$  stations of the seismic network to obtain  $C^{3++}$

and  $C^{3--}$ :

$$C^{3++}(x_A, x_B, \tau') = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N [ \langle C^{1+}(x_A, x_{Sj}, \tau), C^{1+}(x_B, x_{Sj}, \tau) \rangle_{T_{coda}}^{norm} ] \quad (4.5)$$

$$C^{3--}(x_A, x_B, \tau') = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N [ \langle C^{1-}(x_A, x_{Sj}, \tau), C^{1-}(x_B, x_{Sj}, \tau) \rangle_{T_{coda}}^{norm} ] \quad (4.6)$$

5. We stack  $C^{3++}$  and  $C^{3--}$  to obtain the actual  $C^3$  correlation function between  $A$  and  $B$ :

$$C^3(\tau') = \frac{1}{2} (C^{3++}(\tau') + C^{3--}(\tau')) \quad (4.7)$$

The steps described above highlight the difference in the correlation technique between noise correlations ( $C^1$ ) and the  $C^3$  method, that points out advantages of this iterative method. For instance, since the  $C^3$  method correlates signal that has been extracted from the  $C^1$  computation, it is expected to be more coherent than seismic ambient noise. Furthermore, we can distinguish coda and ballistic contributions in  $C^1$  functions (which is not possible in seismic noise); this provides scattering averaging in the correlation process when only coda waves are selected. Finally, we point out that, by construction, the virtual sources  $S$  are uncorrelated in the  $C^3$  method, which may not be the case for noise sources in  $C^1$  computation.

Figure 4.2 illustrates the  $C^1$  and  $C^3$  correlation functions for one station pair. The good agreement between the pulse shapes in the  $C^3$  and  $C^1$  correlation functions shows that the  $C^3$  correlation process has extracted from the coda of the  $C^1$  correlation the necessary phase information to reconstruct the direct surface wave part of the Green's function.

## 4.5 Network stations as virtual sources

### 4.5.1 Source signature in correlation functions

In the case of noise sources that are homogeneously distributed, the positive and negative parts of the noise-correlation functions are expected to be symmetric, as they represent the causal and anticausal parts of the Green's function, respectively. In practice, these two parts may not have the same amplitude, which reflects a difference in the energy flux that propagates between the two stations in both directions (*Paul et al., 2005; van Tiggelen,*

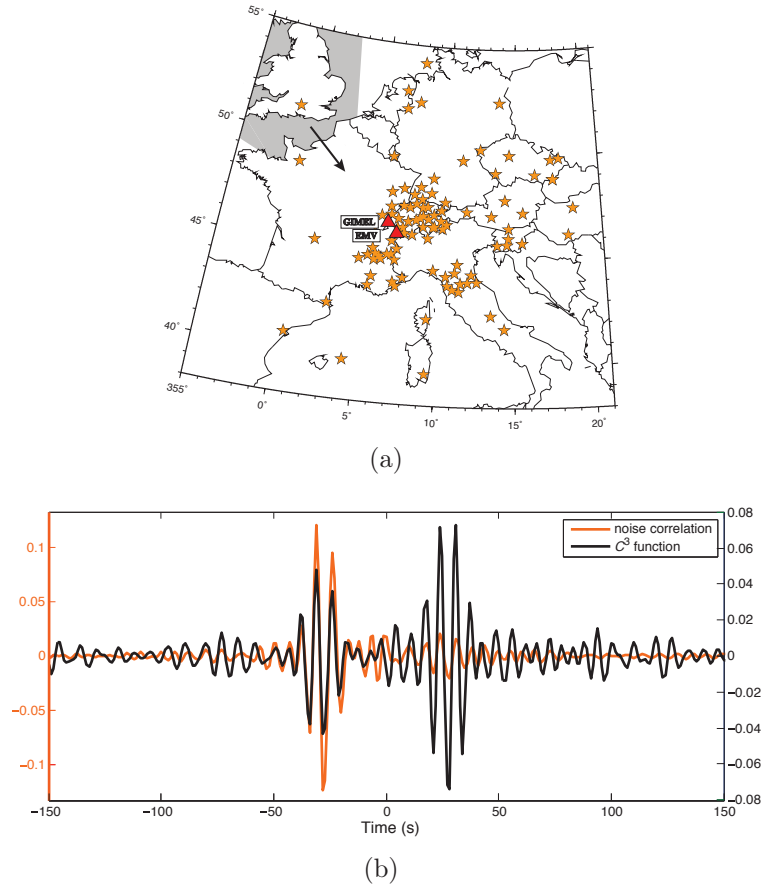


FIG 4.2 – (a) Map of Europe with orange stars corresponding to about 100 stations of the network used as virtual sources to construct the  $C^3$  function between stations EMV and GIMEL (red triangles). The main direction of the ambient seismic noise in the vicinity of the station pair EMV-GIMEL is indicated by the black arrow, and corresponds to noise coming from the North Atlantic Ocean or the northern European coast (gray zone). (b) Noise correlation  $C^1$  (orange curve) and  $C^3$  function (black curve) between stations EMV and GIMEL. Note the different vertical scales (left and right, respectively) for the two normalized correlation functions.

2003). Thus, if the source density (or virtual source power) is larger for one direction than for the other, a time asymmetry will be seen for the correlation function (Figure 4.3). This means that the level of symmetry in the correlations, up to first order, is an indication of the source distribution.

What makes  $C^3$  appealing is that, in theory, the “noise” sources that contribute to  $C^1$  and  $C^3$  are different. Considering the two stations  $A$  and  $B$ , the noise correlation ( $C^1$ ) is directly affected by the noise-source distribution. In contrast, the  $C^3$  method is based on the use of the network stations as virtual

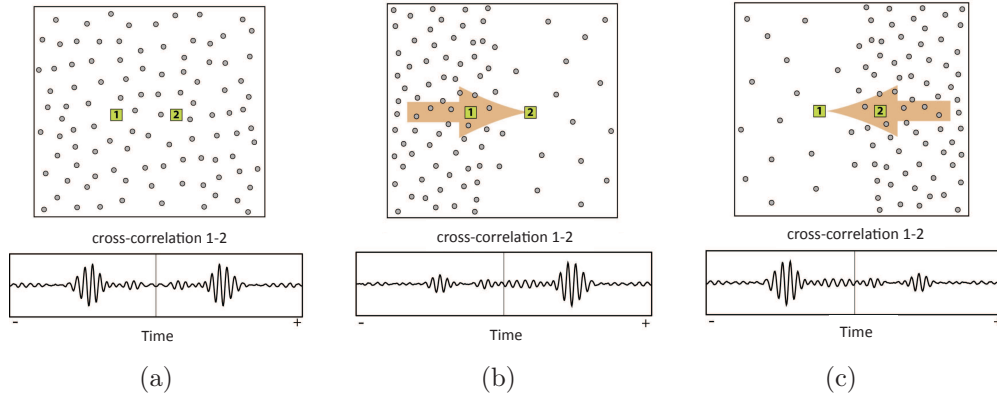


FIG 4.3 – Schematic illustration of the relationship between the distribution of sources and the time symmetry of the correlation functions. (a) The sources (open circles) are homogeneously distributed around receivers 1 and 2. The resulting incoming wavefield in the vicinity of the receivers will thus be isotropic and the correlation between the fields recorded in 1 and 2 is time symmetric. In contrast, in (b) and (c) the density of sources is larger on one side, causing the energy flux to propagate in one preferential direction (arrows). The resulting correlation function is time asymmetric as a reflection of this preferential direction. Modified from *Stehly et al.* (2006).

sources (*Stehly et al.*, 2008). In this case, the symmetry in the  $C^3$  function should no longer reflect the noise-source distribution, but the distribution of the network stations around the path  $A-B$ .

#### 4.5.2 Time symmetry of $C^3$ and $C^1$

To verify these theoretical expectations, we compare the time symmetry of both correlation functions ( $C^1$  and  $C^3$ ) for the particular case of the station pair HAU-BOURR (Figure 4.4). In the  $C^3$  correlation process, we chose to select only the 55 network stations south of HAU-BOURR (see map in Figure 4.4(a)). This means that the theoretical  $C^3$  virtual sources are localized south of the station pair of interest and opposite to the incident-noise direction, as the main source of noise is located in the North Atlantic ocean or on the northern European coast (e.g. *Friedrich et al.*, 1998; *Kedar et al.*, 2008; *Landès et al.*, 2010; *Stehly et al.*, 2006). Figure 4.4(b) shows the results of both the  $C^1$  and  $C^3$  correlation functions for this geometry. The time symmetry of both signals shows two opposite peaks of maximum amplitude, which reflect a main energy flux propagating in opposite directions: from north to south for  $C^1$ , and from south to north for  $C^3$ . Note that the same convention is used for all of the correlation functions, i.e. the signal in negative (resp. positive) correlation times corresponds to waves propagating

from north to south (resp. south to north). This observation indicates that the time symmetry of the two correlation functions is consistent with the location of their expected contributing source distributions.

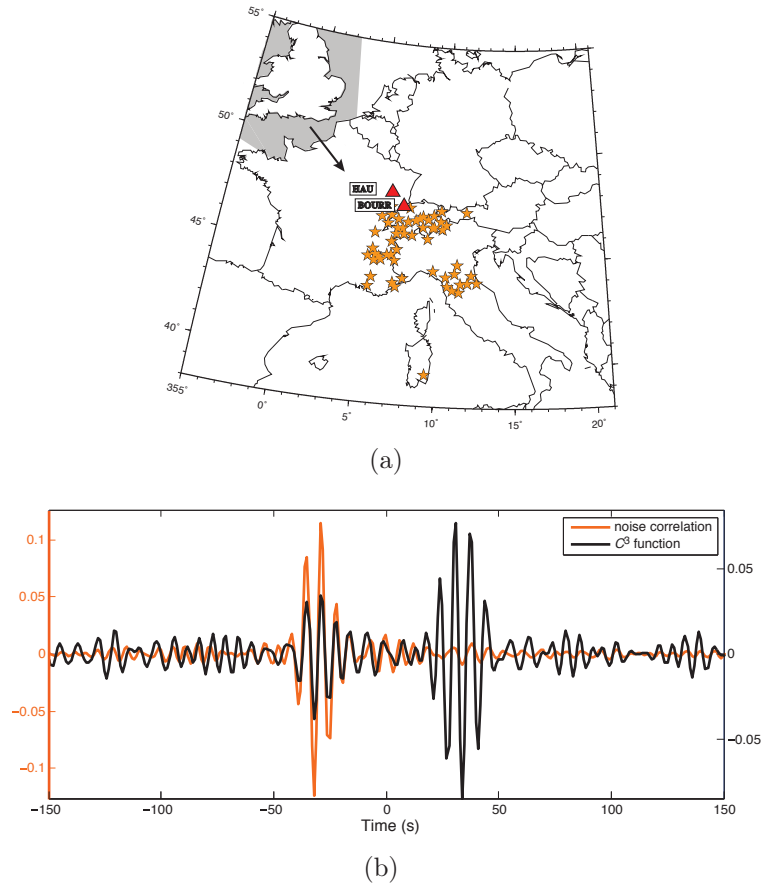


FIG 4.4 – (a) Map of Europe with orange stars corresponding to the 55 stations of the network used as virtual sources to construct the  $C^3$  function between stations HAU and BOURR (red triangles). Note that all of the stations considered are located south of the HAU-BOURR path and opposite to the main source of noise located in the North Atlantic ocean or on the northern European coast (gray zone). The black arrow indicates the main direction of ambient seismic noise in the vicinity of the station pair HAU-BOURR. (b) Noise correlation  $C^1$  (orange curve) and  $C^3$  function (black curve) between stations HAU and BOURR for the geometry displayed in (a). Note the different vertical scales (left and right, respectively) for the two normalized correlation functions.

However, the  $C^3$  function has a better time symmetry than  $C^1$ . This indicates that the coda waves used to compute the  $C^3$  function constitute a more isotropic field than the ambient seismic noise. This can be explained by the nature of the coda waves, which correspond to waves scattered from the



heterogeneities in the Earth subsurface (e.g. *Aki and Chouet, 1975*). This scattering process is expected to make the coda wavefield more isotropic, depending on the distribution of the scatterers in the medium and the lapse-time considered in the coda (*Paul et al., 2005*). To confirm the influence of the scattering in our observations, we compare the  $C^3$  results for the same station pair (HAU-BOURR) computed for two different time windows  $T$ , in the  $C^1$  correlation (Figure 4.5). In the first case, we consider a 1200-s time window in  $C^1$ , including the direct surface waves (Figure 4.5(a)). This time window begins 15 s before the Rayleigh wave travel-time (i.e., twice the dominant period of the signals). We denote it as  $T_{all}$ , as it takes into account both the ballistic and the scattered waves. Due to the strong amplitude of the direct waves in the time window, we expect that their contribution will dominate in the  $C^3$  process. The resulting  $C_{all}^3$  function is shown in Figure 4.5(b). In the second case, we use  $C_{coda}^3$  for the  $C^3$  function calculated (as in Section 4.4) from a 1200-s time window  $T_{coda}$  of the correlation located entirely after the direct arrivals (Figure 4.5(c)).

In view of the nature of the dominant waves involved in both of these computations, we can infer the origin of the energy flux observed in  $C_{all}^3$  and  $C_{coda}^3$ . The energy flux is expected to be totally controlled by the distribution of the virtual sources in the first case, whereas it must also be influenced by scattering (and the distribution of the scatterers) in the second case. The station distribution considered in this case helps in the separation of the different contributions to the time symmetry in the correlation process.

On the one hand, Figure 4.5(b) confirms the role of network stations as virtual sources in the  $C^3$  method, as  $C_{all}^3$  shows complete time asymmetry, which reflects a directive energy flux in the opposite direction to the seismic noise direction that is consistent with the distribution of the network stations. On the other hand, the time symmetry is preserved in  $C_{coda}^3$  (Figure 4.5(c)), which indicates the link between the scattering events and the wavefield isotropy in the correlation process. Finally, we notice the lower coherence observed in  $C_{coda}^3$  compared to  $C_{all}^3$ . This likely reflects the higher level of fluctuations in the coda of  $C^1$  than in its ballistic part. Note that the coherence in  $C_{all}^3$  is about twice as high as that in  $C^1$  in this geometry particularly favorable to  $C_{all}^3$  (i.e., a dense distribution of virtual sources in the alignment of receivers).

This analysis shows that the time symmetry of the  $C^3$  function does not depend any more on the distribution of the noise sources, but is instead essentially controlled by the distribution of the stations in the network when

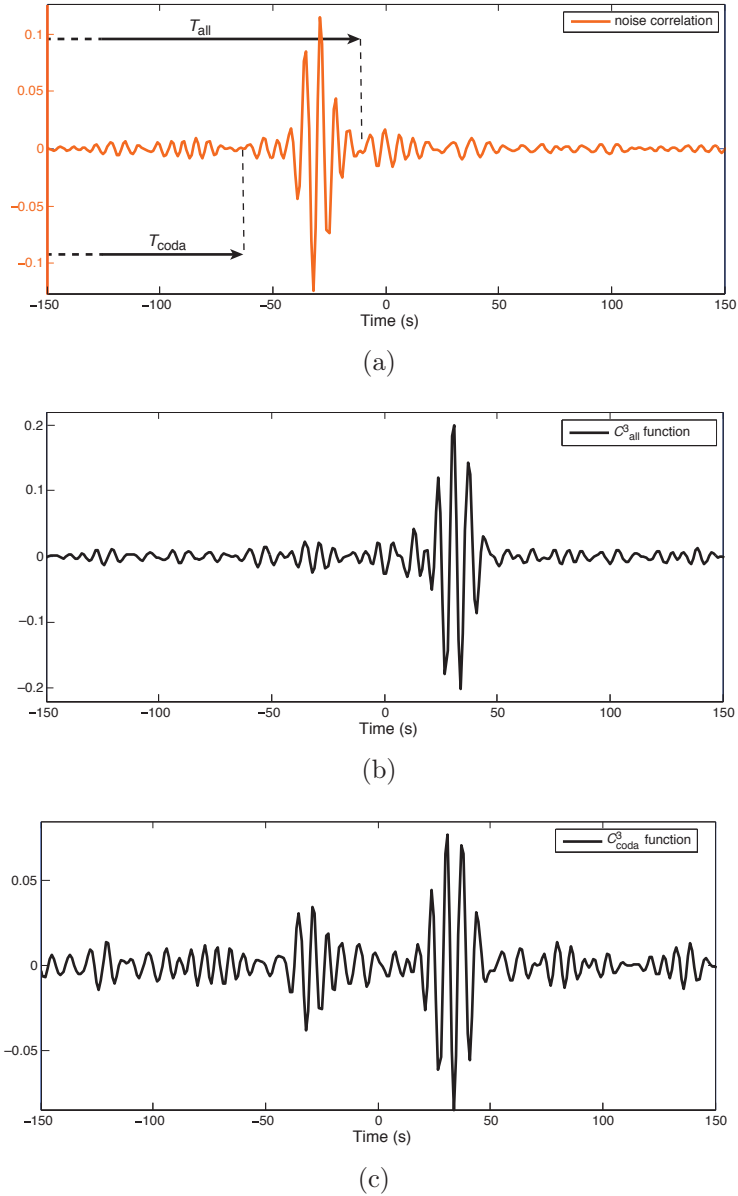


FIG 4.5 – (a) Noise correlation  $C^1$  between stations HAU and BOURR. The start of the two 1200-s time windows used in the  $C^3$  processing is indicated:  $T_{all}$  and  $T_{coda}$ . For the sake of simplicity, the windows are displayed in the negative correlation time for which the ballistic part is clear. (b, c)  $C^3$  functions between HAU and BOURR for the geometry displayed in Figure 4.4(a) and obtained from the  $C^1$  correlation over  $T_{all}$  (b) and  $T_{coda}$  (c). The maxima of these normalized correlation functions correspond to the level of coherence between the correlated signals. Note the different vertical scales for these three correlation functions.

direct waves are selected, and is also influenced by the contribution of the scatterers when the  $C^3$  process is performed from the coda. This means that the sources in the  $C^3$  method are controllable to a certain extent, which is a noticeable advantage compared to the  $C^1$  process, which usually suffers from uneven noise-source distribution.

## 4.6 Combining information from the different correlation functions

The  $C^3$  method is an alternative method for the reconstruction from seismic noise of the Green's function between two points, and we have shown that it can improve noise-based measurements, especially by making correlation functions independent of the noise source. However, this iterative method can also be viewed as a way to obtain several estimates of the Green's function between two points that can be used to complement each other for tomography purposes. Indeed, noise-based tomography requires unbiased travel-time measurements between station pairs. In the case of a directive noise, it has been shown that the noise-correlation functions carry the footprint of the noise-source direction, which can lead to biased travel-time estimations. In general, when both the causal and anticausal parts of the noise-based correlation functions are reconstructed, the travel-time estimation is said to be unbiased. Further bias might come from a poor signal-to-noise ratio in the correlation functions, which also prevents satisfactory measurements of the traveltimes.

We show in Figure 4.5 for a given station pair, that the combination of the  $C^1$  and  $C^3$  results may alleviate these bias. In this case, we have seen that both the  $C_{coda}^3$  and  $C_{all}^3$  functions provide information with respect to  $C^1$  since they exhibit also the time-reversed counterpart of the ballistic signal reconstructed in  $C^1$ . Note that in the general case, this information is provided by  $C_{coda}^3$ , since the time symmetry of the  $C_{all}^3$  function is strongly controlled by the station distribution. There are therefore configurations for which the information in  $C^1$  and  $C_{all}^3$  is redundant. On the other hand, in terms of coherence,  $C^1$  and  $C_{all}^3$  can provide an advantage with respect to  $C_{coda}^3$  for better-quality measurements to be obtained. Besides, Figure 4.5 shows a higher level of coherence in  $C_{all}^3$  than in  $C^1$ .

Several aspects have roles in the improvement of the correlation results. In the present study, we have mentioned in particular the noise-source ef-

fects, time symmetry and coherence. The  $C^3$  functions complement  $C^1$  by contributing to one or several of these aspects. The different correlation functions can thus be viewed as complementary information that can be considered together to improve noise-based tomography analysis.

## 4.7 Iterating the correlation process

The results presented in the previous sections have shown that it is possible to reconstruct (at least partially) the Green's function by iterating the correlation process from  $C^1$  to  $C^3$ . These results emphasize that the late arrivals in the  $C^1$  function still carry information about the propagation medium since the correlation of the  $C^1$  coda averaged over the station networks allows the reconstruction of the direct arrivals.

We can then ask about the next iterative step, i.e. is it possible to use the coda of the  $C^3$  function to reconstruct part of the Green's function?

For Figure 4.6, we computed the  $C^5$  function<sup>1</sup> for a particular station pair from the coda of the  $C^3$  functions averaged over the network station pairs. Note that in Figure 4.6 we compare correlation functions instead of Green's function. The relation between the Green's function and the correlation function (Equation 4.2) refers implicitly to a time derivative that is written as  $Im(G) \propto i\omega \times C$  in the frequency domain. When dealing with correlation of correlations, an extra  $\omega^2$ -term is introduced into the counterpart of Equation 4.2, which becomes  $Im(G) \propto i\omega^3 \times C^3$ . This implies a difference in the spectral content of the Green's function and the correlation function that becomes more pronounced during the iteration process. However, the spectral whitening used in our processing maintains the spectrum as almost constant in a narrow band during the iteration. This allows us to consider that the spectrum variations remain negligible throughout the iteration process.

The good agreement between the direct arrivals of the  $C^5$  and the  $C^1$  functions shows that some coherent signal is still present in the coda of the  $C^3$  function. This result supports the idea that the  $C^5$  function could also be used in noise-based tomography or for monitoring techniques. However, we observe in Figure 4.6 that the signal-to-noise ratio in the  $C^5$  function is smaller than that in the  $C^3$  function, which was also smaller than that in the  $C^1$  function (note the decrease in the coherence level in Figure 4.6(b), (c))

---

1. As for  $C^3$ , the exponent indicates the number of  $C$  in the correlation function description. The  $C^5$  function corresponds to the Correlation of the Coda of the  $C^3$  function.

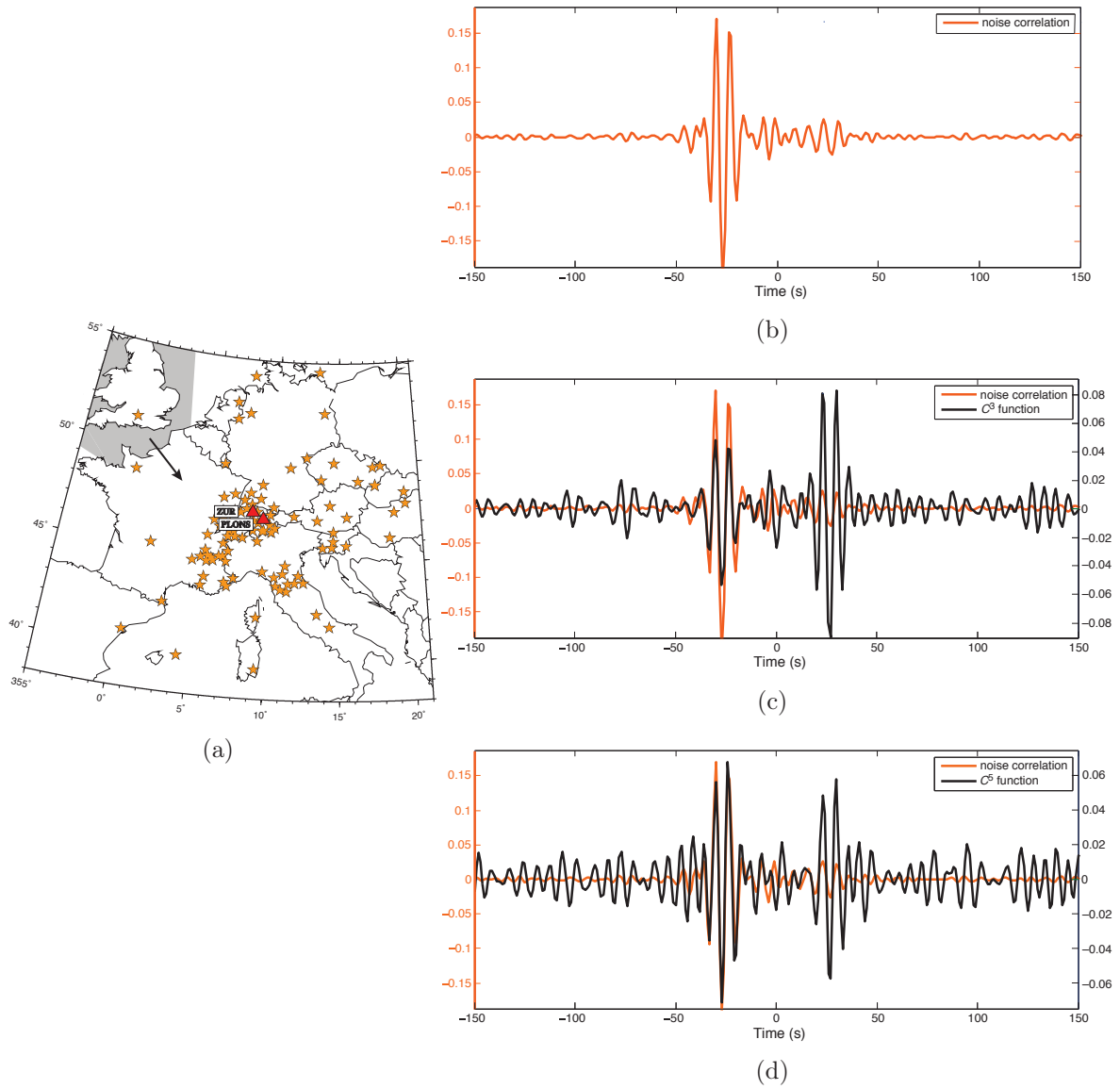


FIG 4.6 – (a) As for Figure 4.2(a), here for the station pair PLONS-ZUR. (b) Noise correlation  $C^1$  between stations PLONS and ZUR. (c, d) Iterated correlation functions  $C^3$  (c) and  $C^5$  (d) superposed on the noise correlation for the geometry displayed in (a). In view of the level of fluctuations in (d), the  $C^5$  function displayed can be considered as symmetric. Note the different vertical scales (left and right, respectively) for the different normalized correlation functions.

and (d)). This might limit the practical interest of this iterative correlation process in geophysical inversion techniques.

*Sabra et al.* (2005d) proposed a theoretical expression for the level of fluctuations in the  $C^1$  function that helps in the understanding of the Green's function reconstruction during the iterative correlation process. They considered a white-noise model and a finite bandwidth  $B$ . In the case of normalized correlations (Equation 4.4), the expected level of fluctuations,  $n$ , is given by:

$$n = \frac{1}{\sqrt{2BT}} \quad (4.8)$$

The stack over  $N$  virtual sources, as performed in the  $C^3$  method, leads to an expected fluctuation level in the  $C^3$  function of (e.g. *Larose et al.*, 2008; *Stehly et al.*, 2008):

$$n = \frac{1}{\sqrt{2NBT}} \quad (4.9)$$

Measurements of the level of fluctuations carried out for the iterative correlation functions have shown good agreement with *Sabra et al.* (2005d). This means that the fluctuation levels observed (Figure 4.6) are indeed controlled by the evolution of  $B$ ,  $T$  and  $N$  during the iterative correlation process. In the following, we examine the evolution of these different parameters in this iteration process:

1. *The frequency bandwidth  $B$* : in the frequency domain, the correlation consists of multiplying the spectra. If the frequency content is peaked, the correlation process heightens the contrast between the frequencies, which, in practice, amounts to having a narrower spectral content ( $B$  is decreasing). This corresponds to a loss of information, which in Equation 4.8 leads to higher fluctuation levels in the correlations. In our case, the noise spectrum between 0.1 Hz and 0.2 Hz is peaked near 0.14 Hz, and this peak will be accentuated throughout the successive iterative steps. To prevent this loss of spectral information, we whiten the selected coda between 0.1 Hz and 0.2 Hz, so as to correlate a flat spectrum signal in the same frequency band at each iteration step.

2. *The duration  $T$* : it is well established that correlation results are highly dependent on the duration of the ambient noise time series. In the present study,  $C^1$  has been calculated from one year of seismic ambient noise, and  $C^3$  results from the average of about 200 correlations ( $C^{3++}$  and  $C^{3--}$  averaged over a hundred stations) performed on a time window of  $T = 1200$  s extracted from the  $C^1$  coda. Considering the equation 4.9, this results in larger fluctuations in the  $C^3$  function than in  $C^1$ . As the fluctuation level is higher in  $C^3$  than in  $C^1$ , the  $C^5$  function was computed from the selection

of a shorter time window in the  $C^3$  coda, which results in a stronger fluctuation level in the  $C^5$  function. This explains why the level of fluctuations will always increase through the correlation iterations after the  $C^3$  processing.

3. *The number of virtual sources  $N$* : Equation 4.9 gives a level of fluctuations that is decreasing as  $1/\sqrt{N}$ . This means that the stacking over many virtual sources improves the  $C^3$  processing. However,  $N$  remains the same after the  $C^3$  function, and therefore this parameter does not influence the fluctuation level in the higher-order correlation functions.

This analysis shows that the level of fluctuations can be improved in the  $C^3$  correlation (with respect to the  $C^1$  correlation) by considering large networks (and thus more virtual sources), although it is limited by the decrease in the time interval  $T$  after the  $C^3$  iteration.

## 4.8 Conclusions

The present study shows that the later part of the noise correlation contains coherent signals that can allow the reconstruction of the Green's function by the so-called  $C^3$  method. Indeed, the  $C^3$  correlation function clearly shows the direct surface-wave part of the Green's function, and the success of the next iterative step, which is  $C^5$ , shows that coherent signals are also present in the coda of the  $C^3$  function.

This method can be useful to improve noise-based measurements, especially by suppressing source effects that are caused by non-isotropic source distributions. Two points should be emphasized. First, the  $C^3$  method is computed from scattered waves that have already been extracted in the  $C^1$  function. Secondly, we have shown that the  $C^3$  correlation function loses its dependency on the noise-source spatial distribution, and instead highly depends on the network stations that have the role of virtual sources. Thus, both scattering and an even spatial distribution of stations help in converging toward a two-sided Green's function with this technique. The  $C^3$  method can therefore help in the resolution of problems that arise from uneven source distributions in the primary noise correlations ( $C^1$ ).

However, fluctuations in  $C_{coda}^3$  are higher than in  $C^1$ , and this might mitigate the practical interest in this higher-order correlation function for tomography purposes. We can adopt a somewhat different approach by combining information from the different correlation functions. Indeed, the  $C^1$  and

$C^3$  correlation functions provide several travel-time estimations that can be viewed as complementary information for noise-based tomography inversions.

## Acknowledgments

All the seismic data used in this study have been obtained from the IRIS DMC (<http://www.iris.edu/>), the ORFEUS database (<http://www.orfeus-eu.org/>), the ETH Zürich, the CEA (Commissariat à l'Énergie Atomique, France), and the LGIT (Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique de Grenoble, France). We thank N. Shapiro, U. Wegler and D. Draganov for their helpful comments and suggestions. One of the authors (B.F.) acknowledges the support of Shell Research. This research was supported by European Research Council (Advanced grant Whisper).





Nous venons de présenter deux méthodes ayant pour but de s'affranchir des effets de source dans les mesures issues des techniques de corrélation. Dans chacune des deux approches, nous avons souligné l'intérêt des ondes de la coda pour obtenir un champ plus isotrope, devenant indépendant des sources. Ce résultat provient de la nature de ces ondes, multiples diffractées par les hétérogénéités dans la Terre. Ces diffuseurs jouent alors le rôle de sources secondaires (Figure 4.7) qui peuvent être considérées comme stables aux échelles de temps de nos études de suivi temporel. Les ondes de la coda, contrôlées par ces sources secondaires, sont donc supposées moins sensibles aux variations de sources que les ondes directes. Puisque nous avons montré que la partie tardive des corrélations de bruit reconstruisait au moins en partie la coda de la fonction de Green (Chapitre 4), il paraît intéressant de mesurer les variations temporelles dans cette partie des fonctions de corrélation, pour se libérer de l'effet des fluctuations des sources de bruit. Dans la partie III, nous présentons une application de suivi temporel passif autour du séisme du Wenchuan (Mw 7.9), s'étant produit dans la province du Sichuan (Chine) le 12 mai 2008.

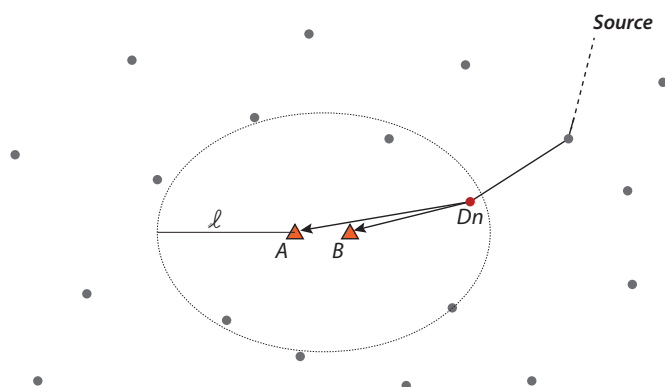


FIG 4.7 – Schéma de propagation des ondes entre une source et les récepteurs  $A$  et  $B$ , en présence de diffuseurs (points gris). La propagation représentée passe par un dernier diffuseur  $Dn$ . Si  $Dn$  est situé dans la zone de cohérence de la paire de récepteurs  $A$ - $B$ , ce diffuseur peut être vu comme une source secondaire qui contribue à la reconstruction de la fonction de Green entre  $A$  et  $B$ . A noter que les diffuseurs qui vont agir comme des sources secondaires sont dans une zone de taille caractéristique  $l$  (i.e. le libre parcours moyen).



## Troisième partie

Suivi temporel dans la province  
du Sichuan (Chine) autour du  
séisme du Wenchuan (Mw 7.9, 12  
mai 2008)



# Chapitre 5

## Contexte du suivi temporel dans la région du Tibet oriental - province du Sichuan

### Sommaire

---

5.1	Contexte tectonique . . . . .	109
5.2	Séisme du Wenchuan (Mw 7.9, 12 mai 2008) . . .	113
5.3	Réseau et données de bruit . . . . .	115
5.4	Les enjeux de cette étude de suivi temporel . . .	117

---

### 5.1 Contexte tectonique

La chaîne de montagnes du Longmen Shan forme la marge Est du plateau tibétain, le plus grand et plus haut plateau dans le monde (l'altitude y est supérieure à 4000 m sur plus de 2,5 millions de kilomètres carrés). Ces hauts-reliefs résultent de la collision entre l'Inde et l'Eurasie, commencée il y a environ 50 millions d'années. Depuis lors, l'Inde se rapproche et percute l'Asie à une vitesse de plusieurs centimètres par an, avec une convergence actuelle de l'ordre de 4-5 cm/an. Cette collision contrôle l'évolution du plateau tibétain par deux phénomènes majeurs : l'épaississement de la croûte sous le Tibet (responsable de l'élévation importante) et l'extrusion vers l'est de la lithosphère tibétaine. Les mesures géodésiques nous renseignent sur l'état actuel de déformation en surface et montrent clairement la convergence nord-sud ainsi que le transport de matériel vers le sud-est de l'Asie. La figure 5.1 synthétise ces éléments du contexte tectonique régional de notre étude.

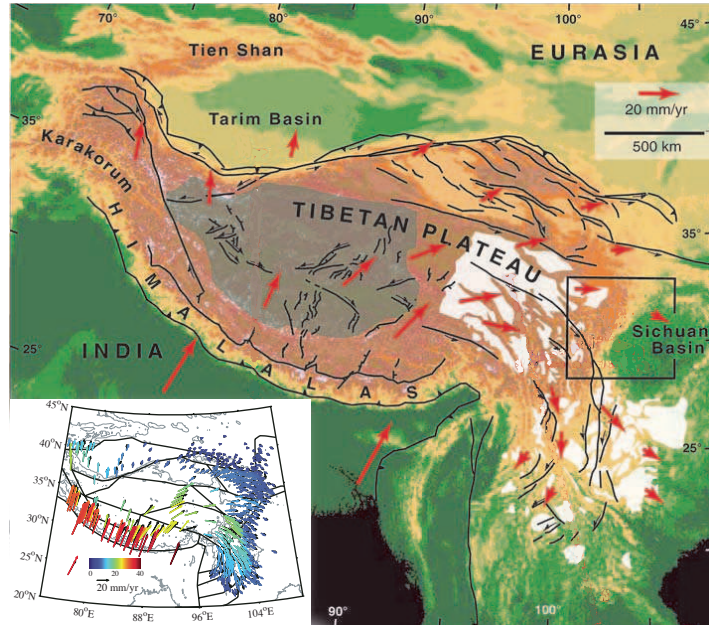


FIG 5.1 – Carte topographique de la région du Tibet (modifié d’après *Royden et al. (2008)*). Les flèches rouges représentent des résultats simplifiés de mesures GPS. Le cadre noir à l’est du plateau tibétain correspond à notre région d’étude, à savoir autour du Longmen Shan. L’encart montre le détail de mesures GPS dans la zone. Le mouvement indiqué est relatif à la plaque Eurasienne (Source : *Meade (2007)*).

La chaîne du Longmen Shan, région dans laquelle s’est produit le séisme du Wenchuan, correspond à une zone de convergence séparant le bassin sédimentaire du Sichuan à l’est, du plateau tibétain (voir Figure 5.2). Cette chaîne présente plusieurs spécificités et singularités. Tout d’abord cette région présente le plus impressionnant gradient topographique de tout le plateau, le front de la chaîne s’élevant plus de 4000 m au dessus du bassin du Sichuan. Cependant, cette région présente certaines caractéristiques peu habituelles d’un fort relief issu d’une convergence active. En effet, malgré une forte topographie formée récemment<sup>1</sup>, les mesures géodésiques et les observations géomorphologiques s’accordent pour estimer le raccourcissement est-ouest à travers la chaîne et le bassin du Sichuan à moins de 3 mm/an (*Zhang et al., 2004; Shen et al., 2005; Meade, 2007; Densmore et al., 2007*). De plus, la sismicité historique à l’intérieur même de ce système de failles est caractérisée par des séismes de tailles modérées, et aucun séisme de magnitude supérieure à 7 n’avait été répertorié durant le dernier millénaire avant le séisme du Wen-

1. depuis le Miocène, soit depuis moins de 15-20 Ma.

chuan. Enfin, d'autres arguments, tels que l'absence de subsidence d'avant-pays et de grands chevauchements à faible pendage, sont parfois également cités pour appuyer la singularité de cette chaîne. Toutefois, certaines équipes (e.g. *Tapponnier et al.*, 2001) avaient mentionné, et ce, bien avant le séisme du Wenchuan, la présence de grandes failles actives chevauchantes dans cette zone. Ces résultats les incitent à considérer le Longmen Shan comme le résultat logique de ces chevauchements, s'opposant ainsi à l'hypothèse d'une chaîne « atypique ».

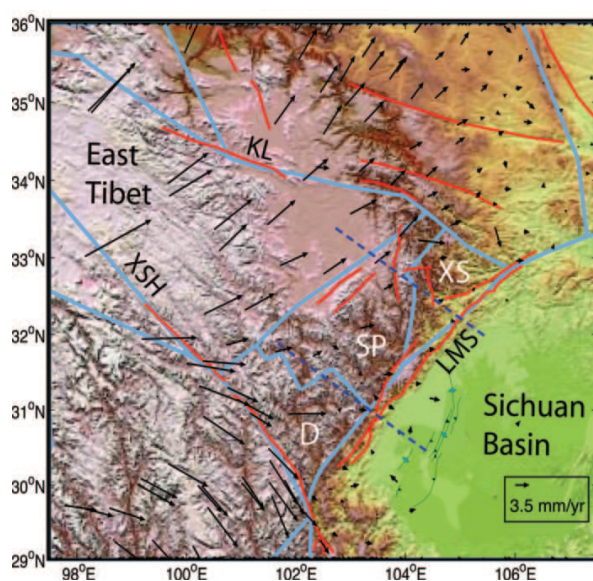


FIG 5.2 – Carte topographique du Tibet oriental autour de la zone du Longmen Shan. Les lignes rouges représentent les failles actives principales (KL–faille de Kun Lun ; XSH–faille de Xianshuihe ; LMS–système de faille du Longmen Shan). Les flèches noires correspondent à des mesures de vitesses GPS relatives au sud de la Chine. Les lignes bleues correspondent à des frontières de blocs utilisés pour des modèles GPS, mais ne sont pas considérées ici. Source : *Burchfiel et al.* (2008).

Un débat est alors né à propos de la formation de cet important relief et plus largement sur les mécanismes associés à la déformation récente du Tibet. Globalement, deux visions s'opposent : cette chaîne est-elle formée par le jeu de failles crustales et du raccourcissement, ou est-elle due à l'épaississement ductile de la croûte profonde dans une couche faiblement visqueuse ? Le premier modèle considère que le Tibet se déforme par le mouvement de blocs lithosphériques rigides limités par des zones de failles actives d'échelle lithosphérique (e.g. *Tapponnier et al.*, 2001). Dans le second modèle, du matériel de la croûte inférieure, fluant vers l'extérieur depuis le centre du plateau, vient



buter sur une lithosphère vieille et résistante, se trouvant sous le bassin du Sichuan. Le flux est alors dévié de part et d'autre du bassin vers le nord-est et le sud-est. Au niveau du Longmen Shan, la croûte inférieure s'épaissit, pousse vers le haut la croûte située au-dessus, causant cette importante topographie (e.g. Royden *et al.*, 1997; Clark and Royden, 2000; Burchfiel *et al.*, 2008). La figure 5.3 illustre schématiquement ces deux mécanismes. Une différence majeure entre ces deux modèles est l'implication de raccourcissement dans la déformation au niveau du Longmen Shan. Le modèle du flux en profondeur ne requiert en effet pas de raccourcissement à la surface puisque la croûte supérieure est essentiellement déplacée verticalement (et pas horizontalement). Ce modèle s'appuie en partie sur des études sismologiques suggérant une différence de comportement mécanique entre une lithosphère résistante sous le bassin du Sichuan et plus faible sous la région Est du plateau tibétain (Li *et al.*, 2006, 2008). La présence de couches à moindre vitesse a également été mise en évidence sous le plateau tibétain dans la croûte intermédiaire et inférieure, par Yao *et al.* (2006, 2008) et Xu *et al.* (2007).

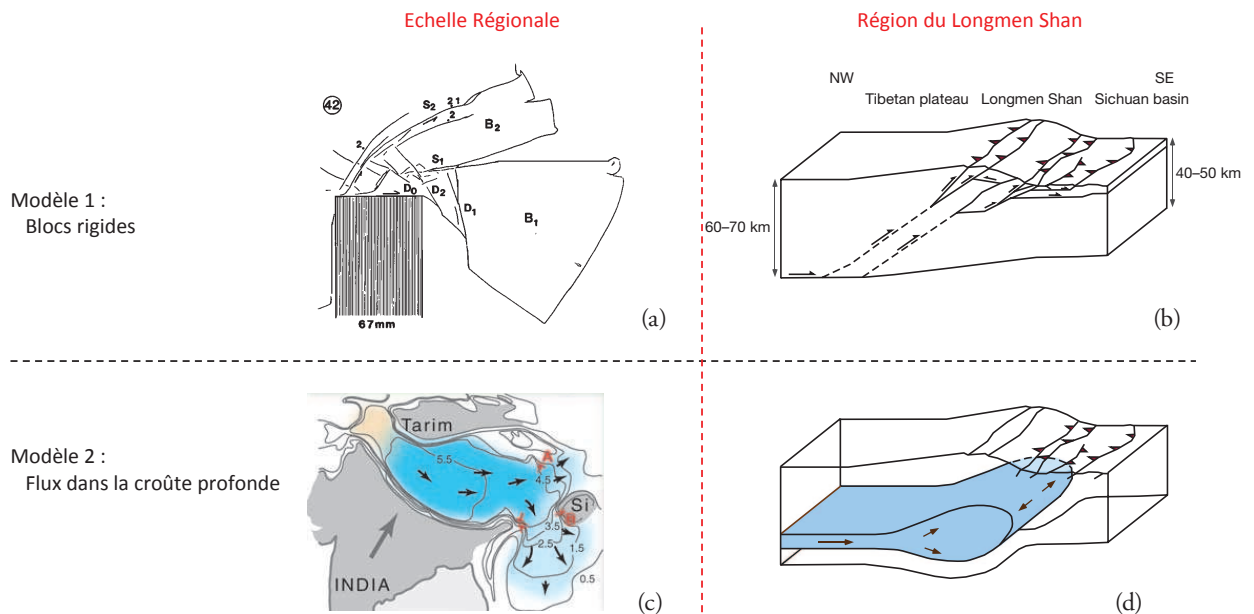


FIG 5.3 – Synthèse schématique des deux modèles généralement utilisés pour expliquer la déformation récente du Tibet (à gauche) et la formation de la chaîne du Longmen Shan (à droite). Les deux modèles sont décrits dans le texte. La figure (a) est issue de Peltzer and Tapponnier (1988), la figure (c) de Royden *et al.* (2008), les figures (b) et (d) de Hubbard and Shaw (2009).

Le séisme du Wenchuan le 12 mai 2008 est venu alimenter le débat, puisque le plus gros séisme en Chine depuis plus de 50 ans s'est produit dans la zone du Longmen Shan. Nous verrons dans la section suivante comment l'étude de ce séisme peut renseigner sur les mécanismes impliqués dans la déformation récente du Tibet.

## 5.2 Séisme du Wenchuan (Mw 7.9, 12 mai 2008)

Le 12 mai 2008, un séisme d'une magnitude proche de 8 s'est produit dans la région du Longmen Shan, causant le décès de plus de 80 000 personnes, d'énormes dégâts matériels et dévastant plusieurs villes de la province du Sichuan (Figure 5.4(a)).



FIG 5.4 – (a) photo prise après le séisme du Wenchuan illustrant l'ampleur des dégâts. Source : <http://www.iris.edu>. (b) Rupture en surface sur la faille de Pengguan. On observe l'escarpement dû au mouvement chevauchant sur la faille, le bloc de gauche chevauchant le bloc de droite. Source : *Liu-Zeng et al.* (2009).

Le séisme du Wenchuan a cassé deux failles inverses parallèles, éloignées de 15-20 km : la faille de Beichuan et la faille de Pengguan. La rupture s'est initiée dans le sud du Longmen Shan et s'est propagée unilatéralement vers le nord-est sur plus de 320 km, le long d'une faille à fort pendage vers le nord-ouest. La surface a cassé sur une zone de 240 km de long sur la faille de Beichuan et de 70 km sur la faille de Pengguan (Figures 5.4(b) et 5.5). Les décalages maximaux observés sont de 6,5 à 10 m verticalement, et 5 m horizontalement (*Xu et al.*, 2009; *Liu-Zeng et al.*, 2009). Des modèles de glissement associé au séisme ont été obtenus par inversion de données géodésiques GPS et InSAR (e.g. *Shen et al.*, 2009; *Qi et al.*, 2011) ou de données

télé-sismiques (e.g. *Ji and Hayes, 2008; Nakamura et al., 2010; Zhao et al., 2010*). Ces modèles sont globalement en accord (Figure 5.6), montrant d'une part deux principaux patchs de glissement à proximité des villes de Beichuan et Yingxiu (deux des régions les plus touchées par le séisme); et d'autre part, un changement de mécanisme sur la faille, principalement en chevauchement au sud-ouest puis en décrochement dextre au nord-est.

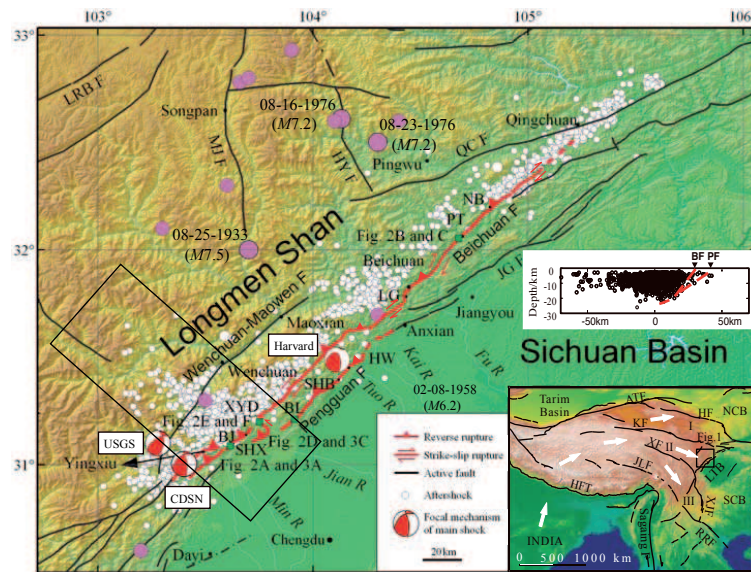


FIG 5.5 – Carte topographique de la région du Longmen Shan touchée par le séisme du Wenchuan. Les ruptures en surface sur la faille de Beichuan et Pengguan sont indiquées en rouge. Les cercles roses représentent les séismes historiques destructeurs avec leur date et leur magnitude; les cercles blancs, les répliques du séisme de mai 2008. La localisation de la coupe des répliques est indiquée par le rectangle noir centré au point de coordonnées 31.25°N, 103.5°E (BF : faille de Beichuan, PF : faille de Pengguan). Trois localisations de l'épicentre sont indiquées sur la figure. A noter que dans le manuscrit nous considérons la localisation de l'USGS (30.986°N, 103.364°E). L'encart montre le contexte tectonique global de la région. Source : *Xu et al. (2009)*.

Ce changement de mécanisme le long de la faille peut s'expliquer par le contexte tectonique régional, le Longmen Shan étant une zone de convergence marquée par une extrusion du Tibet vers le nord-est (voir Figures 5.1 et 5.2). Les caractéristiques de ce séisme pourraient donc aider à comprendre les mécanismes impliqués dans la tectonique actuelle de la région. Cependant, là encore, les deux visions déjà mentionnées s'opposent : par exemple, *Royden et al. (2008)* expliquent le séisme du Wenchuan par le jeu de failles actives accommodant dans la croûte supérieure le soulèvement vertical de la marge du plateau et l'extrusion du plateau vers le nord-est, la déformation

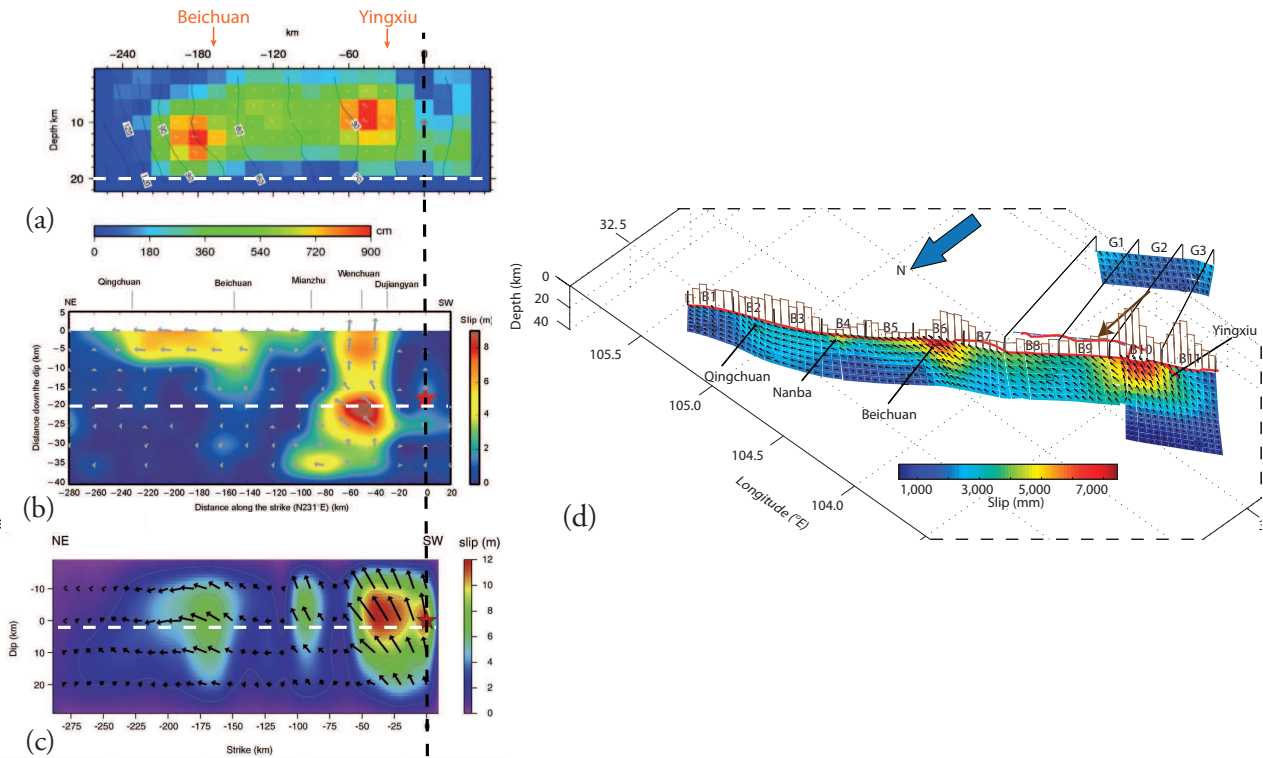


FIG 5.6 – Quatre exemples de modèles de glissement obtenus par inversion de données télé-sismiques (a-c) et géodésiques (d). L’amplitude du glissement est représentée par l’échelle de couleur (différente pour les quatre modèles). (a-c) Les coupes sont alignées par rapport à la localisation de l’hypocentre indiquée par la ligne noire en pointillés. Pour chaque modèle, la ligne blanche en pointillés correspond à la profondeur 20 km. Les figures sont modifiées d’après *Ji and Hayes (2008)* (a), *Zhao et al. (2010)* (b), *Nakamura et al. (2010)* (c), et *Shen et al. (2009)* (d).

étant causée par une croûte profonde ductile. Cependant, l’étude du raccourcissement impliqué dans le séisme du Wenchuan (et le lien raccourcissement - élévation) entraîne plusieurs équipes à conclure que le raccourcissement crustal est le mécanisme principal impliqué dans la formation de cette forte topographie dans la région du Longmen Shan (*Hubbard and Shaw, 2009; Xu et al., 2009*).

### 5.3 Réseau et données de bruit

En octobre 2006, l’institut de géologie du *CEA (China Earthquake Administration)*, sous la responsabilité de Qi Yuan Liu et Jiu Hui Chen, a installé

près de 300 stations dans l'ouest de la province du Sichuan, recouvrant les 2/3 du système de failles activé durant le séisme du Wenchuan (Figure 5.7(a)). Les données sismiques sont collectées en continu par des enregistreurs Reftek 130B DAS avec des sismomètres large-bande Güralp CMG-3ESP. Ce réseau (*WSSA, Western Sichuan Seismic Array*) a fonctionné pendant plus de deux ans fournissant des données continues avant, pendant et après le séisme de mai 2008. Dans le cadre d'un accord de collaboration, les données pré-traitées par normalisation d'amplitude ont été mises à disposition de notre groupe à Grenoble.

Nous utilisons ici deux ans de données (de janvier 2007 à décembre 2008) de la partie nord du réseau ( $29^{\circ}\text{N}$ - $32^{\circ}\text{N}$ ,  $100^{\circ}\text{E}$ - $105^{\circ}\text{E}$ ), à savoir 156 stations situées autour de la région du Longmen Shan (Figure 5.7(b)). Les stations sont en moyenne espacées de 20-30 km. Certaines stations proches de l'épicentre (la plus proche se trouve à moins de 20 km) sont tombées en panne durant le séisme mais ont été réparées dans les 15 jours suivants. Les autres stations ont également été vérifiées dans les jours après le séisme pour s'assurer qu'elles fonctionnaient correctement.

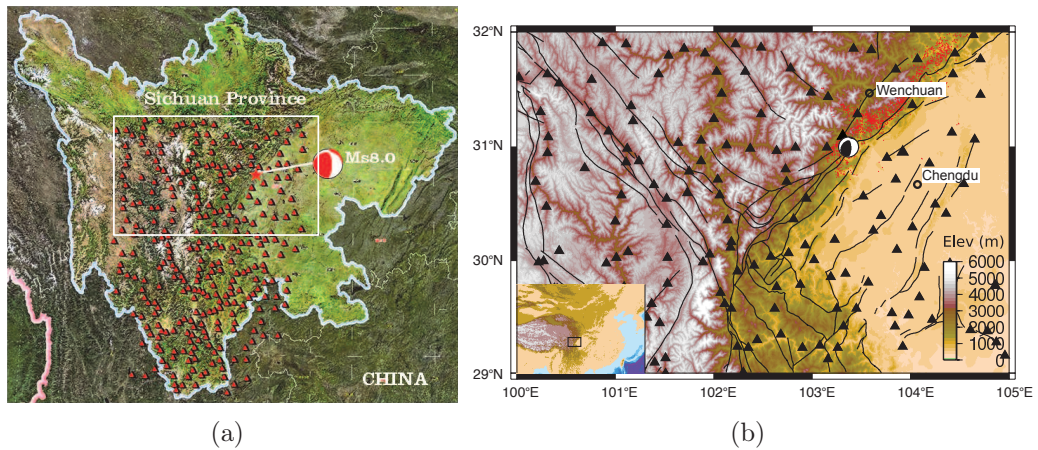


FIG 5.7 – (a) Carte de la province du Sichuan et des 297 stations du réseau *WSSA* (triangles rouges). L'étoile rouge indique l'épicentre du séisme du Wenchuan. Le cadre blanc correspond à la partie du réseau utilisée dans notre étude et à la zone de la figure (b). (b) Carte des stations utilisées dans notre étude (triangles noirs). Le mécanisme au foyer (*beach ball*) indique l'épicentre du séisme du Wenchuan, et les points rouges, les répliques. Les lignes noires correspondent aux failles majeures dans la région.

## 5.4 Les enjeux de cette étude de suivi temporel

Comme nous l'avons mentionné dans le premier chapitre, plusieurs motivations sont à la base des études de suivi temporel, en particulier pour essayer de comprendre les processus à l'origine des variations de vitesse observées, et plus largement les mécanismes impliqués dans les événements sismiques ou volcaniques. Par ailleurs, d'après ce que nous venons de voir, plusieurs aspects rendent une étude de suivi temporel dans le contexte du séisme du Wenchuan, particulièrement intéressante. Citons tout d'abord le contexte tectonique qui, par ses particularités et sa complexité, fait l'objet de débats passionnés. De nouvelles observations pourraient ainsi permettre d'apporter des éléments pour mieux comprendre la déformation de la croûte dans cette région. De plus, l'étude d'un séisme de cette ampleur est motivante pour plusieurs raisons. D'un point de vue du risque sismique, compte tenu des dégâts humains et matériels causés par ce séisme, il semble pertinent de s'intéresser à un tel séisme. D'autre part, d'un point de vue purement scientifique, on peut s'attendre à ce qu'un tel séisme puisse permettre de mettre en évidence des phénomènes difficilement observables pour des séismes plus modérés. Enfin, les données disponibles offrent de nombreuses possibilités. Premièrement, la grande quantité de données va nous permettre de nous intéresser à la localisation des variations de vitesse dans le milieu (nous y reviendrons dans les deux prochains chapitres). Deuxièmement, les stations large-bande nous permettent de faire l'étude dans différentes gammes de fréquences afin d'étudier le comportement de la croûte à différentes profondeurs. Les deux chapitres suivants correspondent ainsi au suivi temporel dans deux gammes de périodes : entre 1 et 3 s (Chapitre 6) et entre 12 et 20 s (Chapitre 7).



## Chapitre 6

# Suivi temporel des variations de vitesse sismique à courtes périodes (1-3 s) : Distribution of seismic wave speed changes associated with the 12 May 2008 Mw 7.9 Wenchuan earthquake

### Sommaire

---

6.1	Résumé . . . . .	120
6.2	Abstract . . . . .	121
6.3	Introduction . . . . .	121
6.4	Data and measurements of relative velocity changes	123
6.5	Results . . . . .	125
6.5.1	Temporal velocity changes . . . . .	125
6.5.2	Spatial distribution of the co-seismic velocity changes	125
6.6	Discussions and Conclusions . . . . .	127
6.7	Auxiliary material . . . . .	129
6.8	Confirmation par la méthode du stretching . . . . .	129

---



## 6.1 Résumé

L'article suivant présente les résultats du suivi temporel passif dans la région du Longmen Shan dans la gamme de périodes 1-3 s. Les variations de vitesse sont mesurées par la méthode des doublets, sur la coda des corrélations de bruit calculées pour l'ensemble des paires de stations du réseau. A la suite de l'article (section 6.8), les résultats obtenus par la méthode du stretching sont présentés, venant confirmer les résultats des doublets.

Les résultats montrent une nette chute de vitesse co-sismique, jusqu'à 0.08% dans la région proche de la zone de faille. Cette variation, pourtant de l'ordre de  $10^{-3}$ , se distingue clairement des fluctuations de vitesse sismique observées avant le séisme ( $\leq 0.02\%$ ). On peut noter que cette variation est du même ordre de grandeur que les variations de vitesse observées pour le séisme de Parkfield (*Brenquier et al.*, 2008a) malgré des magnitudes différentes ( $M_w = 6.0$  pour Parkfield et  $M_w = 7.9$  pour le séisme du Wenchuan). Cette similitude est probablement due aux relations d'échelle des séismes, avec une chute de contrainte quasiment constante pour des séismes de magnitudes différentes.

Compte tenu de notre distribution de stations, on peut étudier la distribution spatiale des variations de vitesse dans notre région. Pour cela on définit une grille de sous-régions de  $0.5^\circ \times 0.5^\circ$  et on calcule les variations co-sismiques dans chacune de ces sous-régions. On observe que la vitesse des ondes chute nettement dans une zone assez large, autour de la région de la faille où sont situées les répliques du séisme. La taille de cette zone (de l'ordre de la centaine de kilomètres) montre que les variations de vitesse co-sismiques sont détectables à l'échelle régionale et pas seulement à proximité directe de la zone de faille. Les résultats étant semblables de part et d'autre de la faille (malgré des caractéristiques géologiques très différentes, voir le chapitre précédent, section 5.1), on conclut que l'endommagement dans les couches sédimentaires (bassin du Sichuan) n'est pas la seule cause des variations de vitesse. En revanche, la carte des variations de vitesse présente de claires similarités avec la distribution de la variation de dilatation volumique associée au séisme, laissant penser que les deux phénomènes sont liés. On conclut donc qu'à l'échelle régionale et dans cette gamme de fréquences, la chute de vitesse co-sismique présente une meilleure corrélation avec la variation de déformation liée au séisme qu'avec la géologie en surface.

Jiu Hui Chen, Bérénice Froment, Qi Yuan Liu et Michel Campillo

Article publié dans *Geophysical Research Letters* (2010)

---

## 6.2 Abstract

We used continuous recordings in Sichuan, China to track the temporal change of the seismic wave speed at a regional scale, for 2 years including the Wenchuan Mw 7.9 earthquake. The data are recorded by a temporary network of 156 broad-band seismographs in a region that covers the southern 2/3 of the fault activated during the earthquake. A doublet analysis applied on the codas of seismic noise cross correlation functions is used to detect temporal velocity changes. We found clear evidence that the seismic velocity drops by up to 0.08% in the fault region just after the earthquake with fluctuations within 0.02% before the earthquake. We compared the measurements in different sub-arrays to get a spatial distribution of the velocity changes. This distribution is consistent with the volumetric strain change during the Wenchuan earthquake and shows that the co-seismic velocity change is not controlled by the response of sediments.

## 6.3 Introduction

On 12 May 2008, a Mw 7.9 earthquake struck Wenchuan, Beichuan and Qingchuan counties, China along the eastern margin of the Tibetan Plateau (Burchfiel *et al.*, 2008; Zhang *et al.*, 2010). Surface geology surveys indicate a 240 km long rupture zone (Xu *et al.*, 2009). Seismological data indicate that the rupture initiated in the southern Longmen Shan (LMS) (Figure 6.1) and propagated unilaterally northeastward on a northwest dipping fault for more than 320 km (Ji and Hayes, 2008). Aftershock relocation results (Chen *et al.*, 2009) show that the dipping angle of the fault zone is  $70^\circ \sim 80^\circ$  near the surface and is  $30^\circ \sim 60^\circ$  near the hypocenter (14 ~ 19 km depth). Shen *et al.* (2009) built a comprehensive source model from GPS and InSAR data and confirmed the seismological observations.

Physical processes that accompany earthquakes, such as co-seismic stress changes, the migration of fluids and the formation of damage zones in the shallow layers, can cause changes in mechanical properties of nearby crustal

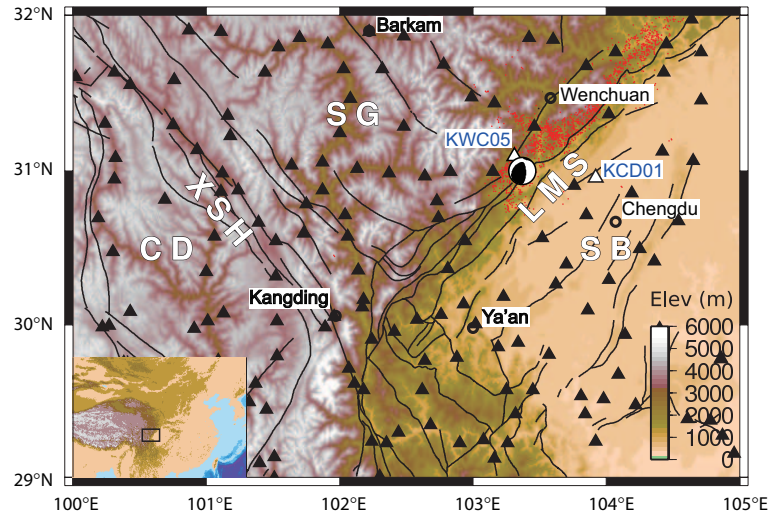


FIG 6.1 – Stations used in this study (triangles). Black beach ball indicates the epicenter of the Wenchuan earthquake and red dots are aftershocks. Black lines are major faults in the studying region. SB, SG, CD, LMS and XSH stands for Sichuan basin, Songpan-Ganzi block, Chuan-Dian block, Longmen Shan fault zone and Xianshuihe fault zone respectively.

material. Recently, technical and methodological developments have shown that such changes in material properties can be detected. Among them, ambient noise monitoring approaches (e.g. *Sens-Schönfelder and Wegler, 2006; Wegler et al., 2009; Brenguier et al., 2008b,a*), which use the coda of the noise correlation functions (NCFs), are specifically designed for continuous monitoring of temporal change in elastic properties of the medium (seismic wave speed), without repeating earthquakes or active sources. These studies are all relying on the extraction of the Earth response between two points from the correlation of seismic noise records (*Shapiro and Campillo, 2004*). The nature of the later part of the NCF was analyzed by *Stehly et al. (2008)* who demonstrated that it contains at least partially the coda of the Green function. It was verified experimentally with ultra-sound that the coda of the NCF can be used for monitoring the velocity changes (*Hadziioannou et al., 2009*). The temporal change is obtained by applying the doublet method (proposed for earthquake records by *Poupinet et al. (1984)*) on the correlation codas.

In October, 2006, that is, well before the Mw 7.9 Wenchuan earthquake, Institute of Geology of the China Earthquake Administration deployed almost 300 broadband stations in western Sichuan province, covering 2/3 of the fault system activated during the Wenchuan earthquake. This Western Sichuan Seismic Array (WSSA) was operational for more than 2 years and

provides unique continuous recordings before, during and after the Wenchuan quake. The data obtained from WSSA were used to perform a series of studies related to the genesis and process of the Wenchuan earthquake, and the structure of the Eastern Tibetan Plateau (e.g. *Liu et al.*, 2009). We use this data to investigate the change of crustal seismic velocity associated with the Wenchuan earthquake at the regional scale.

## 6.4 Data and measurements of relative velocity changes

Our study area comprises the northern part of the WSSA ( $29^\circ$  to  $32^\circ N$  and  $100^\circ$  to  $105^\circ E$ ). We use 156 stations, with average station spacing of  $20 \sim 30$  km. Figure 6.1 shows the location of the stations and the main geological units in this area. The stations are distributed in the LMS, the Sichuan Basin (SB), the Songpan-Ganzi (SG) and Chuan-Dian (CD) blocks. The closest station is within 20 km of the epicenter of the Wenchuan earthquake.

Seismic noise recorded from January 1, 2007 to the end of 2008 are used in this study. Some stations near the epicenter of the Wenchuan May 12, 2008 earthquake suffered power failure during the main shock. These stations were recovered after at most 15 days. For the stations in operation in the days following the event, it was verified on-site that they were functioning correctly. This dataset has long enough recordings before and after the earthquake to allow for the study of the crustal velocity changes. The following paragraphs present the different steps of the processing applied to measure the temporal seismic velocity changes.

Vertical component of the seismic records is used in this study. We first resample the data to 5 sps. A time domain normalization method is used to remove effects of strong localized energetic signal principally due to earthquakes and locally generated noise. The data preprocessing is the same as that of *Yao et al.* (2006). We consider every possible station pairs with a spacing less than 200 km. We compute the NCFs of 30-day moving windows for periods between 1 and 3 seconds. We interpret the NCFs as an approximation of the actual Green function between the stations. The window duration of 30 days was chosen after testing the stability of the NCF versus window lengths. Figure 6.2 shows an example of the NCFs varying with time. It shows that the NCFs are well defined throughout the 2-year

period. The direct wave amplitude shows seasonal variations that reflect changes in noise excitation. The coda waves show arrivals that remain stable over the whole 2-year period. In order to attenuate the effects of temporal variations in the distribution of the noise sources, we ignored the direct waves which are highly sensitive to azimuthal distribution of the noise intensity (e.g. *Froment et al.*, 2010). We thus consider a window that starts long after the ballistic arrivals, which is about 25 s in Figure 6.2. We investigate travel time variations between NCFs using the coda of up to  $\pm 200$  s lapse time. While calculating the NCFs, instrumental timing errors are checked by both the State-of-Health record of the instrument and by checking the time symmetry of the noise correlations (*Stehly et al.*, 2007). Stations exhibiting instrumental timing problems have been removed.

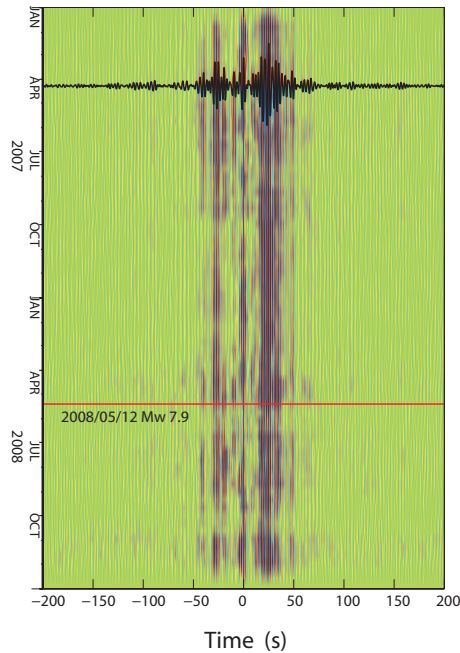


FIG 6.2 – Thirty-day stacked NCFs for the station pair KWC05 and KCD01. The amplitude of the NCFs are in arbitrary unit. The distance between the 2 stations is 60.2 km, their positions are marked as open triangles and blue station names in Figure 6.1. The thick black curve represents the reference stacked NCF. The red line indicates the date of the Wenchuan earthquake.

For each station pair, the NCFs stacked over the 2-year period of study defines the long-term reference trace. Travel time variation between the reference trace and each 30-day NCF is calculated with the doublet method. We thus obtain the delay  $\delta t$  in short moving windows centered at different

lapse time  $\tau$  in the coda. For a specific region and date, we average  $\delta t$  at lapse time  $\tau$  over the station pairs, and a linear least-square regression is applied to get the relative travel time change ( $\delta t/\tau$ ) for the specific date and region of interest. The relative velocity change is the opposite of the relative travel time change ( $\delta v/v = -\delta t/\tau$ ).

## 6.5 Results

### 6.5.1 Temporal velocity changes

The measurements of the velocity changes for groups of stations in the LMS fault belt, SG and SB blocks are shown in Figure 6.3. We note relatively weak and consistent velocity variation before the Wenchuan earthquake, sharp co-seismic velocity changes in LMS and SB, and attenuations after the earthquake. A long-term relaxation cannot be analyzed with the available records.

The velocity fluctuation before the Wenchuan earthquake for the 3 regions is within  $\pm 0.02\%$ . This is similar to what was observed before the Parkfield earthquake by *Brenquier et al.* (2008a).

The temporal variations are different in the three regions (Figure 6.3). The seismic velocity drop reached a value about  $0.08\%$  just after the Wenchuan earthquake in the region close to the LMS fault. This is a bit larger, but of the same order as found for the M6.0 Parkfield earthquake (*Brenquier et al.*, 2008a). Note that the network in Parkfield was just at the epicentral region with a spatial extension of about 20 km, which was of the order of the rupture size of the earthquake; WSSA has an aperture of about 300 km, which is also the length of the Wenchuan rupture. The similarity of the average change of velocity is probably a consequence of the earthquake scaling law with almost constant stress drop.

### 6.5.2 Spatial distribution of the co-seismic velocity changes

The dense and nearly even spatial station distribution of the WSSA makes it possible to investigate the spatial distribution of velocity changes over the full region. To do this, we define a grid of  $0.5^\circ \times 0.5^\circ$  sub-regions. The stations considered for each small region are within  $0.5^\circ$  from the center of the region (see Figure 6.5 of auxiliary material). Results are then interpolated to  $0.25^\circ$ . Note that we produce a smoothed regionalization, in agreement with the fact that we use coda waves with average lapse time of about 100

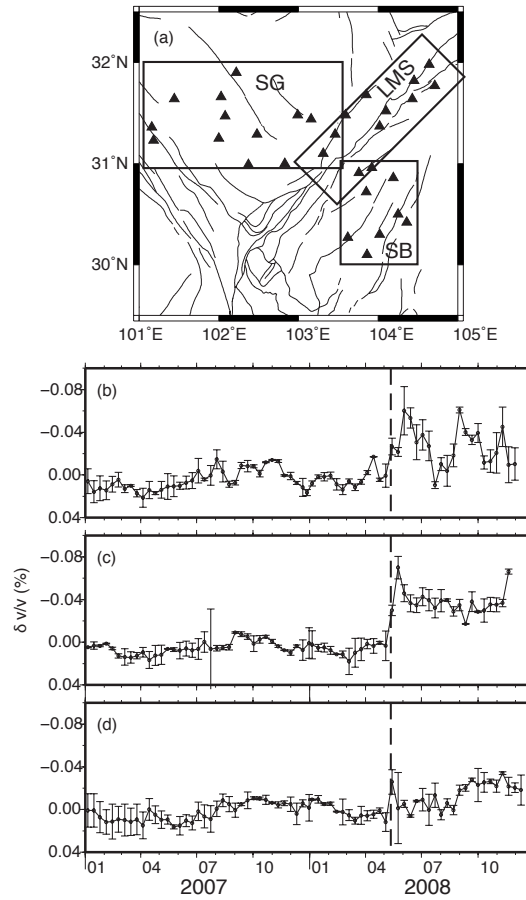


FIG 6.3 – (a) Stations in 3 sub-regions and relative temporal velocity changes for the (b) SB, (c) LMS and (d) the SG block. Error bars correspond to uncertainty of the linear slope estimation of the relation delay  $\delta t$  versus lapse time  $\tau$ . The vertical dashed line indicates the date of the Wenchuan Mw7.9 earthquake.

s that sample a wide zone. The co-seismic velocity change obtained for each of the sub-region is estimated as the difference between the velocities which were averaged over the period before the earthquake and over the 10-to-50-day period after. Figure 6.4 shows the spatial distribution of the estimated co-seismic velocity changes. Since the fluctuation of the measured velocity before the earthquake is  $\pm 0.02\%$ , only regions where the co-seismic velocity change is larger than  $0.02\%$  are considered to have been affected by the earthquake.

The velocity clearly dropped in a wide zone around the LMS, where the aftershocks are distributed. On the contrary, the crustal velocity hardly changed in the southern part of the LMS. Figure 6.4 shows that the velocity

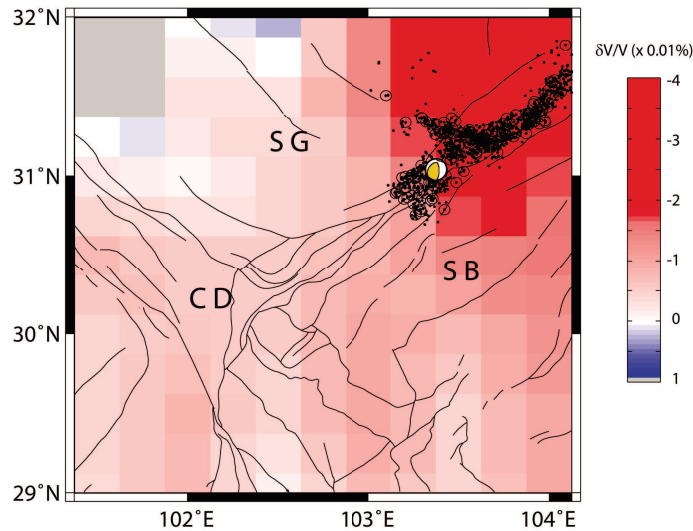


FIG 6.4 – Distribution of co-seismic relative velocity changes. The beach ball indicates the epicenter of the Wenchuan earthquake, bold circles and small dots are aftershocks, thick lines are major faults in the region.

drop is similar on both sides of the fault, despite different geological characteristics of the two blocks.

We evaluate the consistency of the velocity drop with the volumetric strain change associated with the earthquake. The strain is deduced from the kinematic model of *Shen et al.* (2009) based on joint inversion of co-seismic GPS and InSAR displacements (See auxiliary material, Figure 6.6). The map of velocity change has clear similarities with the dilatation distribution, which suggests that the two are causally related. At the regional scale, the velocity drop exhibits a better correlation with the dilatation than with the surface geology or the intensity map. We note that our smoothed regionalization prevents the detection of small scale variations.

## 6.6 Discussions and Conclusions

This study demonstrates that, despite less rigorous station installation for this temporary network than for the permanent borehole stations of HRSN network in Parkfield, temporal velocity monitoring can be achieved with a similar resolution. We also show that the velocity change is detectable at the regional scale.

Our results found a maximum velocity drop of 0.08% (or 4 times larger



than the fluctuations before the main shock) just after the Wenchuan Mw 7.9 earthquake. The relative velocity change is only slightly larger than that of the 2004 Parkfield Mw 6.0 earthquake (*Brenquier et al.*, 2008a), which shows that the velocity change during an earthquake is not increasing with the total moment released. This probably results from the almost constant stress drop and strain change observed during earthquakes of various Mw. The velocity changes are found not only in the regions with sedimentary covers but also in the high plateau, showing that damage in the sedimentary cover is not the only cause of the temporal variations. The spatial distribution of the co-seismic velocity changes is consistent with the distribution of volumetric strain change associated with the main shock.

In this study we consider coda waves propagating, on average, for 100 s. For the region close to the LMS fault, these waves sample medium within a 150-km-radius zone around the fault. We evaluate the average volumetric strain change in this zone from the strain change produced by the rupture obtained by *Shen et al.* (2009) (Figure 6.6 of the auxiliary material). The average dilatation is about  $2 \times 10^{-6}$ , which corresponds to an average stress of  $10^5 Pa$ . We thus infer a sensitivity of relative velocity change to stress on the order of  $0.5 \times 10^{-8} Pa^{-1}$ . This value should be compared to the direct measurement of *Niu et al.* (2008) at a depth of 1 km at SAFOD, that is  $2.4 \times 10^{-7} Pa^{-1}$ . Our observation is more than one order of magnitude smaller. This difference can be attributed to the fact that our measurements are sensitive to larger depths, where material can be expected to be less weathered or cracked, than the data used in the San Andreas fault study.

## Acknowledgments

The study was jointly supported by the Key Projects of Chinese National Programs for Fundamental Research and Development (2004CB418402), the National Natural Science Foundation of China (40974023) and the European Research Council (Advanced Grant Whisper). B.F. acknowledges financial support from Shell Research. Shuncheng Li, Biao Guo, Yu Li, Jun Wang and Shaohua Qi participated to the acquisition of field data. We thank Florent Brenquier, Céline Hadziioannou, Philippe Roux, Nikolai Shapiro, Huajian Yao and Rob van der Hilst for helpful discussions. We thank 2 anonymous reviewers for their helpful advises to improve this article.

## 6.7 Auxiliary material

This auxiliary material contains 2 figures, a sketch map of station selection for sub-regions (Figure 6.5), and the comparison of the co-seismic velocity change distribution obtained in this study with volumetric strain associated with the Wenchuan earthquake (Figure 6.6).

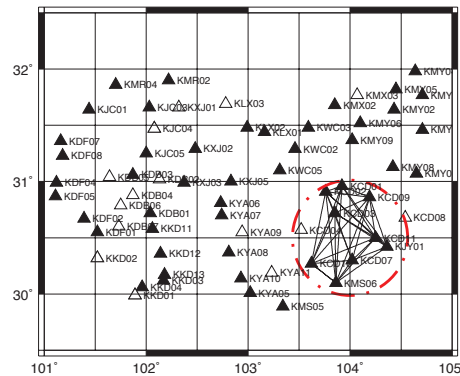


FIG 6.5 – Sketch map of station selection for sub-regions. Black triangles are stations used in the measurement of the velocity changes. White triangles are stations with timing errors in the data, which are not included in the final calculation. Stations for a subregion are selected by a 0.5-degree-radius circle (the thick red circle) centered on grid points of  $0.5 \times 0.5$  degrees. Station pairs fallen in the subregion are used for the calculation of the temporal changes in this region.

## 6.8 Confirmation par la méthode du stretching

Nous avons vu dans le chapitre 2 que deux méthodes étaient généralement utilisées pour la mesure de variations de vitesse. En particulier, nous avons souligné les avantages et les inconvénients des deux méthodes. Il paraît donc pertinent de comparer les résultats des deux méthodes pour appuyer les conclusions tirées en mettant en évidence les observations communes aux deux méthodes. Nous présentons donc ici rapidement les mesures de variations de vitesse obtenues par la méthode du stretching dans la zone de faille. La démarche et le traitement sont exactement les mêmes que dans la partie précédente, la seule différence étant la technique de mesure de  $\delta v/v$  sur la coda des fonctions de corrélation (Stretching *vs* Doublets).

La figure 6.7(b) montre les résultats obtenus pour un ensemble de stations situé autour de la faille (Figure 6.7(a)). Comme pour les résultats des doublets, on observe une nette chute de vitesse co-sismique de l'ordre de 0.08%.

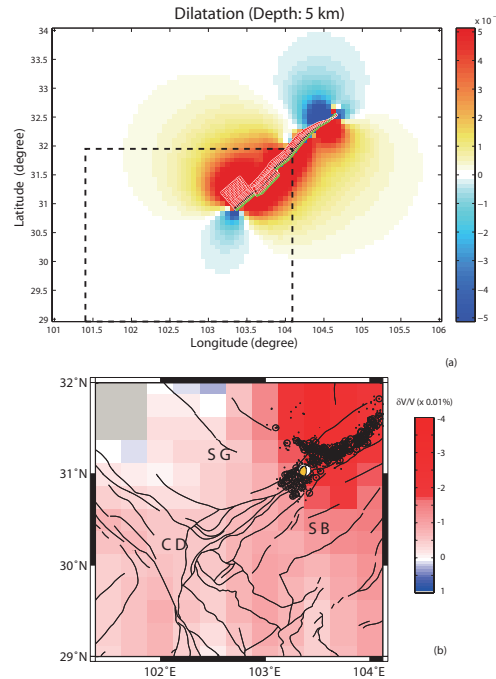


FIG 6.6 – (above) Volumetric strain change during the Wenchuan earthquake, dilatation is positive. The volumetric strain change (dilatation) is calculated using the software package Coulomb version 3.1.09 (*Lin and Stein, 2004; Toda et al., 2005*), deduced from the kinematic model by *Shen et al. (2009)*. The kinematic model is inverted from co-seismic GPS and InSAR displacement measurement. Thus this result is independent of seismological data. The strain calculations are made in an elastic halfspace with uniform isotropic elastic properties following *Okada (1992)*: Poisson’s ratio is 0.25, Young’s modulus is  $8.10^{11}$  Pa. Depth of the strain calculation is 5 km. (below) co-seismic velocity changes result in the paper. The area corresponds to the dashed box in the strain change map.

Ces résultats appuient donc les conclusions des doublets, tant pour la tendance générale (nette chute co-sismique) que pour l’amplitude de cette chute (environ 0.08%).

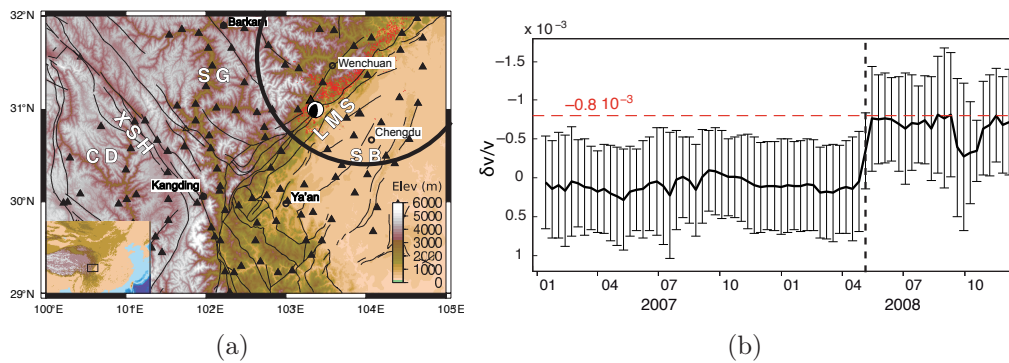


FIG 6.7 – Résultats du stretching pour un ensemble de stations situé autour de la région de la faille où se situent les répliques. Le cercle noir dans (a) délimite l'ensemble de stations considéré. (b) Evolution temporelle des variations de vitesse sismique moyennées sur l'ensemble des trajets considérés. On ne considère que les mesures correspondant à un bon coefficient de corrélation après stretching entre la référence et la trace courante (supérieur à 0.8). La ligne en pointillés noire indique la date du séisme du Wenchuan, et la ligne en pointillés rouge, la valeur de  $\delta v/v$  de  $-0.8 \cdot 10^{-3}$ . Les barres d'erreur correspondent à l'écart-type de la série de mesures sur les différents couples. A noter que ce n'est pas la même erreur que celle représentée dans les résultats des doublets, les deux barres d'erreur étant donc difficilement comparables.



# Chapitre 7

## Suivi temporel des variations de vitesse sismique à « longues » périodes (12-20 s)

### Sommaire

---

<b>7.1</b>	<b>Traitement et mesure de variations de vitesse . . .</b>	<b>134</b>
<b>7.2</b>	<b>Résultats dans différentes sous-régions . . . . .</b>	<b>137</b>
<b>7.3</b>	<b>Localisation par inversion des mesures de variations de vitesse . . . . .</b>	<b>139</b>
7.3.1	Noyaux de sensibilité . . . . .	139
7.3.2	Inversion des mesures de variations de vitesse . . .	144
7.3.3	Quelques éléments d'interprétation . . . . .	154
7.3.4	Conclusion . . . . .	156

---

Les ondes de surface dominant les corrélations de bruit (voir la discussion dans le premier chapitre), une étude dans différentes gammes de fréquences peut nous permettre d'étudier différentes profondeurs dans la croûte. C'est l'idée de ce chapitre, puisque l'on considère les corrélations de bruit à plus longues périodes que dans le chapitre précédent (entre 12 et 20 s), afin d'étudier le comportement de la croûte profonde en réponse au séisme du Wenchuan. L'étude de cette partie de la croûte présente plusieurs intérêts. Par exemple, comparer les observations en surface et en profondeur peut fournir des informations sur les mécanismes à l'origine des variations temporelles. D'autre part, s'intéresser à la croûte profonde s'inscrit parfaitement dans le contexte détaillé dans le chapitre 5, la nature de la croûte inférieure étant un enjeu du débat sur la déformation du Tibet oriental.

## 7.1 Traitement et mesure de variations de vitesse

D'un point de vue méthodologique, la mesure des variations de vitesse sismique est toutefois plus difficile à longues périodes, rendant une étude de suivi temporel moins évidente qu'à courtes périodes. Le jeu de données disponible est alors devenu un atout essentiel, et nous a permis d'obtenir finalement plusieurs informations intéressantes sur l'évolution temporelle de la croûte profonde dans cette zone. Citons trois difficultés caractéristiques de la mesure à longues périodes : premièrement, la nature de la coda des corrélations peut être sensiblement différente, en particulier puisque la diffraction par les hétérogénéités est moins importante pour ces fréquences. D'autre part, la mesure de variation de vitesse est dans ce cas basée sur un signal moins long (en nombre de périodes) rendant la statistique sur la mesure moins stable. Enfin, les variations attendues (inférieures au pourcent) correspondent alors à une portion très faible de la période dominante de notre signal, rendant ces variations plus difficiles à mesurer à basses fréquences. Ces difficultés ont motivé une étude approfondie pour chercher une chaîne de traitement permettant d'extraire le maximum d'informations de nos données. Les étapes principales de ce traitement sont présentées dans cette partie.

Les données de bruit pré-traitées mises à notre disposition à Grenoble sont filtrées et blanchies entre 12 et 20 s. Afin d'éliminer complètement l'information en amplitude, nous appliquons ensuite une normalisation 1bit (i.e., on ne considère que le signe de la forme d'onde). Nous calculons ensuite les corrélations de bruit sur 10 jours pour toutes les paires de stations du réseau.

Comme mentionné dans le chapitre précédent, il est nécessaire d'éliminer les stations avec des erreurs d'horloge. La détection de ces erreurs s'est faite en deux étapes : nous avons dans un premier temps éliminé les stations présentant d'importantes erreurs, visibles à l'oeil nu en observant l'évolution temporelle des signaux de corrélation (appelés traces  $C^1$  dans ce paragraphe pour plus de clarté). Dans une deuxième étape, nous avons étudié le coefficient de corrélation entre toutes les traces  $C^1$  consécutives, pour un même couple, puis vérifié la position du maximum de ce coefficient de corrélation. Un maximum qui n'est pas situé au temps de corrélation nul est alors interprété comme une erreur d'horloge. L'idée est illustrée dans la figure 7.1. Une statistique est alors faite sur l'ensemble des couples pour identifier les stations à éliminer. Nous conservons au final 114 stations (sur 156) pour mesurer les variations de vitesse.

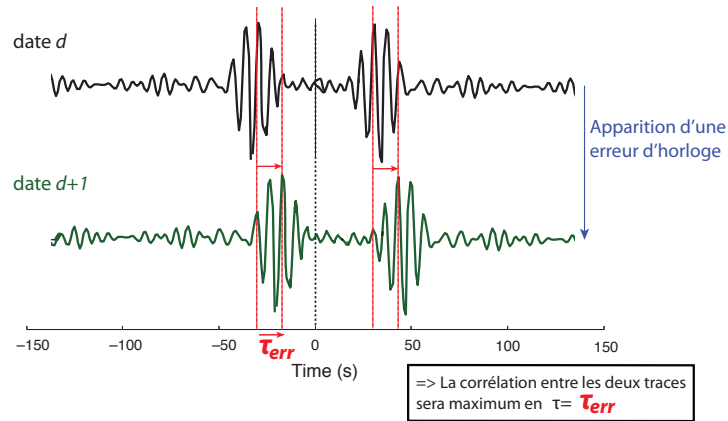


FIG 7.1 – Illustration d’une erreur d’horloge dans les signaux de corrélation. Cette erreur instrumentale se traduit par un décalage ( $\tau_{err}$ ) de l’ensemble de la trace et donc une perte de symétrie (Stehly *et al.*, 2007). La corrélation entre ces deux traces aura un maximum au temps  $\tau = \tau_{err} \neq 0$ .

Nous mesurons ensuite les variations de vitesse par la méthode du stretching sur toutes les paires de stations distantes de moins de 350 km. La convergence des corrélations de bruit vers la fonction de Green étant plus lente à basses fréquences, nous utilisons des corrélations sommées sur 100 jours<sup>1</sup> pour considérer des signaux de corrélation contenant suffisamment d’information physique. Cette lente convergence est une autre difficulté de la mesure dans cette gamme fréquentielle et nous verrons dans la suite l’implication sur la résolution temporelle de nos mesures. Les variations de vitesse sont mesurées dans la coda des corrélations. Le début de la fenêtre est définie par rapport aux temps d’arrivée des ondes directes (vitesse de propagation de 3.2 km/s). On ajoute 30 s (soit environ deux périodes) à ce temps pour être sûr de ne pas prendre en compte les ondes balistiques. La fin de la fenêtre de coda a été choisie à 300 s après plusieurs tests (stabilité des mesures, coefficient de corrélation entre les traces...)<sup>2</sup>. Chaque trace est comparée à une référence calculée sur les deux ans pour obtenir une valeur de  $\delta v/v$ .

1. A comparer à 30 jours utilisés pour la gamme 1-3 s.

2. A noter que le choix de la fin de cette fenêtre n’est pas trivial puisque deux effets s’opposent : statistiquement il est préférable de prendre une coda la plus longue possible pour avoir un nombre de périodes significatif. D’un autre côté, la diffraction par les hétérogénéités n’étant pas très importante pour ces fréquences, prendre une fenêtre trop longue peut n’ajouter que du bruit.



Ayant à notre disposition les données de bruit enregistrées sur 3 composantes (Verticale, Nord-Sud et Est-Ouest), nous avons voulu essayer d'utiliser les 9 composantes du tenseur des corrélations pour obtenir plus de mesures. Cependant, les données des composantes horizontales se sont avérées de nettement moins bonne qualité que la composante verticale (Figure 7.2). Nous avons donc pu exploiter seulement la composante verticale-verticale (ZZ) du tenseur des corrélations.

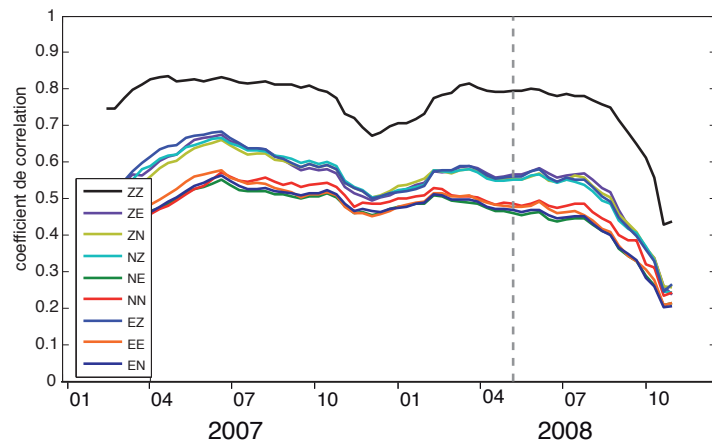


FIG 7.2 – Evolution temporelle du coefficient de corrélation médian entre la référence et la trace courante à chaque date. La valeur représentée correspond à la médiane sur l'ensemble des couples de stations. Le coefficient de corrélation est calculé sur la coda des fonctions de corrélations obtenues par le traitement décrit dans le texte. On note respectivement Z, N et E les composantes Verticale, Nord-Sud et Est-Ouest. La ligne en pointillés indique la date du séisme. On observe que les composantes autres que ZZ ont un coefficient de corrélation bas et nettement plus faible que celui de la composante Verticale-Verticale. Parmi ces composantes, deux groupes se dessinent : les composantes faisant intervenir une composante verticale (ZN, NZ, ZE et EZ) ont un coefficient de corrélation un peu moins bas que les autres (NE, EN, EE et NN). Enfin, la chute du coefficient de corrélation fin 2008 indique que la qualité des données se dégrade nettement après la fin de l'été 2008 (même pour la composante ZZ).

La gestion d'importants volumes de données est aujourd'hui un enjeu essentiel des études de suivi temporel et plus largement de la sismologie. En particulier, les phases de « tests » ne peuvent pas être appréhendées de la même façon avec des réseaux de tailles très différentes<sup>3</sup>. Cet aspect a été un enjeu de cette étude et le nombre de tests effectués a été possible grâce au travail d'ingénieurs informaticiens qui a permis de réduire considérablement les temps de calcul.

3. Le nombre de corrélations évoluant en  $(\text{nombre de stations})^2/2$ .

## 7.2 Résultats dans différentes sous-régions

Nous avons étudié l'évolution des variations de vitesse sismique dans différentes sous-régions de notre réseau. En pratique, cette régionalisation revient à moyenniser les résultats de variations de vitesse sur un ensemble de paires de stations situées dans une région limitée. Afin de ne garder que les mesures de variations de vitesse fiables, nous sélectionnons les mesures correspondant à un coefficient de corrélation entre la référence stretchée et la trace courante supérieur à 0.9. Comme mentionné dans la section 2.2 et illustré par la figure 2.6, cette grandeur quantifie la ressemblance entre les deux traces après l'opération de stretching, et peut être considérée comme un critère de qualité de la mesure.

La figure 7.3 synthétise les résultats obtenus. La différence de résultats obtenus dans les sous-régions montre que la régionalisation est nécessaire à ces échelles puisque le réseau englobe ici des zones dans lesquelles la croûte réagit très différemment après le séisme. En particulier, on observe une claire diminution de vitesse après le séisme autour de la région de la faille où se situent les répliques (Figure 7.3(c)). De part et d'autre de la faille (Figures 7.3(b) et 7.3(d)), des variations de vitesse semblent visibles mais difficiles à associer de manière évidente à l'occurrence du séisme. En particulier, la zone du bassin du Sichuan (Figure 7.3(d)) semble marquée par des fluctuations tout au long de l'année, avec une possible saisonnalité. Ces fluctuations pourraient être expliquées par des phénomènes non-tectoniques, comme des variations de niveau des nappes phréatiques au cours de l'année. Par contre, aucune variation n'est observée plus au sud (Figures 7.3(e) et 7.3(f)). Cette régionalisation est donc au premier ordre en accord avec les résultats à courtes périodes (Figure 6.4).

La figure 7.3 montre une diminution de vitesse dans la région autour de la faille, jusqu'à l'été suivant le séisme. Il semblerait donc que la chute de vitesse soit décalée par rapport au séisme, le minimum étant atteint une centaine de jours après, d'après la figure 7.3(c). Ce décalage n'est pas expliqué par le lissage dû à nos corrélations sur 100 jours puisque le maximum est observé en dehors de la zone ombrée rose. Enfin, on observe que la chute de vitesse maximum est de l'ordre de 0.2%, c'est à dire plus de deux fois supérieure à la chute de vitesse observée à courtes périodes. La profondeur de sensibilité maximale augmentant avec la période, les ondes entre 12 et 20 s de période sont principalement sensibles à des couches plus profondes que les ondes entre 1 et 3 s (voir les figures de sensibilité en profondeur, calculée pour différentes périodes sous le bassin du Sichuan, Figure 7.13(a)). Une variation

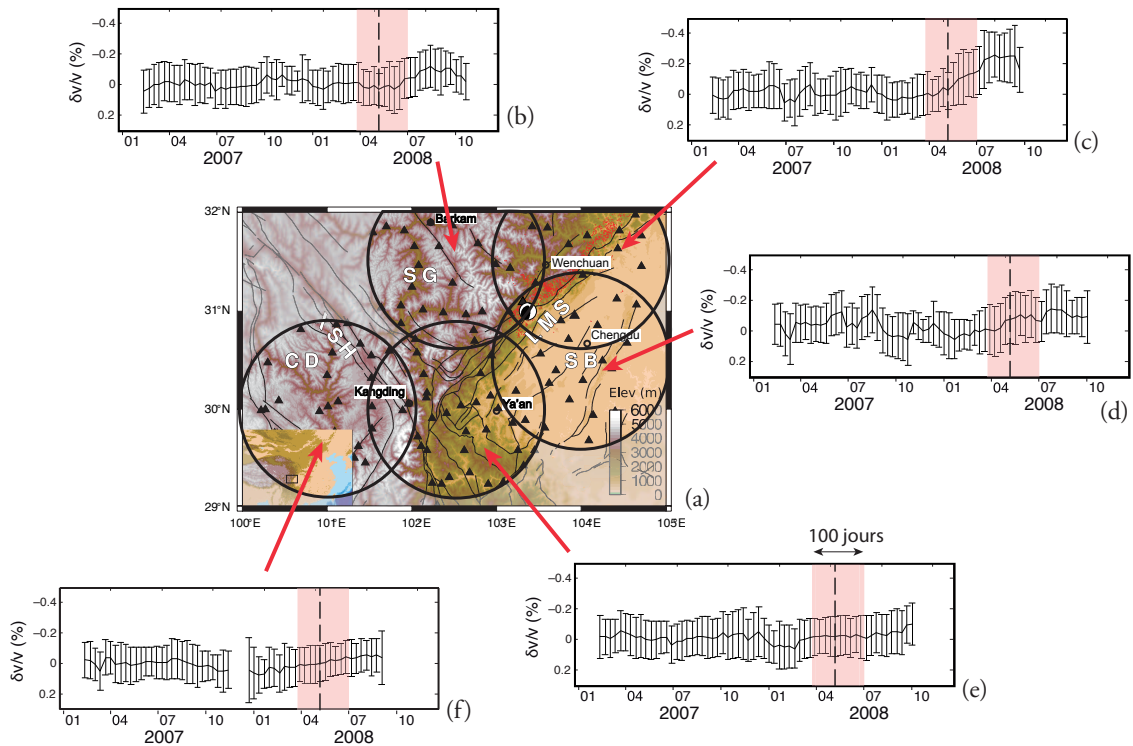


FIG 7.3 – Evolution temporelle des variations de vitesse sismique dans cinq sous-régions autour du Longmen Shan. Les cercles noirs dans (a) indiquent les limites de chaque sous-région de 100 km de rayon. Les résultats du stretching régionalisés (b-f) correspondent à la moyenne sur les couples situés dans chaque sous-région. Seules les mesures avec un coefficient de corrélation après stretching supérieur à 0.9 ne sont considérées dans la moyenne. Les barres d'erreur correspondent à l'écart-type de la série de mesures sur les différents couples. La ligne verticale en pointillés indique la date du séisme du Wenchuan et la zone ombrée rose, le lissage dû à des mesures sur des corrélations de 100 jours.

de vitesse plus marquée à longues périodes ne peut donc pas être expliquée par un changement limité à la croûte très superficielle. Il semblerait donc que ces résultats (1) nous renseignent sur la signature de la croûte en profondeur en réponse au séisme du Wenchuan et (2) soulignent certaines particularités de cette signature (signature post-sismique ?).

Toutefois, cette régionalisation n'est pas optimale, entre autres nous n'utilisons ici qu'une partie de l'information (les trajets entre les différentes sous-régions ne sont pas considérés). Pour terminer, nous présentons ici les premiers résultats d'une étude de localisation des changements de vitesse dans le milieu. Cette localisation est basée sur l'inversion des mesures de variations

de vitesse sur l'ensemble des couples. Cette inversion pourra nous aider d'une part à confirmer le délai de la réponse de la croûte profonde ; et d'autre part à détecter d'éventuelles différences dans la réponse des deux blocs de part et d'autre de la faille, ce qui n'est pas possible avec la régionalisation présentée dans la figure 7.3. Ce dernier point s'inscrit particulièrement dans les débats actuels sur la déformation du Tibet, puisque la théorie du flux en profondeur s'appuie sur des comportements très différents de la croûte profonde sous le Tibet et le bassin du Sichuan.

## 7.3 Localisation par inversion des mesures de variations de vitesse

### 7.3.1 Noyaux de sensibilité

Chaque mesure de variations de vitesse correspond à un trajet entre deux stations. Cependant, cette mesure est faite sur les ondes de la coda qui ont suivi un trajet complexe entre les deux points : la question est donc de savoir comment attribuer la mesure correspondant à un couple, à chaque point du milieu traversé par ces ondes. Cette question est discutée dans cette partie et n'est pas triviale du fait du caractère diffus de la coda : il n'est ainsi pas possible d'associer un temps d'arrivée dans le signal à une trajectoire précise. Dans ce régime de propagation (diffusion), il devient alors pertinent de décrire la propagation d'ondes en termes de probabilités. Dans ce qui suit, nous adoptons une approche introduite dans *Akkermans and Montambaux* (2004) ou encore *Pacheco and Snieder* (2005). En particulier, nous reprenons ici le raisonnement présenté dans *Pacheco and Snieder* (2005). A noter qu'ici nous adoptons cette approche pour localiser une variation de vitesse, *Larose et al.* (2010); *Rossetto et al.* (2011) ont utilisé cette approche pour localiser un défaut dans le milieu (ajout ou suppression d'un diffracteur).

#### Probabilités dans un processus de marche aléatoire

Considérons un temps  $t$  dans la coda. Une perturbation de temps de trajet associée à  $t$  (ici notée  $\tau$ ) peut être écrite comme :

$$\delta t(t) = \langle \tau \rangle = \frac{\sum_T p_T \tau_T}{\sum_T p_T}, \quad (7.1)$$

où l'indice  $T$  désigne une trajectoire individuelle,  $p_T$  la probabilité associée à la trajectoire  $T$  et  $\langle \dots \rangle$ , la moyenne sur l'ensemble des ondes arrivant au temps  $t$ . Autrement dit, la perturbation  $\delta t(t)$  peut être vue comme la

moyenne des délais sur chaque trajectoire ( $\tau_T$ ) pondérée par la probabilité associée à cette trajectoire. Dans la suite, nous montrons comment cette probabilité peut être calculée à partir de la solution de l'équation de diffusion.

Supposons que pour les ondes de la coda, le transport d'énergie peut être décrit par un processus de diffusion. L'équation de diffusion

$$P(\vec{s}, \vec{r}, t) = \frac{1}{(4\pi Dt)^{d/2}} \exp \left[ -\kappa t - \frac{|\vec{r} - \vec{s}|^2}{4Dt} \right], \quad (7.2)$$

décrit l'évolution temporelle de l'intensité moyenne en  $\vec{r}$  après que les ondes aient été émises par une source en  $\vec{s}$ , et multiples fois diffusées par les hétérogénéités dans le milieu.  $\kappa$  est le coefficient d'absorption,  $d$  est la dimension d'espace.  $D$  est la constante de diffusion qui s'écrit :

$$D = \frac{v l^*}{d}, \quad (7.3)$$

avec  $v$  la vitesse de groupe et  $l^*$  le libre parcours moyen de transport. Nous nous plaçons dans la suite dans le cas 2-Dimensions puisque nous cherchons à localiser une variation de vitesse dans le plan  $(x, y)$ . L'utilisation des ondes de surface dans une gamme de fréquences limitée nous permet en effet de considérer en première approximation, que nous nous intéressons à une zone de profondeur constante.

Si l'on considère la diffusion comme un processus de « marche aléatoire »,  $P(\vec{s}, \vec{r}, t)$  (Equation 7.2), peut être également interprété comme la probabilité d'une particule d'aller, au cours d'une marche aléatoire, d'une source en  $\vec{s}$  à un point en  $\vec{r}$ , en un temps  $t$ .

On considère maintenant la probabilité qu'une particule quitte une source située en  $\vec{s}$  au temps  $t = 0$ , visite le point  $\vec{r}'$  au temps  $t'$  d'une marche aléatoire, et arrive en  $\vec{r}$  au temps  $t$ , comme illustré sur la figure 7.4. En supposant que les deux trajets (de  $\vec{s}$  à  $\vec{r}'$  et de  $\vec{r}'$  à  $\vec{r}$ ) sont indépendants, cette probabilité est égale au produit de deux probabilités : la probabilité que la particule aille de  $\vec{s}$  à  $\vec{r}'$  au temps  $t'$ , et la probabilité qu'elle aille de  $\vec{r}'$  à  $\vec{r}$  en un temps  $t - t'$ , i.e.,

$$P(\vec{s}, \vec{r}', \vec{r}, t', t) = P(\vec{s}, \vec{r}', t') P(\vec{r}', \vec{r}, t - t') \quad (7.4)$$

où  $P(\vec{s}, \vec{r}', \vec{r}, t', t)$  est la probabilité de l'ensemble des trajectoires partant de  $\vec{s}$ , arrivant en  $\vec{r}$  au bout d'un temps  $t$ , et passant par  $\vec{r}'$  au temps  $t'$ .

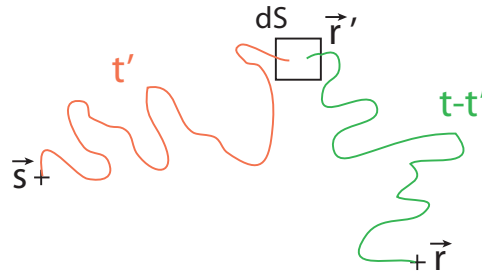


FIG 7.4 – Schéma illustrant la marche aléatoire d'une particule allant d'un point  $\vec{s}$  à un élément de surface  $dS$  en  $\vec{r}'$  en un temps  $t'$ , puis de  $\vec{r}'$  à  $\vec{r}$  en un temps  $t - t'$ .

Afin de prendre en compte la contribution de l'ensemble des trajectoires entre la source et le récepteur, on considère l'ensemble des positions des diffuseurs, en intégrant l'équation 7.4 sur tous les éléments de surface  $dS(\vec{r}')$  :

$$P(\vec{s}, \vec{r}, t) = \int_S P(\vec{s}, \vec{r}', t') P(\vec{r}', \vec{r}, t - t') dS(\vec{r}') \quad (7.5)$$

On obtient la probabilité  $P(\vec{s}, \vec{r}, t)$  qu'une particule aille d'une source en  $\vec{s}$  à un récepteur en  $\vec{r}$ , en un temps  $t$ . A noter que dans l'équation 7.5, aucune intégration sur  $t'$  n'intervient. Cette équation est en effet équivalente à l'équation de Chapman-Kolmogorov (Roepstorff, 1994)

$$\int_S P(\vec{s}, \vec{r}', t') P(\vec{r}', \vec{r}, t) dS(\vec{r}') = P(\vec{s}, \vec{r}, t + t'). \quad (7.6)$$

Le membre de gauche de l'équation 7.5 ne dépend donc que de :  $(t') + (t - t') = t$ .

### Représentation du temps de propagation $t$ entre $\vec{s}$ et $\vec{r}$

Il est ensuite possible d'écrire le temps de propagation  $t$  entre  $\vec{s}$  et  $\vec{r}$  en intégrant temporellement l'équation 7.5. L'intégration temporelle s'écrit :

$$t \times P(\vec{s}, \vec{r}, t) = \int_0^t \int_S P(\vec{s}, \vec{r}', t') P(\vec{r}', \vec{r}, t - t') dS(\vec{r}') dt' \quad (7.7)$$

$$t = \frac{1}{P(\vec{s}, \vec{r}, t)} \int_0^t \int_S P(\vec{s}, \vec{r}', t') P(\vec{r}', \vec{r}, t - t') dS(\vec{r}') dt' \quad (7.8)$$

On définit le noyau  $K(\vec{s}, \vec{r}', \vec{r}, t)$  :

$$K(\vec{s}, \vec{r}', \vec{r}, t) = \frac{1}{P(\vec{s}, \vec{r}, t)} \int_{t_1}^{t-t_2} P(\vec{s}, \vec{r}', t') P(\vec{r}', \vec{r}, t-t') dt'. \quad (7.9)$$

A noter qu'une contrainte de causalité a été introduite pour tenir compte de la vitesse finie des ondes. Cette contrainte dépend de  $\vec{r}'$  :  $t_1$  représente le temps de trajet balistique entre  $\vec{s}$  et  $\vec{r}'$ , et  $t_2$  l'équivalent entre  $\vec{r}'$  et  $\vec{r}$ .

Le temps de trajet s'exprime alors :

$$t = \int_S K(\vec{s}, \vec{r}', \vec{r}, t) dS(\vec{r}') \quad (7.10)$$

$K(\vec{s}, \vec{r}', \vec{r}, t)$  peut être vu comme le temps statistiquement passé dans chaque élément de surface  $dS(\vec{r}')$  lors d'un trajet d'une onde multiplement diffusée, partie de  $\vec{s}$  et arrivée en  $\vec{r}$  au bout d'un temps  $t$ . Autrement dit, ce noyau représente la probabilité de passage en  $\vec{r}'$  de l'onde lors de son trajet de durée  $t$  entre  $\vec{s}$  et  $\vec{r}$ . La figure 7.5 montre un exemple de noyau de sensibilité  $K$ . Nous reviendrons par la suite aux paramètres utilisés pour le calcul de  $K$  dans notre application. Concentrons-nous pour l'instant au cas d'une perturbation de vitesse dans le milieu.

### Représentation de la perturbation de temps de trajet $\delta t(t)$

On considère maintenant le cas d'une perturbation de vitesse de propagation dans le milieu. On perturbe la lenteur dans une région finie du milieu. On suppose que la perturbation est faible de manière à ce que la seule différence entre le champ avant et après la perturbation soit une petite variation du temps de trajet  $\delta t$ .

On note la lenteur moyenne du milieu,  $s_l$ . On calcule la longueur moyenne  $\langle L(t) \rangle$  des trajets de durée  $t$  :

$$\langle L(t) \rangle = \frac{t}{s_l} \quad (7.11)$$

et d'après l'équation 7.10 :

$$\langle L(t) \rangle = \int_S \frac{1}{s_l} K(\vec{s}, \vec{r}', \vec{r}, t) dS(\vec{r}') \quad (7.12)$$

Une perturbation de lenteur entraîne une perturbation du temps de trajet, i.e.

$$t + \delta t = \langle L(t) \rangle (s_l + \delta s_l) \quad (7.13)$$

$$t + \delta t = \int_S K(\vec{s}, \vec{r}', \vec{r}, t) \frac{(s_l + \delta s_l)}{s_l}(\vec{r}') dS(\vec{r}') \quad (7.14)$$

A noter qu'on suppose une perturbation de longueur petite ( $\delta s_l/s_l \ll 1$ ) de manière à ce que la perturbation  $\delta t$  dépende linéairement de  $\delta s_l$ .

On obtient donc :

$$\delta t(t) = \int_S K(\vec{s}, \vec{r}', \vec{r}, t) \frac{\delta s_l}{s_l}(\vec{r}') dS(\vec{r}') \quad (7.15)$$

### Application à nos mesures de variations de vitesse

Dans la méthode du stretching, la variation de vitesse est estimée par la valeur du coefficient de stretching  $\epsilon$  (voir section 2.2). Par définition, la perturbation de temps de trajet  $\delta t(t)$  peut s'écrire  $\delta t(t) = -\epsilon \times t$ . Or,  $\frac{\delta s_l}{s_l} = -\frac{\delta v}{v}$  on peut écrire :

$$\epsilon \times t = \int_S K(\vec{s}, \vec{r}', \vec{r}, t) \frac{\delta v}{v}(\vec{r}') dS(\vec{r}') \quad (7.16)$$

Considérons une grille d'éléments de surface  $\Delta S$ . On peut donc relier la perturbation de vitesse  $\delta v/v$  dans chaque élément de surface  $j$ , à une mesure de variation de vitesse  $\epsilon$  associée à un trajet  $i$  :

$$\epsilon_i \times t = \sum_j K_{ij} (\delta v/v)_j \Delta S \quad (7.17)$$

Nous allons donc dans ce qui suit, inverser les mesures de variations de vitesse obtenues par stretching, pour obtenir un modèle de variations de vitesse dans le milieu.

### Calcul des noyaux de sensibilité $K$

La figure 7.5 montre le noyau de sensibilité calculé pour une paire de stations éloignées de 100 km au sein du réseau chinois. Les noyaux considérés dans cette étude correspondent à un temps de propagation  $t$  de 200 s. En effet, les mesures de variations temporelles étant basées sur une fenêtre de coda jusqu'à 300 s, nous avons choisi une valeur correspondant à un temps de



propagation moyen dans cette fenêtre<sup>4</sup>. La constante de diffusion est calculée pour une vitesse de 3 km/s (vitesse des ondes mesurée dans cette gamme de fréquences) et un libre parcours moyen de transport  $l^*$  de 100 km. A noter que le choix de cette valeur est plus ou moins arbitraire puisqu'il est difficile d'avoir une estimation de  $l^*$  dans notre milieu. Nous testerons donc par la suite la sensibilité de nos résultats à la valeur de  $l^*$ .

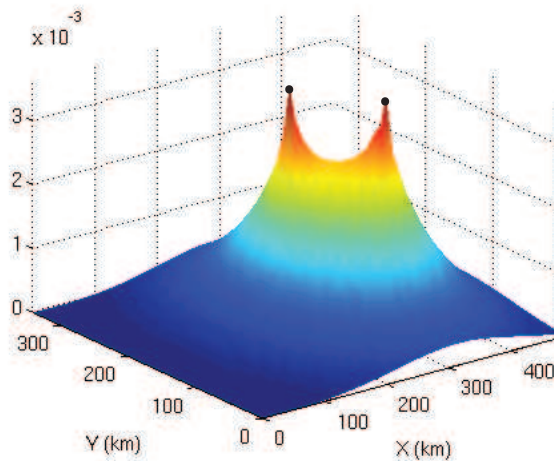


FIG 7.5 – Noyau de sensibilité défini par l'équation 7.9 et les paramètres donnés dans le texte, pour le couple de stations indiquées par les points noirs. La valeur sur l'axe vertical peut être interprétée (à un facteur  $\Delta S/t$  près, voir Equation 7.17) comme la sensibilité de la variation de vitesse mesurée entre les deux stations à une variation de vitesse dans le milieu située en  $(x, y)$ .

### 7.3.2 Inversion des mesures de variations de vitesse

#### Problème Inverse

Nous pouvons poser notre problème direct (Equation 7.17) sous la forme matricielle :

$$d = G m \quad (7.18)$$

où les données  $d$  correspondent aux mesures de variations de vitesse obtenues pour l'ensemble des couples de stations, par la méthode du stretching.  $G$  est la matrice des noyaux de sensibilité décrits dans la partie précédente

4. le fait de considérer un temps constant implique que les noyaux  $K$  calculés ici ne dépendent pas de l'absorption  $\kappa$  (voir Equations 7.2 et 7.9).

(pondérés par le facteur  $\frac{\Delta S}{t} = \frac{\Delta S}{200s}$ ), et  $m$  le modèle de variations de vitesse dans le milieu.

Notre zone d'étude s'étend de  $100^\circ$  à  $105^\circ\text{E}$  et  $29^\circ$  à  $32^\circ\text{N}$ , représentant environ  $480 \text{ km} \times 340 \text{ km}$ . Nous recherchons les variations de vitesse dans  $35 \times 49 = 1715$  cellules, de  $10 \text{ km} \times 10 \text{ km}$  ( $\Delta S = 100 \text{ km}^2$ ). Le contexte du suivi temporel, ajoute une dimension à notre problème : nous avons en effet des mesures ( $d$ ) pour 74 périodes de 10 jours entre janvier 2007 et fin 2008. Il est donc possible d'obtenir un modèle pour chacune de ces périodes, en répétant l'inversion à différentes dates. Nous allons ici nous focaliser sur une période particulière (du 8 au 17 août 2008). Cette période a été choisie en fonction des résultats obtenus dans la section 7.2 (Figure 7.3) puisqu'elle semble correspondre au maximum de variation de vitesse. Comme dans l'exploitation des résultats de stretching dans la partie 7.2, nous ne considérons que les trajets correspondant à un coefficient de corrélation entre les deux traces, après stretching, supérieur à 0.9. Pour la période de temps considérée, il reste ainsi 534 trajets représentés sur la figure 7.6.

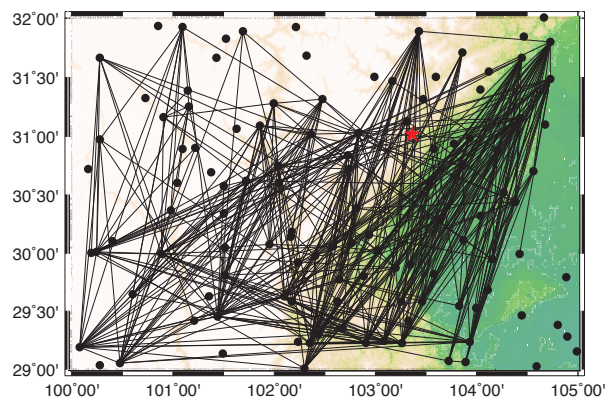


FIG 7.6 – Carte des stations et des trajets considérés pour l'inversion, correspondant à la période comprise entre le 8 et le 17 août 2008. L'épicentre du séisme du Wenchuan est indiqué par l'étoile rouge.

A noter que le problème inverse est sous-déterminé (534 données et 1715 paramètres du modèle). Afin de diminuer le nombre de paramètres indépendants, nous introduisons dans l'inversion un lissage spatial, obtenu par corrélation de paramètres voisins (i.e., des valeurs du modèle dans des cellules voisines). Nous détaillerons ce lissage par la suite.

La figure 7.7 présente une vision schématique du problème inverse que nous

venons d'introduire.

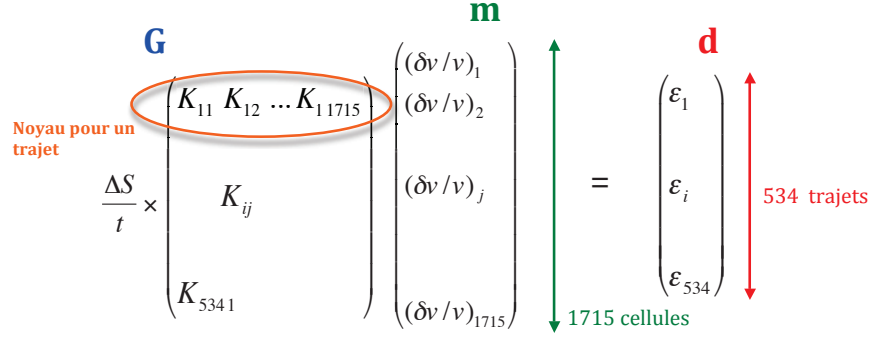


FIG 7.7 – Vision schématique du problème présenté dans le texte ( $d = Gm$ ). L'inversion consiste à estimer le modèle  $m$  à partir des données  $d$ .

On utilise la formulation proposée par *Tarantola* (2005) suivant la méthode des moindres carrés pour les problèmes linéaires. La solution pour le modèle  $m$  est alors donnée par :

$$m = m_0 + C_m G^t (G C_m G^t + C_d)^{-1} (d - G m_0), \quad (7.19)$$

où  $m_0$  est le modèle initial (partout nul dans notre cas),  $C_d$  et  $C_m$  les matrices de covariance pour les données et le modèle respectivement.  $C_d$  est une matrice diagonale des variances  $\sigma_d^2$ , où  $\sigma_d$  correspond au niveau de fluctuations des mesures issues du stretching. Pour estimer  $\sigma_d$ , nous utilisons la formulation théorique proposée dans *Weaver et al.* (2011), de l'écart-type du coefficient de stretching  $\epsilon$  apparent entre deux traces bruitées quand il n'y a pas de réelle dilatation entre les deux traces : une valeur de  $\epsilon$  inférieure à cet écart-type théorique n'est ainsi pas interprétable. Nous utilisons donc cette estimation pour chaque trajet, comme niveau de fluctuations de nos données.

La matrice de covariance du modèle  $C_m$  est utilisée pour introduire une corrélation entre des paramètres proches, autrement dit du lissage spatial. Sans lissage, chaque cellule est indépendante et la matrice  $C_m$  diagonale. On utilise ici une fonction exponentielle pour introduire une corrélation entre les paramètres voisins. L'élément  $(i, j)$  de la matrice est ainsi donné par la relation :

$$C_m(i, j) = \left( \sigma_m \frac{\lambda_0}{\lambda} \right)^2 \exp \left( -\frac{d(i, j)}{\lambda} \right), \quad (7.20)$$

avec  $d(i, j)$ , la distance entre deux cellules  $i$  et  $j$ . La matrice est pondérée par  $(\sigma_m \frac{\lambda_0}{\lambda})^2$  :  $\sigma_m$  est un écart-type *a priori* des paramètres du modèle,  $\lambda_0$  est un facteur d'échelle pris ici égal à la taille des cellules (10 km), et  $\lambda$  est la longueur de corrélation fixant la distance sur laquelle les paramètres sont corrélés (plus  $\lambda$  augmente, moins il y a de paramètres indépendants). Le choix de ces paramètres  $\sigma_m$  et  $\lambda$  fait l'objet de la section suivante.

La même méthode d'inversion a été utilisée dans une toute autre application sur des données géodésiques, afin d'étudier le glissement associé à un séisme lent au Mexique (*Radiquet et al.*, 2011).

### Choix des paramètres de lissage

Afin de sélectionner le lissage optimal, on utilise le critère de la courbe en L (L-curve, *Hansen*, 1992) pour différents lissages ( $\lambda$ ). Ce critère correspond au meilleur compromis entre 1) la stabilité du modèle de variations de vitesse et 2) la minimisation de la différence entre la prédiction du modèle ( $d_m = Gm$ ) et les données  $d$ . On utilise le résidu normalisé ( $res$ , Equation 7.21) entre  $N$  variations de vitesse mesurées ( $d$ ) et modélisées ( $d_m$ ), pour quantifier l'accord entre le modèle et les données.

$$res = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{(d_m^i - d^i)^2}{(\sigma_d^i)^2}} \quad (7.21)$$

La normalisation par rapport à  $\sigma_d$  nous permet d'avoir une comparaison directe de ce résidu par rapport à l'erreur caractéristique sur ces données. ( $res < 1$  correspond donc à une bonne prédiction).

Afin d'imposer le moins de contraintes *a priori*, nous introduisons le paramètre  $\sigma_m$  dans l'étude de l'optimisation du lissage, et nous cherchons l'optimum correspondant à une paire de paramètres ( $\sigma_m, \lambda$ ). Nous représentons (Figure 7.8), la valeur du résidu normalisé ( $res$ ) en fonction de la variation de vitesse maximum dans le modèle (indication de la stabilité du modèle). Le lissage optimal revient à minimiser les valeurs sur les deux axes, ce qui correspond au maximum de courbure de cette courbe (voir Figure 7.8). Les zones grisées indiquent trois domaines de lissage. La zone gris clair correspond à un lissage trop faible, causant de grandes variations dans le modèle (voir Figure 7.9(b)). A l'inverse, la zone gris foncé correspond à un lissage trop important (voir Figure 7.9(a)), avec une variation de vitesse maximale faible, mais un mauvais accord aux données (valeurs supérieures à 1 en ordonnée). Les figures 7.9(c-f) représentent quatre exemples de modèles obtenus

pour le domaine de lissage optimal. Ces figures montrent que le modèle de variations de vitesse varie peu pour différentes paires de paramètres  $(\sigma_m, \lambda)$  correspondant à la courbure maximale de la courbe en L. La comparaison entre ces quatre figures est d'ailleurs un moyen d'estimer le degré d'interprétation raisonnable de nos résultats d'inversion : nous nous limiterons donc à interpréter les caractéristiques communes à ces quatre modèles. Ces figures illustrent entre autres le niveau de résolution de notre inversion. Cette résolution spatiale limitée vient d'une part de l'utilisation des ondes de la coda (et donc des noyaux associés, décrits par l'équation de diffusion) et d'autre part du lissage introduit par  $C_m$ , que l'on vient d'étudier. On peut observer des variations de vitesse prédites par le modèle plus élevées que les variations mesurées de la figure 7.3 (de l'ordre de  $-7.10^{-3}$  dans la figure 7.9 et  $-2.10^{-3}$  dans la figure 7.3). Cette différence peut s'expliquer par la moyenne considérée dans la figure 7.3 : la mesure est moyennée sur les trajets dans une zone très grande comprenant des zones se comportant différemment (l'utilisation des ondes de la coda qui traversent un milieu encore plus large, accentue encore cet effet). Ce résultat n'est donc pas incohérent avec la figure 7.3 et reflète sûrement un des intérêts de l'inversion par rapport à une localisation par simple moyenne. L'amplitude peut toutefois être un peu sur-évaluée dans nos modèles du fait de leur extension : il est alors possible que l'on reporte dans nos modèles, certaines variations de l'extérieur de la zone.

Pour la suite, nous choisissons les paramètres  $\sigma_m = 2.10^{-2}$  et  $\lambda = 60$  km. Le modèle associé (Figure 7.9(d)) nous semble en effet être un bon intermédiaire aux quatre modèles présentés dans les figures 7.9(c-f) (correspondant à un lissage optimal), en termes de lissage, de résolution et d'amplitude.

### **Sensibilité du modèle à la valeur du libre parcours moyen de transport**

Comme mentionné dans la section 7.3.1, les noyaux de sensibilité utilisés dans la matrice  $G$  dépendent du libre parcours moyen de transport  $l^*$  dans le milieu de propagation. Ne pouvant pas obtenir une estimation fiable de  $l^*$  dans notre milieu, nous étudions la sensibilité du modèle issu de l'inversion, à la valeur du libre parcours moyen de transport. La figure 7.10 montre le résultat de modèles calculés pour les paramètres de lissage que l'on vient de déterminer ( $\sigma_m = 2.10^{-2}$  et  $\lambda = 60$  km) et pour trois valeurs du libre parcours moyen ( $l^* = 100$  km,  $l^* = 200$  km et  $l^* = 300$  km). Cette figure montre que l'impact principal du libre parcours moyen est la résolution de notre modèle : quand  $l^*$  augmente, les modèles sont essentiellement plus lisses.

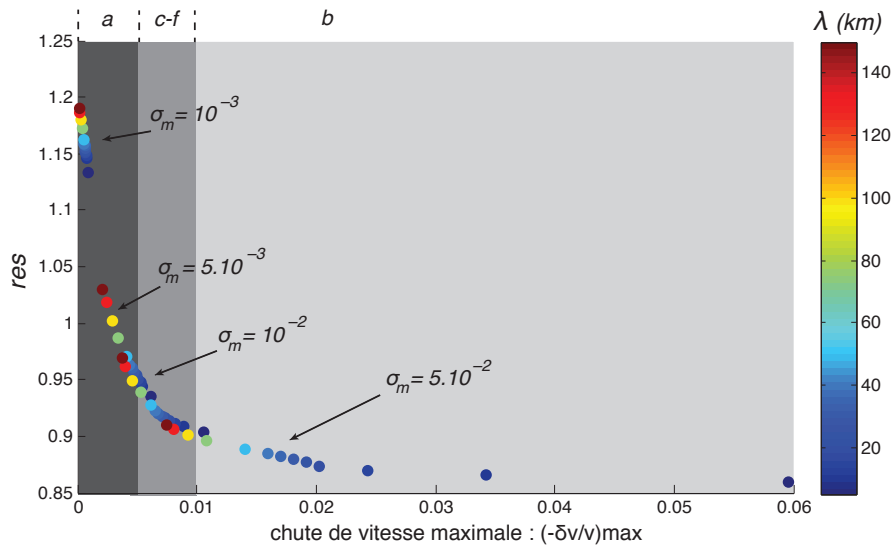


FIG 7.8 – Résidu normalisé en fonction de la chute de vitesse maximale, pour différentes valeurs de  $\sigma_m$  (indiquées sur la figure) et de  $\lambda$  (échelle de couleur). La forme de cette courbe est à l'origine de son nom puisqu'elle est couramment appelée *courbe en L*. Nous distinguons trois domaines de lissage indiqués par les zones grisées. Les lettres (de a à f) au dessus de la courbe, font référence aux différentes figures 7.9(a-f) montrant des exemples de modèles obtenus dans ces différents domaines. A noter que pour alléger la figure nous n'avons pas fait apparaître les résultats correspondant à  $\sigma_m = 2.10^{-2}$  et  $\sigma_m = 3.10^{-2}$ , qui sont utilisés dans la figure 7.9. Comme on peut l'attendre, les résultats pour ces deux valeurs de  $\sigma_m$  s'insèrent entre les séries de points correspondant à  $\sigma_m = 10^{-2}$  et  $\sigma_m = 5.10^{-2}$ , et se situent donc autour de la courbure maximale.

## Modèle de variations de vitesse pour la période du 8 au 17 août 2008

Compte tenu des tests précédents, nous considérons le modèle de variations de vitesse obtenu avec les paramètres  $\sigma_m = 2.10^{-2}$ ,  $\lambda = 60$  km et  $l^* = 100$  km. La figure 7.11 montre la carte des variations de vitesse obtenues au sein des grands systèmes de failles de notre région d'étude.

Avant d'essayer d'interpréter les observations tirées de la figure 7.11, nous allons discuter les résultats de quelques tests permettant de confirmer la fiabilité du modèle obtenu (voir Figure 7.12). Tout d'abord, nous nous intéressons à la résolution de notre modèle pour savoir si les variations obtenues sont fiables et peuvent être interprétées dans l'ensemble de la zone. La matrice de résolution  $R$  est donnée par (Tarantola and Valette, 1982) :

$$R = C_m G^t (G C_m G^t + C_d)^{-1} G. \quad (7.22)$$

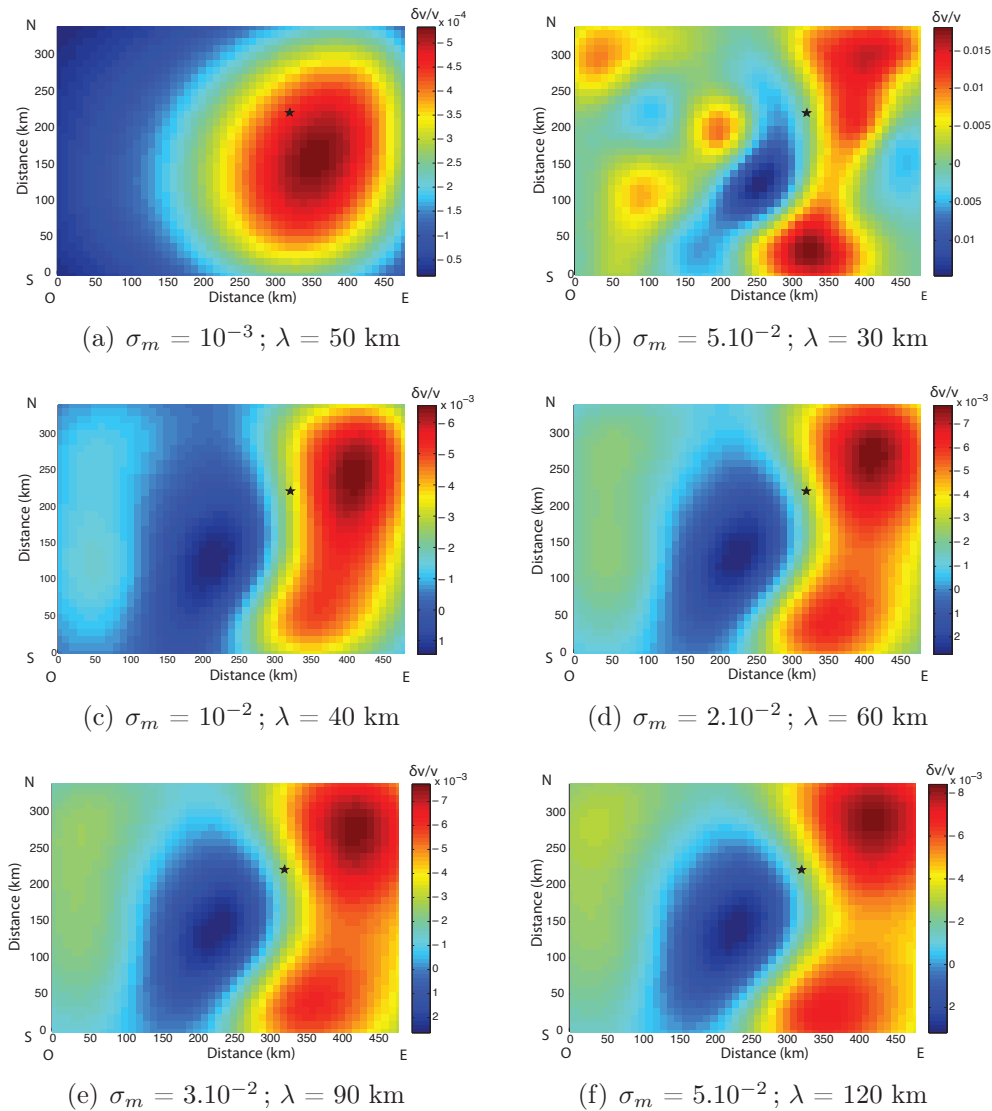
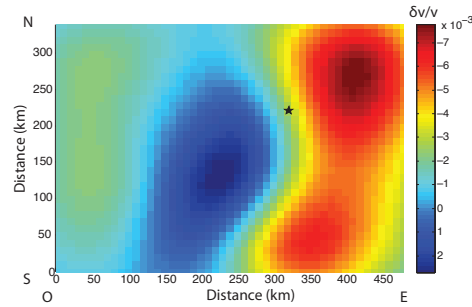
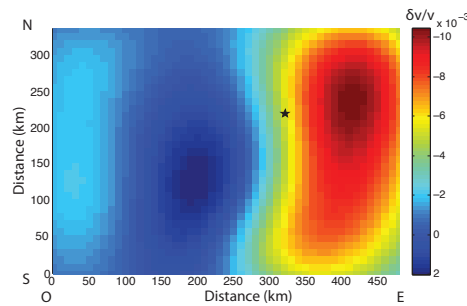


FIG 7.9 – Exemples de modèles de variations de vitesse obtenus pour différentes paires de paramètres  $(\sigma_m, \lambda)$ . Pour repère, l'étoile noire indique la position de l'épicentre du séisme du Wenchuan. Les distances sont relatives au point de coordonnées  $100^\circ\text{E}$ ,  $29^\circ\text{N}$ . Le modèle en (a) correspond à un lissage trop important et un mauvais accord aux données (domaine de lissage en gris foncé sur la figure 7.8). Inversement, le modèle en (b) correspond à un lissage trop faible, entraînant de grandes fluctuations dans le modèle (domaine de lissage en gris clair sur la figure 7.8). (c-f) Les modèles varient peu et correspondent à la courbure maximum de la courbe en L (zone grisée intermédiaire dans la figure 7.8).

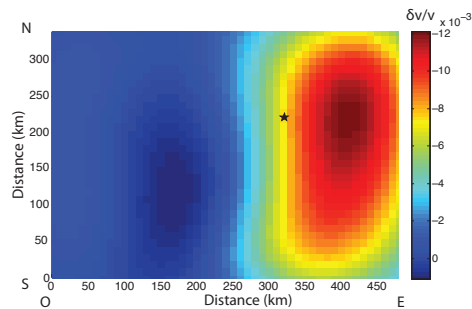
Les éléments diagonaux de cette matrice indiquent si la variation de vitesse dans une cellule particulière est bien retrouvée par le résultat de l'inversion dans cette cellule. Afin de prendre en compte la corrélation entre des para-



(a)  $l^* = 100$  km



(b)  $l^* = 200$  km



(c)  $l^* = 300$  km

FIG 7.10 – Modèles de variations de vitesse obtenus par inversion pour les paramètres  $\sigma_m = 2 \cdot 10^{-2}$ ,  $\lambda = 60$  km, et trois valeurs de libre parcours moyen de transport pour le calcul des noyaux de sensibilité ( $l^* = 100$  km (a),  $l^* = 200$  km (b) et  $l^* = 300$  km (c)). Pour repère, l'étoile noire indique la position de l'épicentre du séisme du Wenchuan. Les distances sont relatives au point de coordonnées  $100^\circ\text{E}$ ,  $29^\circ\text{N}$ .

mètres voisins introduite par la matrice  $C_m$ , il semble approprié de regarder si la variation de vitesse d'une cellule particulière est retrouvée sur l'ensemble des cellules avoisinantes. Ainsi, la  $j^{\text{eme}}$  ligne de la matrice  $R$  indique comment la variation de vitesse de la  $j^{\text{eme}}$  cellule est projetée sur l'ensemble des cellules. La somme des éléments de la  $j^{\text{eme}}$  ligne de la matrice de résolu-



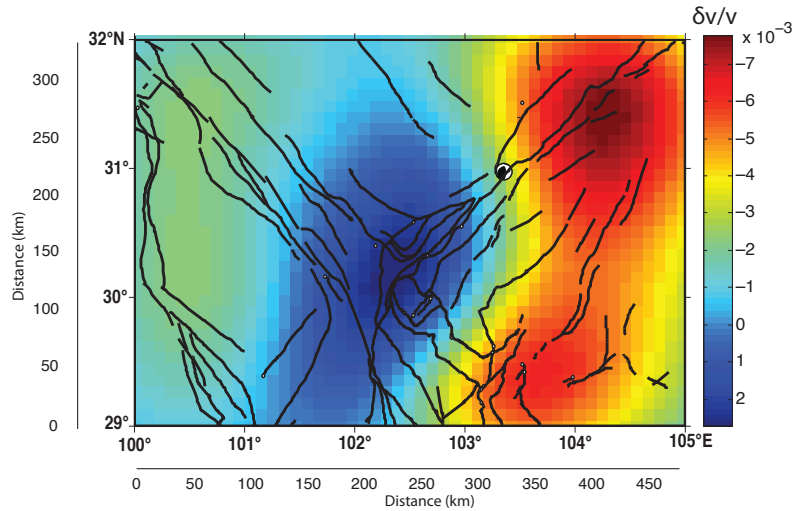


FIG 7.11 – Modèle de variations de vitesse obtenu par inversion ( $\sigma_m = 2.10^{-2}$ ,  $\lambda = 60$  km et  $l^* = 100$  km). Le mécanisme au foyer (*beach ball*) indique l'épicentre du séisme du Wenchuan et les lignes noires, les failles majeures dans la région.

tion (appelée indice de restitution pour la cellule  $j$ ) indique si la variation de vitesse de cette cellule est complètement retrouvée par la contribution de l'ensemble des cellules (indice de restitution  $\sim 1$ ) ou si la variation de vitesse n'est pas retrouvée par l'inversion (indice de restitution  $< 1$ ). La figure 7.12(a) représente l'indice de restitution pour l'ensemble des cellules et montre que la variation de vitesse est généralement bien retrouvée par l'inversion puisque l'indice de restitution est  $> 0.7$  sur l'ensemble de la zone, excepté en bordure. Les figures 7.12(b) et 7.12(c) représentent la résolution pour une cellule  $j$  particulière (i.e., la  $j^{eme}$  ligne de la matrice  $R$ ). Les cellules choisies (indiquées par le cercle vide sur chacune des deux figures) sont situées dans les zones où le modèle prédit les variations de vitesse maximum (voir Figure 7.11). Ces deux figures mettent en évidence le lissage appliqué ( $\lambda = 60$  km) en montrant l'extension de la zone dans laquelle les cellules sont corrélées. On peut noter que la résolution est contrôlée par la position des stations autour de la cellule considérée (représentées par les points noirs dans les figures 7.12(b) et 7.12(c)). Cette observation s'explique par la forme des noyaux de sensibilité détaillés dans la section 7.3.1, dont l'amplitude est maximum à la position des stations (Figure 7.5).

Compte tenu de l'influence des stations dans ces noyaux de sensibilité, il est important de s'assurer que le résultat de l'inversion n'est pas contrôlé par la distribution spatiale des stations. La figure 7.12(d) schématise la contribution

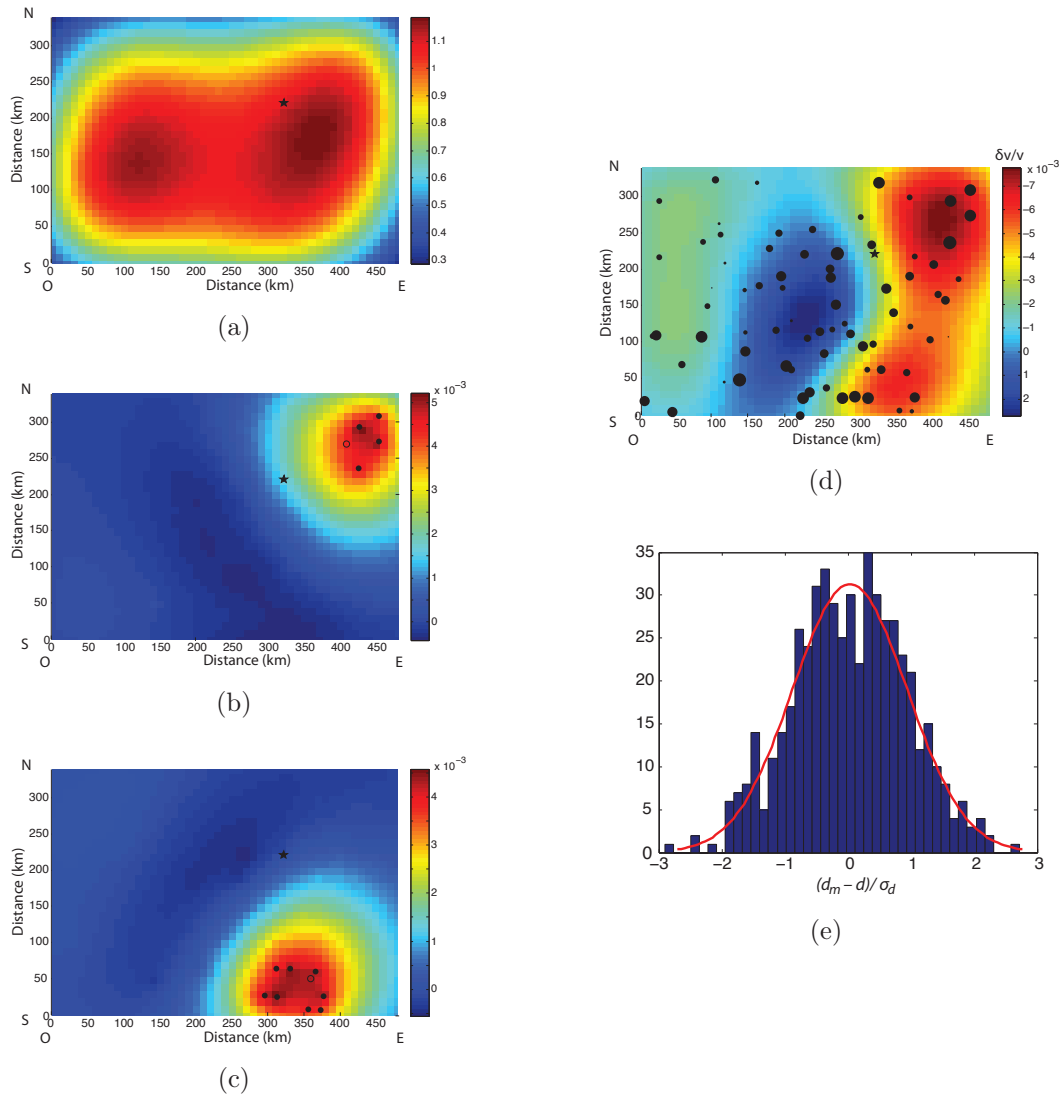


FIG 7.12 – (a) Carte des indices de restitution. (b et c) Résolution pour les cellules indiquées par le cercle vide. La position des stations autour est indiquée par les points noirs. (d) Modèle de variations de vitesse obtenu par inversion (idem que dans la figure 7.11) et poids de chaque station dans les données. La taille des points correspond au nombre  $n$  d'occurrences de la station dans les mesures utilisées dans l'inversion ( $1 < n < 36$ ). Dans les figures (a-d), l'étoile noire localise l'épicentre du séisme du Wenchuan et les distances sont relatives au point de coordonnées  $100^\circ\text{E}$ ,  $29^\circ\text{N}$ . (e) Distribution de l'écart entre les variations de vitesse modélisées ( $d_m$ ) et mesurées ( $d$ ), normalisé par l'erreur caractéristique sur les données ( $\sigma_d$ ). La courbe rouge correspond à une distribution gaussienne, montrant que la distribution des résidus est bien décrite par une loi normale.

des différentes stations dans les données : la taille de chaque rond localisant la station indique le nombre d'occurrences de la station dans l'ensemble des mesures considérées pour l'inversion (trajets représentés sur la figure 7.6). Aucune corrélation entre la couleur (i.e. l'amplitude des variations de vitesse) et la taille des ronds (i.e. le poids de chaque station) n'est observée, nous laissant conclure que le modèle n'est pas biaisé par la répartition des données.

Pour terminer cette série de tests sur la fiabilité de notre modèle, nous avons tracé la distribution de l'écart entre les mesures ( $d$ ) et les prédictions du modèle ( $d_m$ ), normalisé par  $\sigma_d$  (Figure 7.12(e)). La distribution est très bien décrite par une loi normale. Entre autres, aucun écart ( $d_m-d$ ) n'excède  $3 \sigma_d$ . Cette distribution montre un très bon accord entre les données et le modèle.

Maintenant que nous avons vérifié la fiabilité du modèle obtenu, nous pouvons étudier avec confiance les résultats de ce modèle. Tout d'abord, la résolution du modèle ainsi que la variabilité en fonction des paramètres utilisés pour l'inversion ( $\sigma_m, \lambda, l^*$ ), nous permettent d'estimer ce qui est interprétable dans ces résultats. Nous tirons ainsi deux conclusions principales de la figure 7.11 : premièrement les plus grandes variations de vitesse sont observées au nord-est de l'épicentre du séisme du Wenchuan, correspondant à la zone de faille où se sont produites les répliques. Il semblerait également qu'apparaisse une différence entre les deux blocs de part et d'autre de la faille du Longmen Shan puisqu'on observe une diminution de vitesse dans le bassin du Sichuan (à l'est de la faille) et aucune variation significative sous le plateau tibétain (à l'ouest).

### 7.3.3 Quelques éléments d'interprétation

Ces premiers résultats montrent tout d'abord une chute de vitesse maximum dans la région du Longmen Shan autour de la zone de la faille qui a cassé durant le séisme du Wenchuan. On retrouve ainsi la même information que dans l'étude à courtes périodes (Figure 6.4) et dans la régionalisation des résultats du stretching à longues périodes (Figure 7.3).

Cependant, ces résultats mettent également en évidence une différence entre le comportement du bassin du Sichuan et le bloc du Songpan Ganzi (plateau tibétain) trois mois après le séisme. L'interprétation de ce signal post-sismique est loin d'être évidente. Plusieurs études semblent en effet souligner une différence rhéologique des deux blocs, cependant ces études s'accordent

pour opposer une croûte profonde résistante sous le bassin du Sichuan à une croûte profonde faible voire ductile sous le plateau tibétain (*Li et al.*, 2006, 2008; *Yao et al.*, 2006, 2008; *Xu et al.*, 2007). Or, les résultats de la figure 7.11 écartent un signal expliqué par un comportement visco-élastique de la croûte sous le Tibet (avec une déformation post-sismique dans une couche profonde visqueuse).

L'équipe de R. van der Hilst au MIT a mené une étude de tomographie et une analyse de sensibilité dans la région à partir des mêmes données. Leurs résultats (Figure 7.13) montrent que nos observations caractérisent sûrement une zone un peu moins profonde que la région à faible vitesse observée sous le plateau tibétain. En effet, leur analyse de sensibilité sous le bassin du Sichuan (Figure 7.13(a)) indique que les ondes de Rayleigh dans la gamme de fréquences 10-20 s sont principalement sensibles à des profondeurs de l'ordre de 10-25 km<sup>5</sup>. Leurs résultats de tomographie montrent qu'on se trouve alors dans une zone de transition au dessus d'une croûte très contrastée de part et d'autre du Longmen Shan : la zone à faible vitesse sous le plateau du Tibet se trouverait donc plutôt plus en profondeur (Figures 7.13(b-d)).

Dans la gamme de périodes dans laquelle nous travaillons (12-20 s) il est donc possible que nos observations soient largement influencées par le comportement de l'épais bassin sédimentaire du Sichuan (> 10 km). La cause de ces variations de vitesse sous le bassin du Sichuan quelques mois après le séisme n'en est pas pour autant évidente : est-ce que des mécanismes de déformation post-sismique, tels que de la relaxation poro-élastique (e.g. *Peltzer et al.*, 1998), du glissement post-sismique (e.g. *Tse and Rice*, 1986) peuvent expliquer ces observations ? Il est à noter que le caractère sédimentaire ajoute la possibilité que cette région soit particulièrement sensible à des variations de vitesse d'origine non-tectonique comme de la déformation thermo-élastique (e.g. *Meier et al.*, 2010) ou associées à des variations de conditions hydrologiques (e.g. *Sens-Schönfelder and Wegler*, 2006). Les importantes fluctuations observées sur la figure 7.3(d) pour le bassin du Sichuan pourraient d'ailleurs refléter ces effets.

---

5. Si l'on fait l'hypothèse de la diffusion dans la coda, l'équipartition dit que les ondes de surface dominant dans la coda (e.g. *Hennino et al.*, 2001). Comme on utilise la coda des corrélations ZZ (composante verticale), on considère que les ondes de Rayleigh dominant le signal utilisé pour mesurer les variations de vitesse, et donc que l'analyse de sensibilité présentée dans la figure 7.13(a) est représentative de nos mesures.

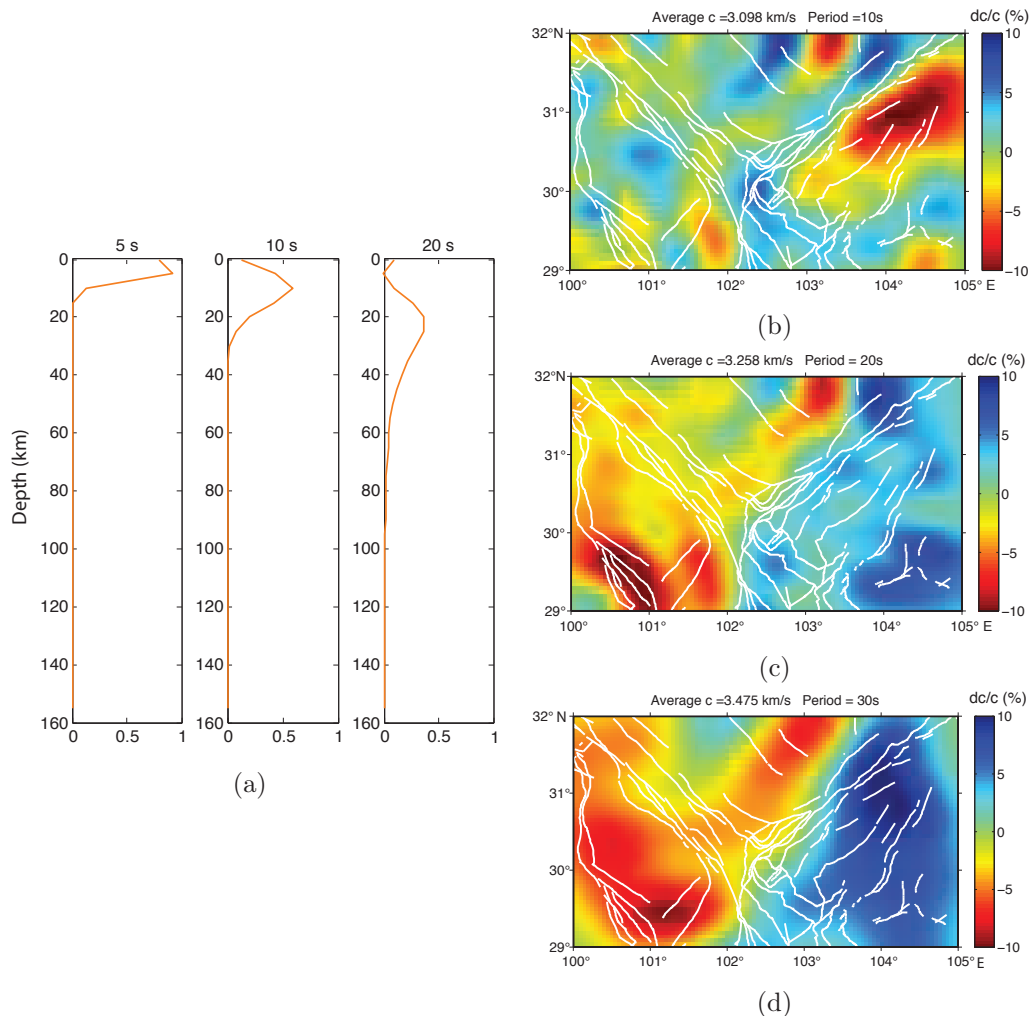


FIG 7.13 – (a) Sensibilité de la vitesse de phase des ondes de Rayleigh (à 5 s, 10 s et 20 s de période) à une perturbation de vitesse de cisaillement, en fonction de la profondeur de la perturbation sous le bassin du Sichuan. (b-d) Cartes d'anomalies de vitesse de phase des ondes de Rayleigh ( $dc$ ), par rapport à une vitesse moyenne  $c$  indiquée au dessus de chaque figure. Les figures correspondent aux périodes 10 s (b), 20 s (c) et 30 s (d). Communication personnelle de H. Huang et R. van der Hilst (MIT).

### 7.3.4 Conclusion

Nos résultats ont montré qu'à l'échelle de notre réseau, les variations de vitesse ( $\delta v/v$ ) varient beaucoup d'une zone à l'autre, mettant ainsi en évidence les limites à l'échelle régionale des mesures moyennées spatialement. Afin de mieux localiser les perturbations dans le milieu, nous avons présenté ici les premiers résultats d'une méthode d'inversion des mesures de variations de

vitesse. L'application nouvelle de cette technique d'inversion a nécessité de s'assurer dans un premier temps de la fiabilité des résultats obtenus. Dans ce but, plusieurs tests ont été faits et ont permis d'évaluer le niveau d'interprétation possible de ces résultats d'inversion. Les résultats de ces tests synthétisés ici montrent que cette méthode fournit un certain nombre d'informations robustes qui peuvent donc être interprétées avec confiance.

En particulier ces premiers résultats montrent l'intérêt de cette inversion puisqu'ils sont en accord avec la régionalisation simple de la figure 7.3, tout en apportant des éléments nouveaux, en mettant en évidence une différence entre les deux blocs de part et d'autre de la faille. Nous avons ici discuté de la question de la localisation du changement de vitesse. Cependant, la figure 7.3 semblait mettre en évidence un autre aspect particulièrement intéressant de ces variations de vitesse à longues périodes, à savoir le décalage de la chute de vitesse après le séisme. Afin de confirmer ce décalage, il faudra (et ce sera l'étape suivante) s'intéresser à l'évolution temporelle des résultats d'inversion. De plus, la dimension temporelle devrait apporter des éléments nouveaux, utiles à l'interprétation puisqu'elle devrait nous permettre de mieux caractériser et comprendre les signaux observés (durée, saisonnalité...).



# Conclusions et perspectives

Depuis quelques années, la technique des corrélations de bruit s'est largement développée en sismologie. Cette technique présente l'avantage essentiel de fournir des données qui ne dépendent plus de l'occurrence des séismes puisque le bruit sismique ambiant peut être enregistré partout et tout le temps. Elle a été utilisée par plusieurs équipes pour imager avec une bonne résolution la croûte dans plusieurs régions du monde. Depuis plus récemment, les corrélations de bruit sont utilisées pour suivre l'évolution temporelle du milieu et en particulier détecter des variations des propriétés élastiques de la croûte terrestre. Un domaine d'application essentiel de cette technique est le suivi temporel de structures géologiques potentiellement dangereuses (volcans, zones de failles actives, zones d'extraction ou d'injection en géophysique d'exploration).

Les enjeux majeurs de ces études de suivi temporel consistent d'une part à essayer de comprendre les processus à l'origine de ces variations dans le milieu, et d'autre part à étudier des mécanismes associés au comportement de ces structures géologiques. Le but étant d'améliorer notre compréhension de ces systèmes, étape nécessaire dans le cadre de la prévention des risques associés à leur activité. Aujourd'hui, une question essentielle pour progresser dans le domaine du suivi temporel dit *passif*, est l'amélioration des mesures basées sur le bruit sismique ambiant.

Dans ce contexte, ma thèse a consisté en deux études principales :

1/ D'une part, une étude méthodologique pour améliorer la qualité des mesures sur les corrélations de bruit. En effet, les variations temporelles observées peuvent être très faibles et une bonne précision des mesures est nécessaire. Or, les corrélations de bruit ne reconstruisent généralement pas parfaitement la fonction de Green, essentiellement à cause de la distribution des sources de bruit. Les corrélations ne contiennent plus seulement l'information sur le milieu mais également un signal rémanent dû à la source de



bruit, introduisant des biais dans les mesures. Nous avons présenté dans ce manuscrit deux approches différentes pour essayer d'éliminer l'influence des sources de bruit dans les mesures basées sur le bruit sismique ambiant.

La première approche présentée consiste à estimer le biais dû à la distribution de sources dans nos mesures, afin de le corriger. Nous avons présenté une étude théorique permettant d'obtenir une formulation directe de l'erreur sur les temps d'arrivée dans les fonctions de corrélations, due à une distribution de bruit non-isotrope. Cette estimation théorique a été dans un premier temps testée avec succès sur des expériences synthétiques puis sur des données de prospection géophysique fournies par Shell. Ce jeu de données actives exceptionnel a été utilisé comme des données de bruit ambiant, avec l'avantage de pouvoir contrôler la distribution de sources et donc de tester la théorie pour différentes distributions de bruit. Les résultats ont montré un très bon accord entre les mesures et la théorie. Nous avons donc à notre disposition une expression permettant de quantifier les effets d'un champ anisotrope en estimant le biais sur les mesures de vitesse dans les corrélations. Les biais ( $\delta v/v$ ) observés sur les arrivées balistiques sont de l'ordre du pourcent. Ces résultats sont particulièrement importants puisqu'ils indiquent entre autres que ces effets sont de l'ordre de la précision des résultats en tomographie et donc peuvent être négligés pour ces applications. Par contre, compte tenu de l'amplitude des variations étudiées dans le cadre du suivi temporel (pouvant être inférieures à 0.1%), il est nécessaire de s'affranchir de ces effets. Dans cette optique, nous avons montré l'intérêt des ondes multiples diffusées puisque les erreurs dues à la distribution de sources sont largement atténuées dans les mesures issues des corrélations d'ondes de la coda.

Dans le but d'éliminer l'effet des sources de bruit dans les mesures issues du bruit sismique, une deuxième approche a également été considérée. Il s'agit cette fois de construire des fonctions de corrélation libérées de l'influence des sources de bruit. Nous avons ainsi proposé de reconstruire la fonction de Green par la méthode  $C^3$ , dénommée ainsi puisqu'elle consiste à re-Corréler la Coda des Corrélations de bruit. Cette méthode revient à considérer les stations du réseau comme sources virtuelles. Elle est donc basée sur l'utilisation de sources secondaires contrôlées par la position des capteurs dans le réseau. Nous avons montré l'émergence des ondes de surface dans la fonction de corrélation obtenue par cette méthode. Le succès de cette technique est déjà un résultat important puisqu'il prouve que la partie tardive (la coda) des corrélations de bruit contient de l'information physique : les corrélations de bruit ne reconstruisent donc pas seulement la partie balistique de la fonction de Green mais aussi (au moins en partie) sa coda. Les résultats sur un

réseau de 150 stations large-bande en Europe ont montré que la fonction  $C^3$  permet de s'affranchir des sources de bruit en présentant une symétrie qui est contrôlée par la distribution des stations dans le réseau. Nous avons également calculé l'itération suivante (appelée fonction  $C^5$ ). Malgré un niveau de fluctuations plus élevé, les ondes de Rayleigh sont encore clairement visibles dans la fonction  $C^5$ , indiquant que du signal cohérent est aussi présent dans la coda de la fonction  $C^3$ .

**2/** La deuxième partie de mon travail a consisté en une étude de suivi temporel, dans la région du Sichuan (Chine) autour du séisme du Wenchuan ( $M_w = 7.9$ ). Cette application offre des conditions exceptionnelles à une application de suivi temporel, avec l'étude d'un très puissant séisme continental et un très grand nombre de données : 2 ans de données de bruit ambiant enregistrées par 156 stations large-bande situées autour de la zone de faille activée par le séisme. Grâce aux stations large-bande, nous nous sommes intéressés aux variations temporelles dans deux bandes de fréquences pour étudier le comportement de la croûte à différentes profondeurs, en réponse au séisme.

Dans un premier temps, nous avons considéré la gamme entre 1 et 3 s de périodes, pour étudier le comportement des premiers kilomètres de la croûte. Nous avons mesuré les variations de vitesse sismique dans différentes sous-régions du réseau pour connaître l'extension spatiale des variations. Nous avons observé une nette chute de vitesse co-sismique (de l'ordre de 0.08%) dans une région large ( $\sim 100$  km) autour de la région de la faille où se sont produites les répliques. De plus, nous avons constaté une bonne corrélation entre la chute de vitesse co-sismique et la distribution spatiale de la variation de dilatation volumique associée au séisme. Inversement, aucune corrélation n'a été observée avec la géologie en surface. Ces résultats nous renseignent ainsi indirectement sur les processus en jeu dans les variations observées (extension latérale, rôle de la géologie en surface...).

Afin d'étudier le comportement de la croûte plus profonde, nous avons mesuré par la suite les variations de vitesse sur les corrélations de bruit à plus longues périodes (entre 12 et 20 s). Les résultats montrent également une chute de vitesse associée au séisme dans la région de la faille qui a cassé. Cependant, cette chute de vitesse semble décalée par rapport à la date du séisme suggérant une réponse post-sismique de la croûte inférieure au séisme du Wenchuan. Une piste importante pour comprendre les mécanismes à l'origine des variations de vitesse, et plus largement les mécanismes impliqués dans le cycle sismique, est de localiser latéralement les variations. Or les résultats montrent qu'à l'échelle de notre réseau, les variations de vitesse ( $\delta v/v$ )

varient beaucoup d'une zone à l'autre, mettant ainsi en évidence les limites à l'échelle régionale des mesures moyennées spatialement.

Pour étudier plus précisément la position des variations de vitesse, nous avons présenté les premiers résultats d'une méthode de localisation. Cette méthode est basée sur l'inversion des mesures de variations de vitesse faites sur les corrélations de bruit. La théorie est formulée à partir de l'approximation de diffusion pour la coda des corrélations. Cette inversion a été appliquée sur les mesures à longues périodes. Les tests présentés dans ce manuscrit montrent des résultats d'inversion robustes. Ces résultats confirment en particulier une variation de vitesse maximum autour de la zone de faille activée durant le séisme ; tout en apportant des éléments nouveaux, puisqu'il semblerait qu'apparaisse un comportement de la croûte profonde dépendant de la géologie.

Ces résultats marquent une première étape vers la localisation des variations des propriétés élastiques dans le milieu. La résolution de la localisation reste cependant faible du fait de la théorie utilisée, considérant l'approximation de la diffusion. Or il n'est pas évident que ce soit la meilleure approximation. Les mesures de variations de vitesse sont faites sur une fenêtre de coda et la théorie de la diffusion multiple n'est sûrement pas juste pour l'ensemble de cette fenêtre. Il semble donc important de tester d'autres théories comme le transfert radiatif, sûrement plus adapté aux premières arrivées de la fenêtre de coda.

De plus, nous avons ici considéré exclusivement les ondes de la coda (nous avons en effet discuté plusieurs fois dans le manuscrit de leur intérêt dans nos applications). Afin d'améliorer la résolution des résultats de localisation, il paraît intéressant de mener également une analyse sur les ondes directes. Cependant, cette analyse peut poser un certain nombre de difficultés en pratique : d'une part, mesurer les variations de vitesse sur une fenêtre temporelle courte dégrade la qualité de la mesure (*Weaver et al.*, 2011). Par ailleurs, comme montré dans le chapitre 3, les sources de bruit peuvent entraîner des biais dans les mesures sur les arrivées balistiques reconstruites par corrélation. Nous avons montré qu'une correction était possible mais elle nécessite de connaître la distribution de bruit (par méthodes de formation de voie par exemple). Ces deux remarques illustrent les précautions à prendre avec l'utilisation des ondes directes et expliquent pourquoi cette analyse n'est pas évidente.

Pour finir sur les pistes envisagées pour améliorer cette méthode d'inversion, nous avons ici effectué notre analyse sur un temps et une mesure moyenne dans la coda. Ajouter la dimension temporelle à l'inversion (i.e. effectuer l'inversion pour différents temps dans la coda) est une piste actuellement étudiée au sein de l'équipe.

Nous avons souligné dans ce manuscrit l'importance des aspects méthodologiques dans l'amélioration des mesures basées sur le bruit sismique ambiant. En particulier, nous avons mentionné l'intérêt potentiel de la méthode  $C^3$  dans les études de suivi temporel. En effet, cette méthode étant basée sur l'utilisation de sources virtuelles stables (stations du réseau), elle peut permettre d'éliminer les fluctuations liées à la source de bruit dans les mesures temporelles. Il faudra maintenant tester les mesures sur les fonctions  $C^3$  pour étudier la réelle contribution de cette méthode à stabiliser les mesures de variations de vitesse.

Le traitement du signal est également une piste essentielle pour continuer à améliorer les mesures sur les corrélations de bruit. Citons par exemple les travaux de *Baig et al.* (2009) ou *Stehly et al.* (2011) qui ont récemment proposé des techniques de traitement permettant une meilleure extraction de l'information cohérente dans les corrélations. Ces pistes seront à considérer en détail dans de futures applications. Elles semblent en effet particulièrement intéressantes pour améliorer la résolution temporelle des mesures dans le cadre du suivi temporel (*Hadziioannou et al.*, 2011).

Enfin les résultats sur le suivi temporel dans le Sichuan montrent que ces études apportent un certain nombre d'observations nouvelles. Dans le cas du Wenchuan, il semblerait que les différentes parties de la croûte réagissent différemment en réponse au séisme puisque la réponse de la croûte profonde semble retardée de quelques mois par rapport au tremblement de terre. De nombreuses questions se posent : quels mécanismes peuvent expliquer cette observation ? Ce signal est-il expliqué par de la déformation post-sismique ? Quelle rhéologie est associée à ce comportement ? Ces études de suivi temporel effectuées dans différents contextes tectoniques (voir aussi *Rivet et al.*, 2011, par exemple) fournissent des observations nouvelles qui pourront apporter des nouveaux éléments à notre compréhension du cycle sismique. Ces études ouvrent certains domaines à l'interface sismologie - rhéologie - géodésie et montrent comment la sismologie peut compléter ces autres champs disciplinaires.



# Annexe A

## Démonstration de l'identité de Ward (cas 3D)

Le but de cette annexe est de démontrer l'équation 2.29, c'est-à-dire la généralisation de l'identité de Ward en 3D.

On adopte ici la même approche que dans les théorèmes dits de réciprocité qui établissent des relations générales entre une paire de solutions pour la propagation dans un milieu élastique. On se place dans la configuration présentée dans la figure A.1, avec trois points  $a$ ,  $b$  et  $x$  dans un milieu  $V$  fermé par la surface  $S$ . On considère deux états. Pour chaque état, on choisit une source impulsionnelle, respectivement en  $a$  et  $b$ . Le champ en  $x$  dans les deux états peut donc s'écrire sous la forme d'une fonction de Green,  $G_{ax}$  et  $G_{bx}$ .

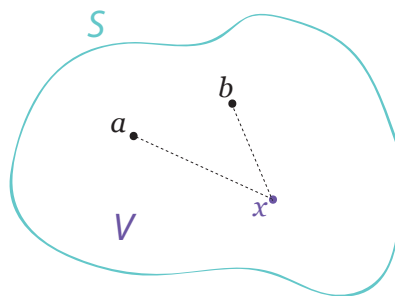


FIG A.1 – Configuration considérée : trois points  $a$ ,  $b$  et  $x$  se trouvent dans un volume  $V$  délimité par une surface  $S$ . On s'intéresse au champ en  $x$  créé d'une part par une source en  $a$ , et d'autre part par une source en  $b$ .

Afin de faire le lien entre ces deux solutions, on considère la combinaison

suivante de ces deux champs,

$$\tilde{G}_{ax} \vec{\nabla} \tilde{G}_{bx}^* - \vec{\nabla} \tilde{G}_{ax} \tilde{G}_{bx}^*, \quad (\text{A.1})$$

dont on étudie le flux  $I$  à travers  $S$  :

$$I = \oint_S \left[ \tilde{G}_{ax} \vec{\nabla} \tilde{G}_{bx}^* - \vec{\nabla} \tilde{G}_{ax} \tilde{G}_{bx}^* \right] \cdot d\vec{S} \quad (\text{A.2})$$

A noter que ce flux est équivalent au flux introduit dans le théorème de Betti dont une forme intégrée est présentée dans l'équation 2.35 de *Aki and Richards* (2002).

Le théorème de la divergence nous permet d'écrire :

$$I = \int_V \vec{\nabla} \cdot \left[ \tilde{G}_{ax} \vec{\nabla} \tilde{G}_{bx}^* - \vec{\nabla} \tilde{G}_{ax} \tilde{G}_{bx}^* \right] dV \quad (\text{A.3})$$

$$I = \int_V \left[ \vec{\nabla} \tilde{G}_{ax} \vec{\nabla} \tilde{G}_{bx}^* + \tilde{G}_{ax} \Delta \tilde{G}_{bx}^* - \vec{\nabla} \tilde{G}_{ax} \vec{\nabla} \tilde{G}_{bx}^* - \Delta \tilde{G}_{ax} \tilde{G}_{bx}^* \right] dV \quad (\text{A.4})$$

$$I = \int_V \left[ \tilde{G}_{ax} \Delta \tilde{G}_{bx}^* - \Delta \tilde{G}_{ax} \tilde{G}_{bx}^* \right] dV \quad (\text{A.5})$$

L'équation 2.19 nous permet d'exprimer les laplacien  $\Delta \tilde{G}_{ax}$  et  $\Delta \tilde{G}_{bx}^*$  :

$$\Delta \tilde{G}_{ax} = \delta(\vec{x} - \vec{a}) - U(\vec{x}) \tilde{G}_{ax} - \frac{(\omega - i\gamma)^2}{c^2} \tilde{G}_{ax} \quad (\text{A.6})$$

$$\Delta \tilde{G}_{bx}^* = \delta(\vec{x} - \vec{b}) - U(\vec{x}) \tilde{G}_{bx}^* - \frac{(\omega + i\gamma)^2}{c^2} \tilde{G}_{bx}^* \quad (\text{A.7})$$

Le flux  $I$  devient donc :

$$I = \int_V \left\{ \tilde{G}_{ax} \left[ \delta(\vec{x} - \vec{b}) - U(\vec{x}) \tilde{G}_{bx}^* - \frac{(\omega + i\gamma)^2}{c^2} \tilde{G}_{bx}^* \right] - \tilde{G}_{bx}^* \left[ \delta(\vec{x} - \vec{a}) - U(\vec{x}) \tilde{G}_{ax} - \frac{(\omega - i\gamma)^2}{c^2} \tilde{G}_{ax} \right] \right\} dV \quad (\text{A.8})$$

$$\begin{aligned} I = & \int_V \left\{ \tilde{G}_{ax} \delta(\vec{x} - \vec{b}) - \tilde{G}_{bx}^* \delta(\vec{x} - \vec{a}) \right\} dV \\ & - \int_V \left\{ U(\vec{x}) \tilde{G}_{ax} \tilde{G}_{bx}^* - U(\vec{x}) \tilde{G}_{ax} \tilde{G}_{bx}^* \right\} dV \\ & - \int_V \left\{ \tilde{G}_{ax} \tilde{G}_{bx}^* \left( \frac{\omega^2 - \gamma^2 + 2i\gamma\omega}{c^2} \right) - \tilde{G}_{ax} \tilde{G}_{bx}^* \left( \frac{\omega^2 - \gamma^2 - 2i\gamma\omega}{c^2} \right) \right\} dV \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

On obtient donc :

$$I = \tilde{G}_{ab} - \tilde{G}_{ba}^* - \frac{4i\gamma\omega}{c^2} \int_V \tilde{G}_{ax} \tilde{G}_{bx}^* dV \quad (\text{A.10})$$

A noter que le terme de diffraction par les hétérogénéités (le potentiel  $U$ ) disparaît, la présence de diffraction dans le milieu n'intervient donc pas dans cette dérivation.

Compte tenu de la définition de  $I$  (Equation A.2) et en considérant que  $G_{ab} = G_{ba}$  (réciprocité), on peut écrire :

$$\tilde{G}_{ab} - \tilde{G}_{ab}^* = \frac{4i\gamma\omega}{c^2} \int_V \tilde{G}_{ax} \tilde{G}_{bx}^* dV + \oint_S \left[ \tilde{G}_{ax} \vec{\nabla} \tilde{G}_{bx}^* - \vec{\nabla} \tilde{G}_{ax} \tilde{G}_{bx}^* \right] \cdot \vec{dS} \quad (\text{A.11})$$

On retrouve l'expression de l'identité de Ward en 3D donnée par l'équation 2.29.





## Annexe B

On the correlation of  
non-isotropically distributed  
ballistic scalar diffuse waves  
(*Weaver R., Froment B. and  
Campillo M., 2009*)

# On the correlation of non-isotropically distributed ballistic scalar diffuse waves

Richard Weaver

Department of Physics, University of Illinois at Urbana-Champaign, 1110 W. Green, Urbana, Illinois 61801

Berenice Froment and Michel Campillo

Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique, Université Joseph Fourier, BP53 38041, Grenoble France

(Received 30 January 2009; revised 8 July 2009; accepted 10 July 2009)

Theorems indicating that a fully equipartitioned random wave field will have correlations equivalent to the Green's function that would be obtained in an active measurement are now legion. Studies with seismic waves, ocean acoustics, and laboratory ultrasound have confirmed them. So motivated, seismologists have evaluated apparent seismic travel times in correlations of ambient seismic noise and tomographically constructed impressive maps of seismic wave velocity. Inasmuch as the random seismic waves used in these evaluations are usually not fully equipartitioned, it seems right to ask why it works so well, or even if the results are trustworthy. The error, in apparent travel time, due to non-isotropic specific intensity is evaluated here in a limit of large receiver-receiver separation and for the case in which the source of the noise is in the far field of both receivers. It is shown that the effect is small, even for cases in which one might have considered the anisotropy to be significant, and even for station pairs separated by as little as one or two wavelengths. A formula is derived that permits estimations of error and corrections to apparent travel time. It is successfully compared to errors seen in synthetic waveforms.

© 2009 Acoustical Society of America. [DOI: 10.1121/1.3203359]

PACS number(s): 43.40.Ph, 43.50.Yw, 43.60.Cg [RAS]

Pages: 1817–1826

## I. INTRODUCTION

Much recent research has focused on the correlations of seismic, ocean acoustic, and laboratory ultrasonic noise. Theorems indicating that a fully equipartitioned noise field will have correlations  $C(\tau)$  essentially equivalent to the Green's function  $G(\tau)$  that would be obtained in an active measurement are now legion.<sup>1–4</sup> These have been supported by laboratory experiments<sup>5–10</sup> and analysis of ocean acoustic and seismic field data.<sup>11–13</sup> The identity promises to facilitate the acquisition of acoustic information without the use of a controlled source. Applications in seismology and exploration geophysics where sources are earthquakes or thumper trucks or explosives are especially interesting. The conditions on acoustic noise such that its correlations will indeed converge to the Green's function, and the rate and quality of that convergence, remain active areas for inquiry. Many questions relate to the robustness of the identity for the case of imperfectly diffuse noise fields, the effect of only partial equipartition, and the effect of dissipation. Questions as to how one might compensate in the case of imperfectly diffuse noise are also arising.<sup>14</sup> Reviews may be found in the special June 2006 issue of *Geophysics*.<sup>15,16</sup> A tangential literature has entertained sundry generalizations of the basic identity, for example, to media lacking time-reversal invariance,<sup>17,18</sup> to dissipative media<sup>19</sup> and to the diffusion equation,<sup>20</sup> and to structural acoustics and discrete media.<sup>21,22</sup>

It has long been recognized that field-field correlations of narrow-band diffuse waves have a universal *local* short range structure equal to a Bessel function of order zero. Roll-wave *et al.*<sup>23</sup> showed that diffuse fields with wavenumber  $k$

in a shallow water tank have correlations  $\langle \psi(\mathbf{x})\psi(\mathbf{y}) \rangle \sim J_0(k|\mathbf{x}-\mathbf{y}|)$ . It is well known that the ensemble average (over different realizations of a multiple scattering medium) of field-field correlations in three dimensions is a spherical Bessel function of order zero as attenuated by scattering  $\langle \psi(\mathbf{x})\psi(\mathbf{y}) \rangle \sim J_0(k|\mathbf{x}-\mathbf{y}|)\exp\{-|\mathbf{x}-\mathbf{y}|/\text{meanfreepath}\}$ . The microtremor survey method<sup>24,25</sup> suggested by Aki in 1957 and in wide use in seismology today is based on this notion of local correlations being essentially Bessel functions. In all this work it seems to have been little recognized that the Bessel-character of the short range local correlations has an extension to long ranges and to the time domain. It transpires that such fields have correlations equal to the *imaginary part of Green's function*<sup>21</sup> in turn equal to a Bessel function only at short range in an unbounded continuous homogeneous scalar medium. Field-field correlations are thus in general richer than simple Bessel functions; they depend on the type of wave, and include effects from the structure and geometry of the medium.

Proof of the identity between correlations and Green's function varies with definition of a diffuse field. In finite bodies it is convenient to take a modal perspective, in which a diffuse field has uncorrelated normal mode amplitudes but with equal expected energies. This definition is commonly adopted in room acoustics and structural vibration<sup>26,27</sup> and in thermal physics.

In the so-called ballistic case, with few scatterers, the proofs are especially simple and intuitive.<sup>2,4</sup> It is this case that pertains to travel time tomography and attracts the most attention in seismology.<sup>16,28,29</sup> Seismologists have con-

structed high resolution maps of Rayleigh and Love wave velocities from tomographic analyses of travel times seen in correlations of ambient seismic noise.<sup>28,29</sup>

An imperfectly equipartitioned diffuse field precludes confident application of field correlation methods, or so one imagines. Ambient seismic noise as used in Refs. 28 and 29 at frequencies below 1 Hz, usually has its origin in ocean storms and thus has a preferred direction. Seismic coda, as used in Ref. 30 has a degree of isotropy that develops slowly as the coda ages. Laboratory experiments<sup>5-10</sup> with ultrasound can be designed to better conform to the demands of the theorems but, except for the case of thermal noise,<sup>5,31,32</sup> even their correlations fail to perfectly match conventional waveforms obtained actively. Nevertheless noise correlations continue to provide useful information. They have been used to detect changes in material properties,<sup>33,34</sup> and most strikingly have been used in spite of the imperfect equipartition to generate high resolution maps of seismic velocity.<sup>28,29</sup> These maps appear to be robust, but doubts remain. How reliable are they? Why do they appear so robust in spite of the anisotropy of the diffuse field upon which they are based? The familiar condition that the noise field be fully equipartitioned in order to recover Green's function is perhaps over restrictive for the purpose of estimating travel times.<sup>2</sup>

Snieder<sup>2</sup> showed that, in an asymptotic limit in which the two receivers are separated by a distance long compared to a wavelength, and when the distribution of diffuse ballistic intensity is smooth, albeit not necessarily isotropic, the correlation is the Green's function; one need not have a fully equipartitioned isotropic noise field. There were in that discussion, however, no indications as to the errors that might follow from a nonsmooth intensity distribution, or a less than fully asymptotic receiver separation. Recently Malargia and Castellaro<sup>35</sup> argued that the apparent robustness is due to the probability density function for the direction of an incident plane wave corresponding to a probability density function for apparent seismic velocity that is strongly peaked at the actual seismic velocity. In Sec. II, we readdress the derivation of the relation between  $G$  and  $C$ , but for a non-isotropic distribution of incident incoherent intensity. Attention is confined to the two dimensional case, as the case of three dimensions is both analytically simpler and of less practical importance. Sections III-VIII analyze the effect of that nonisotropy on practical estimates of travel time at finite receiver separations. It is shown that a travel time estimate is corrupted only slightly at realistic values for these parameters. An expression for the travel time correction is derived.

## II. FIELD CORRELATIONS IN A NONISOTROPIC DISTRIBUTION OF DIFFUSE PLANE WAVE INTENSITY

Consider two receivers as in Fig. 1: one at origin, and the other a distance  $x$  from the origin. We distribute incoherent impulsive sources  $s(\theta)$  over an annular region of (large) radius  $R$  around the receivers. With  $\langle s \rangle = 0$ , and  $\langle s(\theta)s^*(\theta') \rangle = B(\theta)\delta(\theta - \theta')$ .

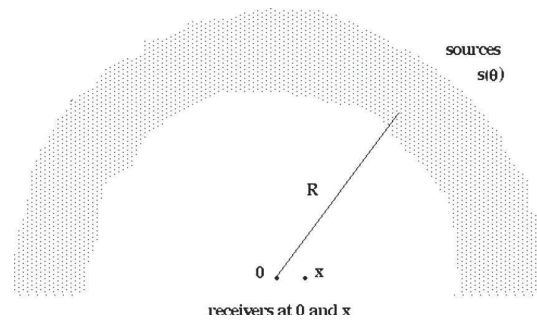


FIG. 1. Incoherent sources distributed at large distance from a pair of receivers.

These give rise to a field  $\psi(\mathbf{r}, t)$  whose Fourier transform

$$\tilde{\psi}(\mathbf{r}, \omega) = \int \psi(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega t) dt$$

is a superposition of cylindrical waves from the many sources  $s$ .

$$\tilde{\psi}(x, \omega) = \int s(\theta) d\theta \exp(i\omega R - i\omega x \cos \theta) / \sqrt{Ri(\omega - i\epsilon)}. \quad (1)$$

The angle  $\theta$  is defined relative to the strike line connecting the receivers. Here and below integrals over  $\theta$  are over a full  $2\pi$  and integrals over  $t$  and  $\omega$  are from  $-\infty$  to  $\infty$ , unless otherwise noted. The usual  $-i\epsilon$  has been inserted to analytically continue  $\omega$  to its complex plane; it resolves ambiguities at real  $\omega$ , and the choice of sign assures causality.<sup>36</sup> The cylindrical waves have been written in a form valid for asymptotically large  $\omega R$ . Thus the present derivation is restricted to noise whose sources are in the far field. The receivers at 0 and  $x$  are not required to be in each other's far fields; indeed, attention is chiefly directed to the case in which they are separated by distances of order one wavelength. Units are used such that wave speed is unity.

The field has correlation defined by

$$C(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \tau) = \int \psi(\mathbf{r}', t) \psi(\mathbf{r}, t + \tau) dt. \quad (2)$$

By the Wiener-Khinchin cross-correlation theorem,  $C$  is the inverse Fourier transform of  $\langle \tilde{\psi}^* \tilde{\psi} \rangle$

$$C(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \tau) = \frac{1}{2\pi} \int d\omega \langle \tilde{\psi}(\mathbf{r}', \omega)^* \tilde{\psi}(\mathbf{r}, \omega) \rangle \exp(i\omega \tau). \quad (3)$$

The time derivative of the correlation between receivers at  $\mathbf{r}=0$  and  $\mathbf{r}'=i\mathbf{x}$  is

$$C'_{0,x}(\tau) \equiv \partial_\tau \int \psi(0,t)\psi(x,t+\tau)dt,$$

$$\begin{aligned} \tilde{C}'_{0,x}(\omega) &\equiv i\omega \int C_{0,x}(\tau)\exp(-i\omega\tau)d\tau \\ &= i\omega \langle \tilde{\psi}(0,\omega)^* \tilde{\psi}(x,\omega) \rangle \end{aligned} \quad (4)$$

The relevant expectation is

$$\begin{aligned} \langle \tilde{\psi}(0)^* \tilde{\psi}(x) \rangle &= \left\langle \int s(\theta')d\theta' \right. \\ &\quad \times \left. \int s(\theta)d\theta \exp(-i\omega x \cos \theta)/R\sqrt{\omega^2 + \varepsilon^2} \right\rangle \\ &= \int B(\theta)d\theta \exp(-i\omega x \cos \theta)/R\sqrt{\omega^2 + \varepsilon^2}. \end{aligned} \quad (5)$$

We now return to the time domain, first multiplying by  $i\omega$  (to impose the  $\tau$  derivative needed for equivalence to  $G$ ) and also inserting a rescaling factor  $-R/4\pi$  for simplification of the final expressions.

$$\begin{aligned} C'_{0,x}(\tau) &= \frac{-1}{4\pi} \int B(\theta)d\theta i \operatorname{sgn}(\omega) \\ &\quad \times \exp(-i\omega x \cos \theta)\exp(i\omega\tau)d\omega. \end{aligned} \quad (6)$$

The factor  $\operatorname{sgn}(\omega)$  arises from  $\lim_{\varepsilon \rightarrow 0^+} \omega/\sqrt{\varepsilon^2 + \omega^2}$ .  $B(\theta)$  is now written in a Fourier series (cosines only, by symmetry, as the receiver correlation does not distinguish between positive and negative  $\theta$ )

$$B(\theta) = B_0 + B_1 \cos \theta + B_2 \cos 2\theta + \dots \quad (7)$$

The odd harmonics could be removed by choosing to consider only a lapse time-symmetrized version of  $C$ .

The integration over  $\theta$  is found in Abramowitz and Stegun 9.1.21 of Ref. 37. Thus

$$C'_{0,x}(\tau) = -\frac{1}{2} \sum_q (-i)^q B_q \int_{-\infty}^{\infty} i \operatorname{sgn}(\omega) \exp(i\omega\tau) J_q(\omega x) d\omega. \quad (8)$$

The evenness or oddness of  $J$  corresponds to that of  $q$  and so one may write

$$\begin{aligned} &\int i \operatorname{sgn}(\omega) \exp(i\omega\tau) J_q(\omega x) d\omega \\ &= \begin{cases} 2i \int_0^{\infty} J_q(\omega x) \cos(\omega\tau) d\omega & \text{for } q \text{ odd} \\ -2 \int_0^{\infty} J_q(\omega x) \sin(\omega\tau) d\omega & \text{for } q \text{ even.} \end{cases} \end{aligned} \quad (9)$$

Thus,

$$\begin{aligned} C'_{0,x}(\tau) &= \sum_{\text{even } q} (-1)^{q/2} B_q \int_0^{\infty} \sin(\omega\tau) J_q(\omega x) d\omega \\ &\quad + \sum_{\text{odd } q} (-1)^{(q+1)/2} B_q \int_0^{\infty} \cos(\omega\tau) J_q(\omega x) d\omega. \end{aligned} \quad (10)$$

These integrals are found in Abramowitz and Stegun 11.4.37 and 38 of Ref. 37. We take  $x \geq 0$  without loss of generality, and  $\tau \geq 0$  by recognizing that the expressions below can be evaluated for negative  $\tau$  by replacing it with  $|\tau|$  and changing the signs of the terms  $B_q$  for which  $q$  is even.

The expressions differ depending on whether or not  $x > \tau$ .

$$\begin{aligned} C'_{0,x}(\tau) &= [-B_1/x - 2B_2\tau/x^2 + B_3(1 - 4\tau^2/x^2)/x \\ &\quad + \dots], \quad x > \tau \\ &= \frac{1}{\sqrt{\tau^2 - x^2}} [B_0 + xB_1/(\tau + \tau\sqrt{\tau^2 - x^2}) \\ &\quad + x^2B_2/(\tau + \sqrt{\tau^2 - x^2})^2 + x^3B_3/(\tau + \sqrt{\tau^2 - x^2})^3 \\ &\quad + \dots], \quad x < \tau. \end{aligned} \quad (11)$$

In the special case of isotropy, where  $B_q=0$  except for  $q=0$ , one recovers the well known result that  $C'$  is equal to the time-symmetrized Green's function, where  $G$  is

$$G = \begin{cases} 0 & \text{for } |x| > |\tau| \\ \operatorname{sgn}(\tau)/\sqrt{\tau^2 - x^2} & \text{for } |x| < |\tau|. \end{cases} \quad (12)$$

These expressions have been evaluated numerically for a few choices  $\{B_q\}$ . Two of these are plotted in Fig. 2. A few points are evident: Nonisotropy leads to  $C'$  having support at times before the arrival of the Green's function; the waveform includes not just the trivial anticausal part at negative  $\tau$ , but also a noncausal part at  $|\tau| < |x|$ . One also observes that every plot has a singularity at the arrival time  $\tau = \pm x$ . In most cases the singularity is of the form  $1/\sqrt{(\tau^2 - x^2)}$ , but in some cases, notably Fig. 1(d) where  $B(\pi)$  and  $B(0)$  are close to zero, the singularities at the arrival times are less severe. Nevertheless, identification of arrival time is not difficult in any of these waveforms; lack of isotropy does not degrade estimation of wavespeed in these broad-band signals.

### III. BAND-LIMITED CORRELATIONS

In practice, correlation waveforms have finite bandwidth. To address practical questions, we must therefore convolve the above waveforms with the time domain version of the square of the spectrum, a necessarily even function of time. In this case, Eq.(6) is modified:

$$\begin{aligned} C'_{0,x}(\tau) &= \frac{-1}{4\pi} \int B(\theta)d\theta i \operatorname{sgn}(\omega) \\ &\quad \times \exp(-i\omega x \cos \theta)\exp(i\omega\tau) |\tilde{a}(\omega)|^2 d\omega \end{aligned} \quad (13)$$

If  $B$  is expanded in a Fourier series, Eq. (7), one has

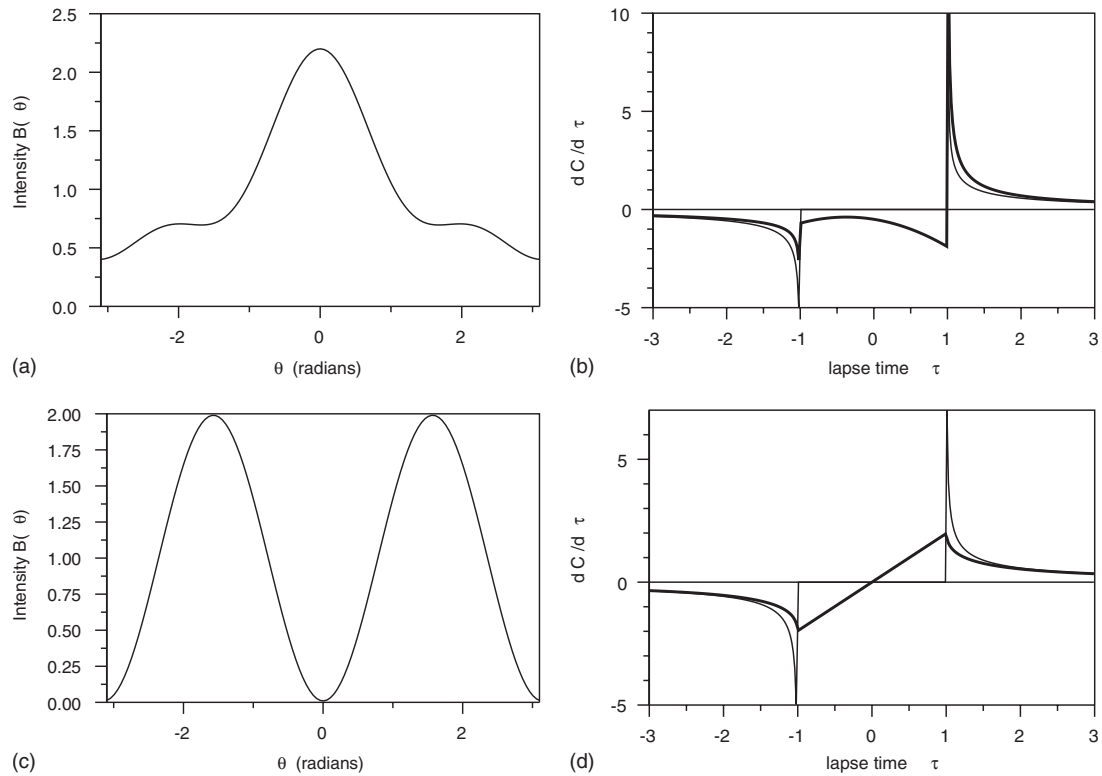


FIG. 2. Two examples of non-isotropic  $B(\theta)$  [(a) and (c)] and the corresponding broadband field correlation [(b) and (d)] for distance  $x=1$ . Light line is Green's function, and the bold line is the correlation. The two cases correspond, respectively, to  $\{B_q\}=\{1, 0.7, 0.3, 0.2, 0, 0, 0, \dots\}$  in (a) and (b), and  $\{1, 0, -0.99, 0, 0, \dots\}$  in (c) and (d).

$$C'_{0,x}(\tau) = -\frac{1}{2} \sum_q (-i)^q B_q \int_{-\infty}^{\infty} i \operatorname{sgn}(\omega) \exp(i\omega\tau) J_q(\omega x) \times |\tilde{a}(\omega)|^2 d\omega. \quad (14)$$

The new factor  $|a|^2$  is the spectral power density of the noise, assumed here to have been independent of direction  $\theta$ . It is necessarily even and real. It is useful to take it in the form of a (nonunique) sum of real contributions centered on positive and negative frequencies  $\pm\omega_0$ :

$$|\tilde{a}(\omega)|^2 = \tilde{A}(\omega - \omega_0) + \tilde{A}(\omega + \omega_0). \quad (15)$$

In particular, it can be useful to take these contributions to be Gaussian

$$\tilde{A}(\varpi) = \exp(-\varpi^2 T^2) \quad (16)$$

and to be real with chief support near  $\varpi=0$ . Its inverse Fourier transform is

$$\frac{1}{2\pi} \int |\tilde{a}(\omega)|^2 \exp(i\omega t) d\omega = \exp(i\omega_0 t) A(t) + \exp(-i\omega_0 t) A(-t), \quad (17)$$

where  $A$  is the inverse Fourier transform of  $\tilde{A}$  and  $A(-t) = A^*(t)$ . If  $\tilde{A}(\omega)$  is the Gaussian described above, then  $A(t)$  is

$$A(t) = \frac{1}{2T\sqrt{\pi}} \exp(-t^2/4T^2). \quad (18)$$

If as before we take  $B$  in a Fourier series, we may confine our integration to positive  $\omega$  if we assume  $\tilde{A}(\omega - \omega_0)$  has no support at negative  $\omega$ . Then

$$\int i \operatorname{sgn}(\omega) \exp(i\omega\tau) J_q(\omega x) |\tilde{a}(\omega)|^2 d\omega = \begin{cases} 2i \int_0^{\infty} J_q(\omega x) \cos(\omega\tau) \tilde{A}(\omega - \omega_0) d\omega & \text{for } q \text{ odd} \\ -2 \int_0^{\infty} J_q(\omega x) \sin(\omega\tau) \tilde{A}(\omega - \omega_0) d\omega & \text{for } q \text{ even.} \end{cases} \quad (19)$$

So that,

$$C'_{0,x}(\tau) = \sum_{q \text{ even}} (-1)^{q/2} B_q \int_0^{\infty} \sin(\omega\tau) J_q(\omega x) \tilde{A}(\omega - \omega_0) d\omega + \sum_{q \text{ odd}} (-1)^{(q+1)/2} B_q \int_0^{\infty} \cos(\omega\tau) J_q(\omega x) \tilde{A}(\omega - \omega_0) d\omega. \quad (20)$$

#### IV. BAND-LIMITED HIGH FREQUENCY CORRELATIONS WAVEFORM NEAR NOMINAL ARRIVAL TIME

At asymptotically large  $\omega x$ , Eq. (20) may be simplified by recalling

$$J_q(\omega x) \sim \sqrt{2/\pi\omega x} \cos\{\omega x - \pi q/2 - \pi/4\}.$$

With the definition  $\phi_q = \pi q/2 + \pi/4$ , we find

$$\begin{aligned} C'_{0,x}(\tau) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi\omega_0 x}} \sum_{q \text{ even}} (-1)^{q/2} B_q \int_0^\infty [\sin(\omega\tau + \omega x - \phi_q) \\ &\quad + \sin(\omega\tau - \omega x + \phi_q)] \tilde{A}(\omega - \omega_0) d\omega \\ &\quad + \frac{1}{\sqrt{2\pi\omega_0 x}} \sum_{q \text{ odd}} (-1)^{(q+1)/2} B_q \int_0^\infty [\cos(\omega\tau + \omega x - \phi_q) \\ &\quad + \cos(\omega\tau - \omega x + \phi_q)] \tilde{A}(\omega - \omega_0) d\omega. \end{aligned} \quad (21)$$

We again confine attention, without loss of generality, to  $\tau$  and  $x$  both positive, and recognize that the first terms oscillate rapidly and contribute negligibly to the integration. Then

$$\begin{aligned} C'_{0,x}(\tau) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi\omega_0 x}} \sum_{q \text{ even}} (-1)^{q/2} B_q \text{Im}\{\exp(i\omega_0(\tau - x) + i\phi_q) \\ &\quad \times A(\tau - x)\} + \frac{1}{\sqrt{2\pi\omega_0 x}} \sum_{q \text{ odd}} (-1)^{(q+1)/2} B_q \text{Re} \\ &\quad \times \{\exp(i\omega_0(\tau - x) + i\phi_q) A(\tau - x)\}. \end{aligned} \quad (22)$$

By choosing  $\omega_0$  such that  $\tilde{A}(\omega)$  is maximum at  $\omega = 0$ ,  $A(t)$  can be approximated as real; its leading order imaginary part would be only of order time cubed (units of time being inverse bandwidth,  $T$ ).

Thus in the vicinity of the arrival at  $\tau = x$ , and for  $z = \tau - x$ , we write

$$\begin{aligned} C'_{0,x}(\tau) &= \frac{A(z)}{\sqrt{2\pi\omega_0 x}} \sum_{q \text{ even}} (-1)^{q/2} B_q \sin(\omega_0 z + \phi_q) \\ &\quad + \frac{A(z)}{\sqrt{2\pi\omega_0 x}} \sum_{q \text{ odd}} (-1)^{(q+1)/2} B_q \cos(\omega_0 z + \phi_q). \end{aligned} \quad (23)$$

This expression for the band-limited correlation waveform is asymptotically valid for large  $\omega_0 x$ . The ostensible arrival time might be determined by examining the location of the first peak, near  $z=0$ . If only the  $B_0$  term is present, then the peak is at  $z = (\pi/2 - \phi_0)/\omega_0 = (\pi/4\omega_0)$ . The peak is slightly delayed, by one-eighth of a cycle, beyond the true arrival time at  $z=0$ . This observation could be used to estimate arrival time from a band-limited Green's function. Alternatively, true arrival time could be estimated by picking the point that is one-eighth of a cycle *after* the zero that precedes the peak. The identification of a zero crossing is often used for high precision estimates of ultrasonic propagation time.<sup>38</sup>

If we have two or more terms  $B$ , then after inserting for the  $\phi_q = \pi q/2 + \pi/4$ , Eq. (23) becomes

$$\begin{aligned} C'_{0,x}(\tau) &= \frac{A(z)}{\sqrt{2\pi\omega_0 x}} (B_0 + B_1 + B_2 + B_3 + \dots) \\ &\quad \times \sin(\omega_0 z + \phi_0). \end{aligned} \quad (24)$$

The correlation is proportional to the full intensity on strike,  $B(0) = B_0 + B_1 + B_2 + \dots$ . Asymptotically, it has the same temporal form that it has in the isotropic case. One concludes

that the presence of an anisotropic diffuse field does not, at least in the asymptotic limit  $\omega x \gg 1$ , impair estimation of arrival time beyond the 1/8 cycle delay noted above that is present even with an isotropic field. This was Snieder's conclusion also.<sup>2</sup>

## V. CORRECTIONS TO ZERO CROSSING TIME

It is of interest to inquire how, short of the full asymptotic limit  $\omega x \rightarrow \infty$ , apparent arrival time might be affected by non-isotropic  $B(\theta)$ . Without appealing to a Fourier decomposition of  $B$ , or to the Bessel function identities, we may write [Eq. (13)]

$$\begin{aligned} C'_{0,x}(\tau) &= \frac{-1}{4\pi} \int B(\theta) d\theta i \text{sgn}(\omega) \exp(-i\omega x \cos \theta) \\ &\quad \times \exp(i\omega\tau) |\tilde{a}(\omega)|^2 d\omega. \end{aligned}$$

Again we set  $\tau = z + x$  and confine attention to positive  $\omega$

$$\begin{aligned} C'_{0,x}(\tau) &= \frac{-i}{4\pi} \int B(\theta) d\theta \exp(i\omega x (1 - \cos \theta)) \\ &\quad \times \exp(i\omega z) \tilde{A}(\omega - \omega_0) d\omega + \text{c.c.} \end{aligned} \quad (25)$$

The asymptotically high  $\omega x$  behavior near the arrival time is dominated by  $\theta$  near 0:

$$\begin{aligned} C'_{0,x}(\tau) &\sim \frac{-1}{4\pi} \int \left\{ B(0) + \frac{1}{2} B''(0) \theta^2 + \dots \right\} \\ &\quad \times \left\{ 1 - \frac{1}{24} i\omega x \theta^4 + \dots \right\} \exp(i\omega x \theta^2/2) d\theta \\ &\quad \times \int_0^{+\infty} d\omega i \exp(i\omega z) \tilde{A}(\omega - \omega_0) d\omega + \text{c.c.}, \end{aligned} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{-1}{4\pi} \int_0^{+\infty} \left\{ B(0) \sqrt{\frac{2\pi}{-i\omega x}} + \frac{1}{4} B''(0) \sqrt{\frac{8\pi}{(-i\omega x)^3}} \right. \\ &\quad \left. - \frac{i\omega x}{24} \left(\frac{3}{4}\right) B(0) \sqrt{\frac{32\pi}{(-i\omega x)^5}} \right\} d\omega i \exp(i\omega z) \\ &\quad \times \tilde{A}(\omega - \omega_0) + \text{c.c.}, \end{aligned} \quad (27)$$

or

$$\begin{aligned} &= \frac{-1}{4\pi} \int_0^{+\infty} \left\{ B(0) \sqrt{\frac{2\pi}{\omega x}} e^{i\pi/4} + \frac{1}{4} B''(0) \sqrt{\frac{8\pi}{(\omega x)^3}} e^{3i\pi/4} \right. \\ &\quad \left. - \frac{i\omega x}{24} \left(\frac{3}{4}\right) B(0) \sqrt{\frac{32\pi}{(\omega x)^5}} e^{5i\pi/4} \right\} \\ &\quad \times d\omega i \exp(i\omega z) \tilde{A}(\omega - \omega_0) + \text{c.c.} \end{aligned} \quad (28)$$

There are two distinct methods by which one might in practice attempt to identify arrival time. It is not uncommon in ultrasonics to identify a zero crossing. It is more common in seismology, where signals tend to be more contaminated by noise, to cross correlate a waveform against a reference wavelet and select the time shift which maximizes the cross correlation. Here we shall investigate both methods.

At leading order, i.e., neglecting all but the first term, the correlation waveform is

$$B(0)A(z) \sqrt{\frac{2\pi}{\omega_0 x}} \sin(\omega_0 z + \pi/4), \quad (29)$$

which has a zero at  $z = -\pi/4\omega_0$ . This is the same waveform as in Eq. (24). We thus, as above, estimate “arrival time” ( $z=0$ ) as one-eighth cycle later than this zero. To study corrections to the waveform near the zero, and therefore the shift of the zero, we analyze the expression (28) at  $z = -\pi/4\omega_0$  and change integration variable:  $\omega = \omega_0 + \delta$ ,  $d\omega = d\delta$ , so  $\exp(i\omega z) = \exp(-i\delta\pi/4\omega_0)\exp(-i\pi/4) = \exp(i\delta z) \times \exp(-i\pi/4)$ .

Then, for  $z = -\pi/4\omega_0$ ,

$$\begin{aligned} C'_{0,x} = & \frac{-i}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\delta \exp(i\delta z) \tilde{A}(\delta) \left\{ B(0) \sqrt{\frac{2\pi}{\omega_0 x}} \left(1 - \frac{\delta}{2\omega_0}\right) \right. \\ & + \frac{1}{4} B''(0) \sqrt{\frac{8\pi}{(\omega_0 x)^3}} e^{i\pi/2} \left(1 - \frac{3\delta}{2\omega_0}\right) \\ & \left. - \frac{i\omega_0 x}{24} \left(\frac{3}{4}\right) B(0) \sqrt{\frac{32\pi}{(\omega_0 x)^5}} e^{i\pi} \left(1 - \frac{3\delta}{2\omega_0}\right) + \dots \right\} + \text{c.c.} \end{aligned} \quad (30)$$

The terms independent of  $\delta$  integrate to  $2\pi A(z)$ . The terms linear in  $\delta$  integrate to  $2\pi i \partial_z A(z)$ . Then, for  $z = -\pi/4\omega_0$ ,

$$\begin{aligned} C'_{0,x} \sim & \frac{1}{2} \left\{ B(0) \sqrt{\frac{2\pi}{\omega_0 x}} \left(-iA(z) + \frac{A'(z)}{2\omega_0}\right) \right. \\ & + \frac{1}{4} B''(0) \sqrt{\frac{8\pi}{(\omega_0 x)^3}} \left(A(z) + \frac{3iA'(z)}{2\omega_0}\right) \\ & \left. + \frac{\omega_0 x}{24} \left(\frac{3}{4}\right) B(0) \sqrt{\frac{32\pi}{(\omega_0 x)^5}} \left(A(z) + \frac{3iA'(z)}{2\omega_0}\right) \right\} \\ & + \text{c.c.} \\ = & \left\{ B(0) \sqrt{\frac{2\pi}{\omega_0 x}} \left(\frac{A'(z)}{2\omega_0}\right) + \frac{1}{4} B''(0) \sqrt{\frac{8\pi}{(\omega_0 x)^3}} A(z) \right. \\ & \left. + \frac{\omega_0 x}{24} \left(\frac{3}{4}\right) B(0) \sqrt{\frac{32\pi}{(\omega_0 x)^5}} A(z) \dots \right\} \\ = & \sqrt{\frac{2\pi}{\omega_0 x}} \left\{ B(0) \frac{A'(z)}{2\omega_0} + \frac{1}{2\omega_0 x} B''(0) A(z) \right. \\ & \left. + \frac{1}{8\omega_0 x} B(0) A(z) \dots \right\}. \end{aligned} \quad (31)$$

Equation (31) represents the value of the correlation waveform  $C'$  at the nominal zero at  $z = -\pi/4\omega_0$ . The  $z$ -derivative of  $C'$  at the zero is [see Eq. (29)]

$$B(0)A(z) \sqrt{\frac{2\pi}{x\omega_0}} \omega_0.$$

Thus the waveform *near* its nominal zero at  $z_0 = -\pi/4\omega_0$  is

$$\begin{aligned} B(0)A(z) \sqrt{\frac{2\pi}{x\omega_0}} \omega_0 (z - z_0) + \sqrt{\frac{2\pi}{\omega_0 x}} \left\{ \frac{1}{2\omega_0 x} B''(0) A(z) \right. \\ \left. + \frac{1}{8\omega_0 x} B(0) A(z) + B(0) \frac{A'(z)}{2\omega_0} \right\}, \end{aligned} \quad (32)$$

which has its zero at

$$z = z_0 - \left( 4 \frac{B''(0)}{B(0)} + 1 + 4xA'(z)/A(z) \right) / 8\omega_0^2 x. \quad (33)$$

For the assumed  $A(z)$ ,  $4xA'/A = -2zx/T^2$  so arrival time, as evaluated by examining the time of this zero, is earlier than the true arrival time, by an amount

$$\left\{ 4 \frac{B''(0)}{B(0)} + 1 + \pi(x/2\omega_0 T^2) \right\} / 8\omega_0^2 x. \quad (34)$$

Equation (33) serves as a higher order asymptotic estimate for the shift of the zero relative to its location as determined by Snieder<sup>2</sup> or by Eqs. (24) and (29).

The second and third terms in Eq. (34) are present even if  $B$  is constant, i.e., even if the correlation waveform is  $G$  itself. This is an indication that travel time assessment by identifying the time of the zero crossing and adding one-eighth of a cycle is only correct asymptotically; there are corrections at finite  $\omega x$  and finite  $x/T$ .

The first term in Eq. (34) is the more interesting. It gives the leading order effect of nonisotropic diffuse intensity. By way of illustration, take  $T$  large,  $B''(0) = -2B(0)$  [as would be the case if  $B(\theta) = 1 + \cos(2\theta)$ ], and  $\omega_0 x = 6$  (one wavelength separation); then the zero occurs  $7/48\omega_0$  later than one would have supposed, or about  $1/40$  of a period. Velocity estimate would be erroneously low by about 2.5%.

## VI. ARRIVAL TIME AS ESTIMATED BY CORRELATION WITH A REFERENCE WAVELET

Seismologists often evaluate arrival time by correlating the signal with a reference wavelet. Thus it is of interest also to cross correlate the waveform (13) with the same waveform obtained for the case  $B = \text{const}$  (i.e., with the band-limited Green's function itself). We again write Eq. (13) as

$$\begin{aligned} C'_{0,x}(\tau) = & \frac{-1}{4\pi} \int B(\theta) d\theta i \operatorname{sgn}(\omega) \exp(-i\omega x \cos \theta) \\ & \times \exp(i\omega\tau) |\tilde{a}(\omega)|^2 d\omega, \end{aligned}$$

whose Fourier transform is (an unimportant factor of  $-2$  has been dropped)

$$\begin{aligned} \tilde{C}'_{0,x}(\omega) \sim & \int B(\theta) d\theta i \operatorname{sgn}(\omega) \exp(-i\omega x \cos \theta) |\tilde{a}(\omega)|^2 \\ = & \int \left\{ B(0) + \frac{1}{2} B''(0) \theta^2 \right\} d\theta i \operatorname{sgn}(\omega) \\ & \times \exp\left(i\omega x \frac{1}{2} \theta^2\right) (1 - i\omega x \theta^4/24) \exp(-i\omega x) |\tilde{a}(\omega)|^2 \\ = & \int \left\{ B(0) + \frac{1}{2} B''(0) \theta^2 - B(0) i\omega x \theta^4/24 \right\} d\theta i \end{aligned}$$



$$\begin{aligned}
& \times \operatorname{sgn}(\omega) \exp\left(i\omega x \frac{1}{2} \theta^2\right) \exp(-i\omega x) |\tilde{a}(\omega)|^2 \\
& = \left\{ B(0) \sqrt{\frac{2\pi}{i\omega x}} + \frac{1}{2} B''(0) \sqrt{\frac{8\pi}{(i\omega x)^3}} \right. \\
& \quad \left. - B(0) \frac{i\omega x}{24} \frac{3}{4} \sqrt{\frac{32\pi}{(i\omega x)^5}} \right\} i \operatorname{sgn}(\omega) \exp(-i\omega x) |\tilde{a}(\omega)|^2.
\end{aligned} \tag{35}$$

By expanding  $\cos \theta$  near  $\theta=0$  we have implicitly focused on the arrival at positive lapse time. We wish to form the cross correlation between this and its version with  $B=1$ . At an offset of  $\Delta$ , this is

$$\begin{aligned}
X(\Delta) &= \int \tilde{C}_{B \neq 1}(\omega) \tilde{C}_{B=1}^*(\omega) \exp(-i\Delta\omega) d\omega \\
&= \int \left\{ \sqrt{\frac{2\pi}{i\omega x}} + \frac{B''(0)}{2B(0)} \sqrt{\frac{8\pi}{(i\omega x)^3}} - \frac{i\omega x}{24} \frac{3}{4} \sqrt{\frac{32\pi}{(i\omega x)^5}} \right\} \\
& \quad \times \left\{ \sqrt{\frac{2\pi}{-i\omega x}} + \frac{i\omega x}{24} \frac{3}{4} \sqrt{\frac{32\pi}{(-i\omega x)^5}} \right\} \exp(-i\omega\Delta) \\
& \quad \times |\tilde{a}(\omega)|^4 d\omega \\
&= \int \frac{2\pi}{|\omega|x} \left\{ 1 + \frac{B''(0)}{2B(0)} \frac{1}{(i\omega x)} - \frac{1}{(8i\omega x)} \right\} \\
& \quad \times \left\{ 1 + \frac{1}{(8i\omega x)} \right\} \exp(-i\omega\Delta) |\tilde{a}(\omega)|^4 d\omega \\
&= \int \frac{2\pi}{|\omega|x} \left\{ 1 + \frac{B''(0)}{2B(0)} \frac{1}{(i\omega x)} + \dots \right\} \\
& \quad \times \exp(-i\omega\Delta) |\tilde{a}(\omega)|^4 d\omega.
\end{aligned} \tag{36}$$

We expand this for small  $\Delta$  and find that it achieves its maximum,  $\partial X / \partial \Delta = 0$ , at

$$\begin{aligned}
\Delta &= \frac{B''(0)}{2xB(0)} \int \frac{1}{|\omega|} |\tilde{a}(\omega)|^4 d\omega \bigg/ \int |\omega| |\tilde{a}(\omega)|^4 d\omega \\
&\sim \frac{B''(0)}{2x\omega_0^2 B(0)},
\end{aligned} \tag{37}$$

which is identical to the expression derived above (34), after its terms unrelated to anisotropy are removed.

Equations (37) and (34) provide an asymptotically valid estimate,  $B''(0)/2x^2\omega_0^2 B(0)$ , for the apparent fractional increase in wavespeed occasioned by having constructed a correlation waveform from smooth but not isotropic diffuse intensity. In Sec. VII, this estimate is compared to results from numerical simulations.

## VII. COMPARISON WITH SYNTHETIC EXPERIMENTS

We compare the above predictions with numerical experiments, some purely synthetic and based on an assumed homogeneous medium, as pictured in Fig. 1, and others based on field data from a many component array of seismograms in Oman.

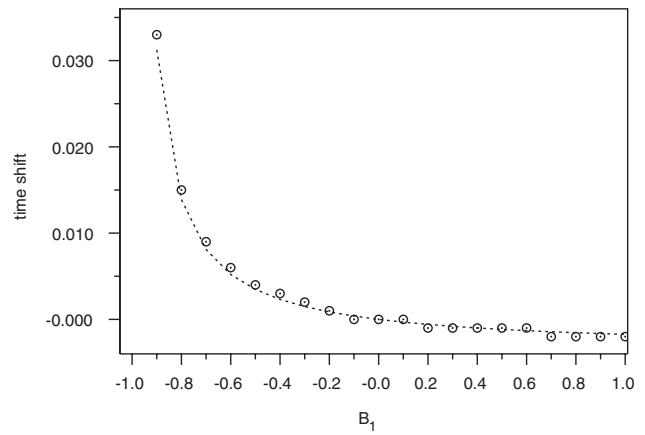


FIG. 3. Comparison of predicted time shift (dashed line) and time shift as obtained by correlation against the actual Green's function (symbols), for a set of intensity distributions given by  $B(\theta)=1+B_1 \cos(\theta)$  and a range of values for  $B_1$ .

For purposes of the tests with synthetic data, Eq. (11) for a distance  $x=1$  was convolved with a tone burst of the form given in Eqs. (15)–(18) with  $T=1/4$  and  $\omega_0=12$ . Thus we consider the case in which the receiver pair is separated by almost two wavelengths. This was done for a variety of choices  $B(\theta)$ . Each such waveform was isolated into its positive lapse time part ( $\tau>0$ ) and cross correlated with the actual band-limited Green's function obtained by taking  $B_0=1$ ,  $B_{q \neq 1}=0$ . The relative shift between these two was taken as the error in apparent arrival time as predicted in Sec. VI. As seen in Figs. 3–8, the theoretical expression (37) does a good job of predicting the time shift. This suggests that Eq. (37) may (i) be used in practice to estimate the error in apparent velocity, (ii) be used to correct for a non-isotropic distribution, or (iii) reassure a practitioner that such anisotropy does not significantly impact estimations of seismic velocity.

Figure 3 compares time shifts, for the arrival at positive lapse time, for an intensity distribution given by  $B(\theta)=1+B_1 \cos \theta$ , for a range of  $B_1$  values between  $-1$  and  $+1$ . Except for the singular case  $B_1=-1$  where the intensity on

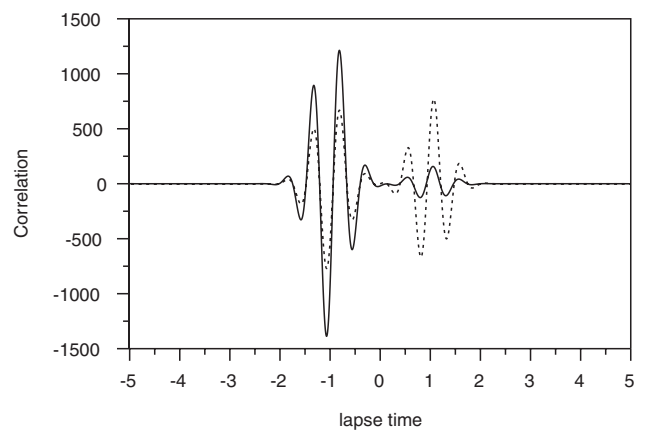


FIG. 4. Band-limited waveform (solid line) obtained from Eq. (13) using an intensity distribution  $B(\theta)=1-0.8 \cos \theta$ . Dashed line is the time-symmetrized Green's function for the same spectrum, as obtained from Eq. (13) using  $B(\theta)=1$ .

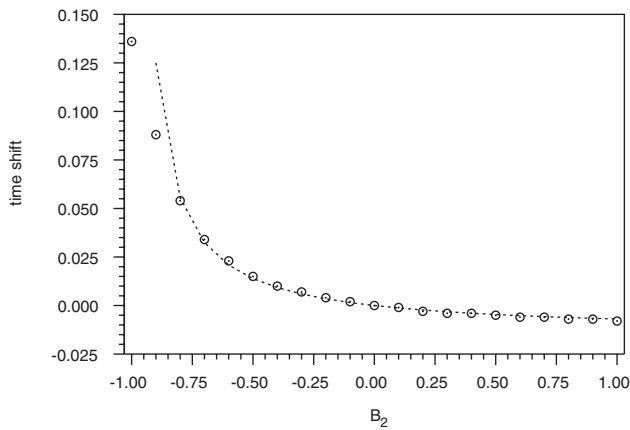


FIG. 5. Time shifts for  $B(\theta)=1+B_2 \cos 2\theta$ , as a function of  $B_2$ .

strike  $B(0)$  vanishes and Eq. (37) predicts an infinite correction, theory does an excellent job. Figure 4 shows an example of the waveforms used for this comparison, for the case  $B_1=-0.8$ . Figures 5–8 are similar to Figs. 3 and 4, but for more strongly varying intensity distributions.

### VIII. COMPARISON USING DATA FROM FIELD MEASUREMENTS

A data set of 2 560 000 seismic responses courtesy of Petroleum Development Oman has been discussed elsewhere.<sup>39,40</sup> These responses were obtained from 1600 geophones in a square array of 25 m spacings, as due to 1600 active sources in a similar square array offset by 12.5 m. Here we use this data set to construct correlation waveforms from arbitrary distributions of sources. Two receivers ( $\alpha=1,2$ ) in the center of the array were selected. They were separated by a distance of 155 m, corresponding to a surface wave transit time of about 0.13 s at 15 Hz. Signals were studied from sources  $j$  in an annulus centered on the receivers, an annulus of inner radius 300 m, and thickness 69 m. Waveforms  $\psi_{\alpha j}$  from the data set were windowed into the range 0–1.5 s so as to minimize contributions from scattered waves and emphasize ballistic waves, and correlated. The result was then summed with an angular weighting  $B(\theta)$ . The resulting  $C_{12}(\tau)=\sum_j B(\theta_j) \int \psi_{1j}(t) \psi_{2j}(t+\tau) dt$  was

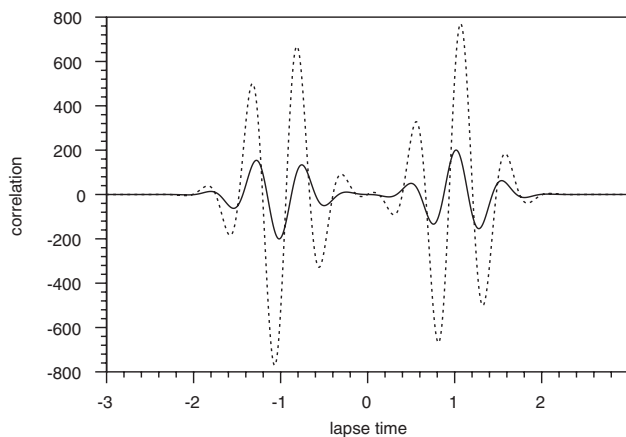


FIG. 6. Example of waveforms used in Fig. 5.

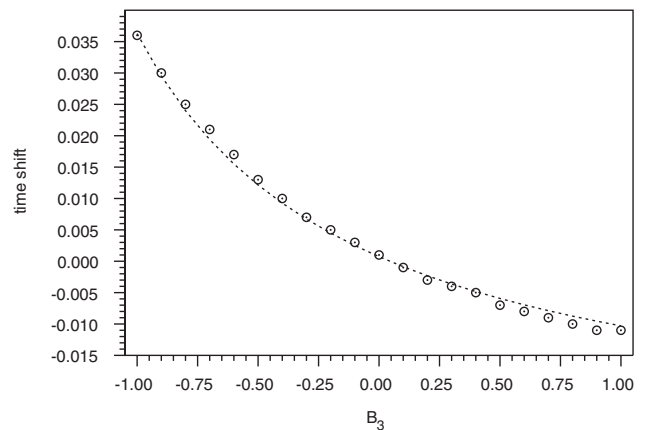


FIG. 7. Time shifts for  $B(\theta)=1.7+0.4 \cos \theta-0.2 \cos 2\theta+B_3 \cos 3\theta$ .

then averaged over a set of 18 receiver pairs with different absolute orientations. This gave a correlation waveform for each of several choices  $B(\theta)$ .

Figure 9 compares the theoretical prediction to the time shift (divided by the nominal arrival time) as obtained by cross correlating the arrivals as constructed with  $B=\text{const}$ , and  $B$  as indicated in the captions. Theoretical predictions were based on power spectra having their support between 10 and 20 Hz. Arrival time, at 15 Hz, was about 0.13 s. Thus we took  $\omega_0=94$  rad/s and  $\omega_0 x=12$ . The spectrum was only approximately Gaussian, but it shared a second moment with a Gaussian of  $T=0.04$  s. The plots examine the same three cases of weighting  $B$ , examined in Figs. 3, 5, and 7. The asymptotic theory continues to describe the apparent time shift. The theory is quantitatively less accurate. The difference may be ascribed to the presence of some nonballistic waves (there is some scattering), to not being in the far field of the original sources [their emissions are not plane waves in the vicinity of the receivers  $R=\infty$ , as assumed for Eq. (1)], and to geometric dispersion (the soil is layered; surface waves have a frequency dependent speed.)

### IX. SUMMARY

Non-isotropic distributions of ballistic specific intensity violate the assumptions behind the identification of ambient

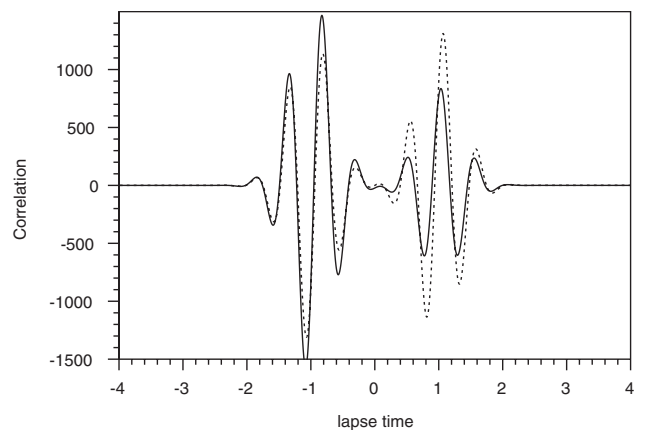
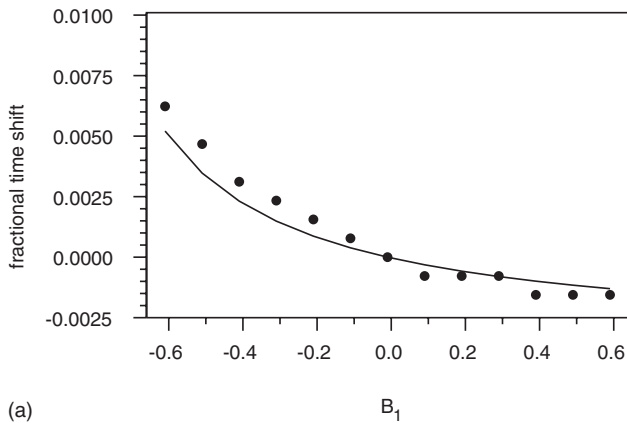
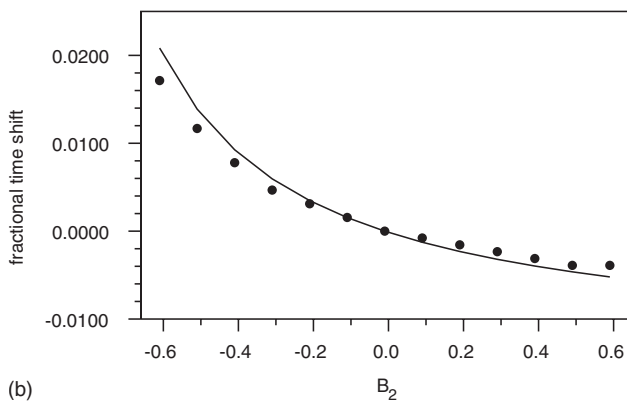


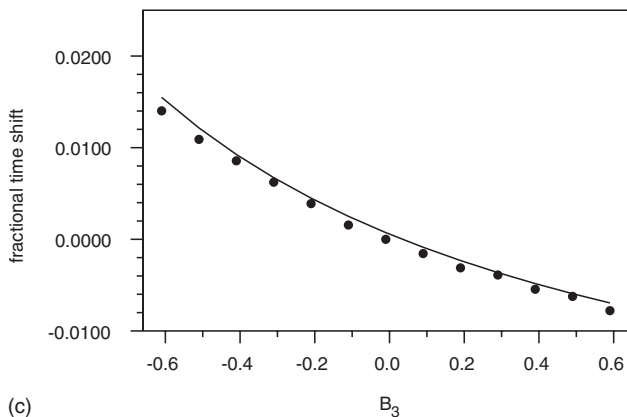
FIG. 8. Example of waveforms used in Fig. 7, the case  $B_3=-1$ .



(a)



(b)



(c)

FIG. 9. (a) Comparison of predicted (solid line) and measured arrival time difference (as a fraction of the nominal arrival time 0.13 s) between cross correlations obtained by using  $B = \text{const}$  and  $B = 1 + B_1 \cos \theta$  (symbols). Raw data taken from the Oman data set. (b) Comparison of predicted (solid line) and measured arrival time difference between cross correlations obtained by using  $B = \text{const}$  and  $B(\theta) = 1 + B_2 \cos 2\theta$  (symbols). Raw data taken from the Oman data set. (c) Comparison of predicted (solid line) and measured arrival time difference between cross correlations obtained by using  $B = \text{const}$  and  $B(\theta) = 1.7 + 0.4 \cos \theta - 0.2 \cos 2\theta + B_3 \cos 3\theta$  (symbols). Raw data taken from the Oman data set.

noise correlations and Green's functions. Here an asymptotically valid formula is derived that permits estimations of the consequent error in estimates of travel time based on such correlations. The formula is successfully compared with apparent travel times seen in synthetic waveforms. Although based on simple assumptions, the formula derived here was shown to be a good approximation when dealing with actual records of surface waves from an exploration experiment.

The presence of different types of waves and of heterogeneities in that medium did not significantly degrade the accuracy of the theoretical prediction.

It is found that for sufficiently smooth distributions, and for sufficiently large receiver-receiver separations, the error in apparent arrival time is small, thus removing corresponding concern over possible inaccuracies in modern maps of seismic velocity based on arrival times seen in ambient seismic noise correlations.

## ACKNOWLEDGMENTS

The authors thank the Ministry of Oil and Gas of the Sultanate of Oman, Petroleum Development of Oman, and Shell Research for permission to use the data. One of the authors (B.F.) acknowledges the support from Shell Research. R.L.W. thanks the *Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique* for support while he was in residence in Grenoble where much of this work was done.

- <sup>1</sup>O. I. Lobkis and R. L. Weaver, "On the emergence of the Greens function in the correlations of a diffuse field," *J. Acoust. Soc. Am.* **110**, 3011–3017 (2001).
- <sup>2</sup>R. Snieder, "Extracting the Greens' function from the correlation of coda waves: A derivation based on stationary phase," *Phys. Rev. E* **69**, 046610 (2004).
- <sup>3</sup>R. L. Weaver and O. I. Lobkis, "Diffuse waves in open systems and the emergence of the Greens' function," *J. Acoust. Soc. Am.* **116**, 2731–2734 (2004).
- <sup>4</sup>P. Roux, K. G. Sabra, W. A. Kuperman, and A. Roux, "Ambient noise cross correlation in free space: Theoretical approach," *J. Acoust. Soc. Am.* **117**, 79–84 (2004).
- <sup>5</sup>R. L. Weaver and O. I. Lobkis, "Ultrasonics without a source; Thermal fluctuation correlations at MHz frequencies," *Phys. Rev. Lett.* **87**, 134301 (2001).
- <sup>6</sup>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," *Appl. Phys. Lett.* **83**, 3054–3056 (2003).
- <sup>7</sup>R. L. Weaver and O. I. Lobkis, "The mean and variance of diffuse field correlations in finite bodies," *J. Acoust. Soc. Am.* **118**, 3447–3456 (2005).
- <sup>8</sup>E. Larose, O. I. Lobkis, and R. L. Weaver, "Coherent backscattering of ultrasound without a source," *Europhys. Lett.* **76**, 422–428 (2006).
- <sup>9</sup>E. Larose, O. I. Lobkis, and R. L. Weaver, "Passive correlation imaging of a buried scatterer," *J. Acoust. Soc. Am.* **119**, 3549–3552 (2006).
- <sup>10</sup>A. E. Malcolm, J. A. Scales, and B. A. van Tiggelen, "Retrieving the Green function from Diffuse, equipartitioned waves," *Phys. Rev. E* **70**, 015601 (2004).
- <sup>11</sup>N. M. Shapiro and M. Campillo, "Emergence of broadband Rayleigh waves from correlations of the ambient seismic noise," *Geophys. Res. Lett.* **31**, L07614 (2004).
- <sup>12</sup>S. E. Fried, W. A. Kuperman, K. G. Sabra, and P. Roux, "Extracting the local Green's function on a horizontal array from ambient ocean noise," *J. Acoust. Soc. Am.* **124**, EL183–EL188 (2008).
- <sup>13</sup>P. Roux and W. A. Kuperman, "Extracting coherent wave fronts from acoustic ambient noise in the ocean," *J. Acoust. Soc. Am.* **116**, 1995–2003 (2004).
- <sup>14</sup>L. Stehly, M. Campillo, B. Froment, and R. L. Weaver, "Reconstructing Green's function by correlation of the coda of the correlation ( $C^3$ ) of ambient seismic noise," *J. Geophys. Res.* **113**, B11306 (2008).
- <sup>15</sup>K. Wapenaar, D. Draganov, and J. Robertsson, "Seismic interferometry supplement," *Geophysics* **71**, S11–S1102 (2006).
- <sup>16</sup>P. Gouedard, L. Stehly, F. Brenguier, M. Campillo, Y. Colin de Verdiere, E. Larose, L. Margerin, P. Roux, F. J. Sanchez-Sesma, N. M. Shapiro, and R. L. Weaver, "Cross-correlation of random fields: mathematical approach and applications," *Geophys. Prospect.* **56**, 375–393 (2008).
- <sup>17</sup>K. Wapenaar, "Nonreciprocal Green's function retrieval by cross correlation," *J. Acoust. Soc. Am.* **120**, EL7–EL13 (2006).
- <sup>18</sup>O. A. Godin "Recovering the acoustic Green's function from ambient

- noise cross correlation in an inhomogeneous moving medium," *Phys. Rev. Lett.* **97**, 054301 (2006).
- <sup>19</sup>R. Snieder, "Extracting the Greens function of attenuating acoustic media from uncorrelated waves," *J. Acoust. Soc. Am.* **121**, 2637–2643 (2007).
- <sup>20</sup>R. Snieder, "Retrieving the Greens function of the diffusion equation from the response to a random forcing," *Phys. Rev. E* **74**, 046620 (2006).
- <sup>21</sup>R. L. Weaver "Ward identities and the retrieval of Greens functions in the correlations of a diffuse field," *Wave Motion* **45**, 596–604 (2008).
- <sup>22</sup>K. G. Sabra, E. S. Winkel, D. A. Bourgoyne, B. R. Elbing, S. L. Ceccio, M. Perlin, and D. R. Dowling, "Using cross correlations of turbulent flow-induced ambient vibrations to estimate the structural impulse response. Application to structural health monitoring," *J. Acoust. Soc. Am.* **121**, 1987–1995 (2007).
- <sup>23</sup>M. Rollwage, K. Ebeling, and D. Guicking, "Experimental investigation of two dimensional diffuse sound fields in a shallow water basin," *Acustica* **58**, 149–161 (1985).
- <sup>24</sup>K. Aki, "Space and time spectra of stationary waves, with special reference to microtremours," *Bull. Earthquake Res. Inst., Univ. Tokyo* **35**, 415–456 (1957).
- <sup>25</sup>H. Okada, "The microtremor survey method," *Geophysical Monograph Series No. 12*, Society of Exploration Geophysicists (2003).
- <sup>26</sup>R. H. Lyon, "Statistical analysis of power injection and response in structures and rooms," *J. Acoust. Soc. Am.* **45**, 545–565 (1969).
- <sup>27</sup>R. H. Lyon and R. G. DeJong, *Theory and Application of Statistical Energy Analysis*, 2nd ed. (Butterworth-Heinemann, Boston, 1995).
- <sup>28</sup>N. M. Shapiro, M. Campillo, L. Stehly, and M. H. Ritzwoller, "High resolution surface wave tomography from ambient seismic noise," *Science* **307**, 1615–1618 (2005).
- <sup>29</sup>K. G. Sabra, P. Gerstoft, P. Roux, W. A. Kuperman, and M. C. Fehler, "Surface wave tomography from microseisms in southern California," *Geophys. Res. Lett.* **32**, L14311 (2005).
- <sup>30</sup>M. Campillo and A. Paul, "Long-range correlations in the diffuse seismic coda," *Science* **299**, 547–549 (2003).
- <sup>31</sup>R. L. Weaver and O. I. Lobkis, "Elastic wave thermal fluctuations, ultrasonic waveforms by correlation of thermal phonons," *J. Acoust. Soc. Am.* **113**, 2611–2621 (2003).
- <sup>32</sup>O. Godin, "Retrieval of Green's functions of elastic waves from thermal fluctuations of fluid-solid systems," *J. Acoust. Soc. Am.* **125**, 1960–1970 (2009).
- <sup>33</sup>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**, 1478–1481 (2008).
- <sup>34</sup>F. Brenguier, N. M. Shapiro, M. Campillo, V. Ferrazzini, Z. Duputel, O. Coutant, and A. Nercessian, "Towards forecasting volcanic eruptions using seismic noise," *Nature Geoscience* **1**, 126–130 (2008).
- <sup>35</sup>F. Mulargia and S. Castellaro, "Passive imaging in nondiffuse acoustic wavefields," *Phys. Rev. Lett.* **100**, 218501 (2008).
- <sup>36</sup>P. M. Morse and H. Feshbach, *Methods of Theoretical Physics* (McGraw-Hill, New York, 1953), Sec. 4.8.
- <sup>37</sup>*Handbook of Mathematical Functions With Formulas, Graphs, and Mathematical Tables*, edited by M. Abramowitz and I. A. Stegun (Dover, New York, 1972).
- <sup>38</sup>H. F. Nicholson, G. Lowet, C. M. Langton, J. Dequeker, and G. Van der Perre, "A comparison of time-domain and frequency-domain approaches to ultrasonic velocity measurement in trabecular bone," *Phys. Med. Biol.* **41**, 2421–2435 (1996).
- <sup>39</sup>P. Gouédard, P. Roux, M. Campillo, and A. Verdel, "Convergence of the two-point correlation function toward the Green's function in the context of a seismic prospecting dataset," *Geophysics* **73**, V47–V53 (2008).
- <sup>40</sup>G. C. Herman and C. Perkins, "Predictive removal of scattered noise," *Geophysics* **71**, V41–V49 (2006).



## Annexe C

Reconstructing Green's function by correlation of the coda of the correlation ( $C^3$ ) of ambient seismic noise (*Stehly L., Campillo M., Froment B. and Weaver R., 2008*)

## Reconstructing Green's function by correlation of the coda of the correlation ( $C^3$ ) of ambient seismic noise

L. Stehly,<sup>1,2,3</sup> M. Campillo,<sup>1</sup> B. Froment,<sup>1</sup> and R. L. Weaver<sup>4</sup>

Received 16 March 2008; revised 20 June 2008; accepted 22 July 2008; published 21 November 2008.

[1] Analysis of long-range correlation of the microseisms has been shown to provide reliable measurements of surface wave speeds that can be used for seismic imaging and monitoring. In the case of an even distribution of noise sources, it has been theoretically demonstrated that the correlation is the exact Green's function, including all types of waves. This method is limited in its application by the actual source distribution. In practice, the azimuthal distribution of energy flux of the noise is dominated by some particular directions resulting in a clear azimuthal dependence of the quality of the reconstruction of Rayleigh waves, with a poor reconstruction in some azimuths. To solve this problem, we use noise correlations measured on the entire network. We consider two stations, A and B, for which the Rayleigh waves could not be discerned in the correlation of continuous records of ambient noise. We computed all correlations between the station A (respectively B) and all the 150 other stations located at regional distances. Theoretically, these virtual seismograms contain direct waves and coda, although they are clearly contaminated by the influence of the imperfect ambient noise field and most are inadequate for direct analysis. We used these correlation functions as equivalents to seismograms produced by sources acting at the 150 stations locations and recorded in A (respectively B). We select time windows in those virtual seismograms that correspond to coda and compute correlations between them. This metacorrelation is found to exhibit the surface wave part of the Green's function that was not visible in the raw correlation of ambient noise. We illustrate the legitimacy of the reconstruction by comparison with raw noise correlations. This procedure can be used to assess seismic velocity between stations, even in presence of a directive and poorly oriented ambient noise. The result shows that in spite of the small signal-to-noise ratios often seen in correlations of ambient noise, especially at large lag time corresponding to coda, their codas are better equipartitioned than was the ambient noise upon which they were based. They are therefore presumably multiply scattered and contain information on both direct surface waves and also on more complex travel paths.

**Citation:** Stehly, L., M. Campillo, B. Froment, and R. L. Weaver (2008), Reconstructing Green's function by correlation of the coda of the correlation ( $C^3$ ) of ambient seismic noise, *J. Geophys. Res.*, 113, B11306, doi:10.1029/2008JB005693.

### 1. Introduction

#### 1.1. Reconstruction of the Green's Function From Correlations of Random Fields

[2] The correlation of long time series of seismic ambient noise makes possible the empirical synthesis of the earth response (Green's function) between the stations. It was shown to be an efficient tool for seismic tomography [Shapiro *et al.*, 2005; Sabra *et al.*, 2005b; Yao *et al.*, 2006; Yang *et al.*, 2007; Lin *et al.*, 2007; Brenguier *et al.*, 2007].

These studies were based upon the analysis of direct surface waves. In practice, it is difficult to assess unambiguously the presence of other types of waves (body waves, reflected or scattered waves, etc.). Nevertheless, from a theoretical point of view, the Earth response (Green's function) between two points can be retrieved from observations of apparently random fields, in absence of a deterministic source at one of the points. This is similar to the fluctuation-dissipation theorem, and Weaver and Lobkis [2001] have demonstrated experimentally that the cross correlation of the thermal noise recorded at two piezoelectric sensors at the surface of an aluminum sample leads to the complete Green's function between these two points. The same principles were successfully applied for local helioseismology [e.g., Duvall *et al.*, 1993; Gizon and Birch, 2004, 2005]. For microseism records, the randomness could be produced both by the distribution of sources and by scattering of seismic waves by topography and internal heterogeneities.

<sup>1</sup>LGIT, Université Joseph Fourier and CNRS, Grenoble, France.

<sup>2</sup>CEA/DASE, Bruyères-le-Châtel, France.

<sup>3</sup>Now at Berkeley Seismological Laboratory, University of California, Berkeley, California, USA.

<sup>4</sup>Department of Physics, University of Illinois at Urbana-Champaign, Urbana, Illinois, USA.

[3] An extreme case of randomness is provided in an arbitrary medium by an homogeneous distribution of white noise sources. *Weaver and Lobkis* [2004], Y. Colin de Verdière (Mathematical models for passive imaging. I: General background, 2006, available at <http://fr.arxiv.org/abs/math-ph/0610043/>), *Weaver* [2008], and *Snieder* [2007] demonstrated that in this case the correlation  $C$  between the displacement fields  $u(t, \mathbf{r})$  in  $A$  and  $B$  verifies

$$\frac{d}{d\tau} C(\tau, \mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B) = \frac{-\sigma^2}{4a} (G(\tau, \mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B) - G(-\tau, \mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B)) \quad (1)$$

In expression (1),  $\tau$  is the correlation lag time,  $G$  is the Green's function of the absorbing medium,  $a(\mathbf{r})$  is a coefficient of attenuation, and  $\sigma$  is the variance of the source distribution. Note that  $G$  represents the exact Green's function of the medium, including all types of waves. This is a generalization of the results of *Lobkis and Weaver* [2001] for a finite body and *Roux et al.* [2005] for an homogeneous body. Expression (1) is general in terms of complexity of the medium but limited in its practical application by the assumption of an homogeneous distribution of white noise sources. Other derivations [*Wapenaar*, 2004; *Snieder*, 2004; *Sánchez-Sesma et al.*, 2006] of expressions like (1) make comparable assumptions about the field being correlated or about its source.

[4] In practice, the scattering of seismic waves in the Earth plays an important role in the Green's function reconstruction by compensating for the lack of sources. The correlation of a diffuse wavefield converges to the complete Green's function of the medium [e.g., *Lobkis and Weaver*, 2001] through a relation essentially similar to equation (1).

[5] In practice, the scattering of seismic waves in the Earth plays an important role in the Green's function reconstruction by compensating for the lack of sources. Experimental evidence shows that multiple scattering in the Earth is sufficient to lead to regional equipartition [*Shapiro et al.*, 2000; *Hennino et al.*, 2001; L. Margerin et al., Energy partition of seismic coda waves in layered media: Theory and application to pinyon flats observatory, submitted to *Geophysical Journal International*, 2008]. Once the field is equipartitioned (all eigenmodes of the medium are excited with the same level of energy and a random phase), the correlation of the wavefield between two points converges to the Green's function between these two points [*Lobkis and Weaver*, 2001; *Sánchez-Sesma et al.*, 2006]. In a finite body, equipartition amongst the body's modes follows naturally from simple assumptions and random reflections and scattering. In an open medium such as the earth these arguments do not apply, and one must appeal to concepts of local modes and equipartition amongst them as enforced by multiple random scattering. It is therefore natural that Green's function can also be extracted from the long-range correlation of coda waves [*Campillo and Paul*, 2003; *Paul et al.*, 2005; *Yao et al.*, 2006]. Reviews on the correlation of seismic noise and coda waves are given by *Campillo* [2006], *Larose et al.* [2006], and *Gouédard et al.* [2008].

## 1.2. Practical Limitations of Noise Correlations

[6] Even though ambient noise correlations have been successfully used in seismology in tomographic studies

[e.g., *Shapiro et al.*, 2005; *Sabra et al.*, 2005b] and to monitor velocity changes [*Brenguier et al.*, 2008; *Wegler and Sens-Schönfelder*, 2007; *Sens-Schönfelder and Wegler*, 2006], it has become clear that Green's function reconstruction is not perfect even when correlating several years of noise. Two main reasons explain this discrepancy.

[7] First, the distribution of noise sources is not homogeneous as assumed in equation (1). Thus the correlations converge to a function  $R$  that can be different from the actual Green's function of the medium  $G$ . At period larger than 1 s, the seismic noise is generated by the permanent agitation of the oceans. The exact mechanism of coupling between the ocean and the solid Earth is still in debate since the theoretical background was set by *Longuet-Higgins* [1950]. Observations indicate that the sources of seismic noise in the band 5–50 s are in the oceans and depend strongly on season [e.g., *Stehly et al.*, 2006; *Kedar et al.*, 2008]. Even when averaged over 1 year the seismic noise recorded anywhere on the continents originates from a limited range of azimuths; the energy flux of the noise is not isotropic. Seismic ambient noise is not due to an homogeneous distribution of white noise sources as assumed to establish equation (1). This causes errors in Green's function reconstruction. Even the fundamental modes of surface waves can be difficult to extract when the station pair is badly oriented with respect to the predominant direction of energy flux of the noise. For this reason tomographic studies usually use fewer than one third of the paths.

[8] Secondly, as finite length noise records are used, the convergence of the correlations toward the function  $R$  is not complete, and fluctuations remains in the correlations. The convergence toward the Green's function, i.e., the ratio of amplitude of  $R$  over residual fluctuations, is evolving as the square root of the amount of data used in the cross correlation [*Larose et al.*, 2004; *Snieder*, 2004; *Sabra et al.*, 2005a; *Weaver and Lobkis*, 2005]. This is guaranteed only when the field is due to uniformly distributed random sources, or when the field is due to equipartitioned incident waves. Using finite length records cause remaining fluctuations around the Greens function that are significant, in practice, making it difficult to identify other arrivals than the predominant fundamental mode of surface waves (body waves, higher mode, reflected waves, etc.).

[9] Identification of  $C$  and  $G$  thus depends on a sufficiently long record of ambient noise and assumptions on the nature of that noise. It is of particular noteworthiness here that some have correlated seismic coda with a degree of success [*Campillo and Paul*, 2003; *Paul et al.*, 2005]. Coda, being multiply scattered [*Hennino et al.*, 2001] does not suffer from the first of the above sources of discrepancy. It does, however suffer heavily from the first; coda records are short and rare. Ambient noise, in contrast, suffers from the first but not the second. The aim of this paper is to propose a technique to construct the Green's function from records that are both long and equipartitioned. It relies on both long term averaging of noise correlation and the properties associated with the diffuse character of the coda waves of the raw correlations. This new method allows us to reconstruct the Greens function for station pairs for which raw noise correlation is inadequate. The efficiency of this approach is an indirect demonstration that raw noise



correlation contains the scattered wave part of the Green's function.

## 2. $C^3$ : Correlation of Coda Waves Reconstructed by Noise Correlations

### 2.1. Method: Example of the Path EMV-GIMEL

[10] Our first aim is to see if it is possible to reconstruct the Green's function between distant stations pairs by correlating coda waves reconstructed by noise correlations, without contributions from reconstructed direct waves. For sake of simplicity, we call ' $C^3$  function' the Correlation of Coda of Correlation. To test this method we compare the Green's function obtained by correlating 1 year of noise and the  $C^3$  function.

[11] We use pairs of stations in the Alps which are part of a regional network of 150 broadband stations. We make a first estimate of the Green's function between each station pairs by correlating 1 year of vertical continuous records of seismic ambient noise. The noise correlations are performed in the following way: (1) First the records are decimated to 1 Hz and the instrument responses are deconvolved, (2) the spectrum of all the noise records are whitened between 5 and 150 s, and (3) for each station pair we correlate the noise records day per day, and stack all the daily correlations to obtain the final result.

[12] Figure 1c shows the Green's function in red reconstructed for the path EMV-GIMEL in the two period bands 5–10 s and 10–20 s. The interstation distance is 71 km. The positive time of the noise correlation corresponds to the causal Green's function of the medium between EMV and GIMEL, and the negative time corresponds to its anticausal counterpart (i.e., the Green's function between GIMEL and EMV). A wave train corresponding to Rayleigh waves is clearly visible on the two period bands in the positive and negative correlation time at 30 s. This corresponds to a velocity of 2.6 km/s.

[13] Now we show that it is possible to reconstruct the Green's function between EMV and GIMEL by another way. Let us call  $S$  a third station of the network used:

[14] 1. We compute the noise correlation between EMV (respectively GIMEL) and the station  $S$ . We identify the result as the Green's function between EMV (GIMEL) and the station  $S$ , that is the vertical records that we would get at EMV if we put a vertical source at  $S$  or vice versa. The station  $S$  plays the role of a "virtual source."

[15] 2. We select the time window that corresponds to the coda wave part of the Green's function of the noise correlation between EMV (respectively GIMEL) and  $S$ . This mean that we do not use at all the prominent direct arrival of the Rayleigh wave that is clearly visible on the noise correlation. We define the coda window as a 1200 s window beginning at two times the Rayleigh wave travel time. We decided to use a 1200 s windows after having tested several windows length, since it maximizes the signal-to-noise ratio of the result. We select the coda both in the positive and negative correlation time.

[16] 3. In a way similar to that of *Campillo and Paul [2003]*, we cross correlate the coda selected on the EMV-S and GIMEL-S noise correlation. Note that we compute four different correlations, as we use the coda in both the positive and negative correlation time. We correlate the coda of the

positive time of the EMV-S and GIMEL-S noise correlation together  $C_{PP}^3$ , as well as the negative times ( $C_{NN}^3$ ), and also the positive times with the time reversed negative times ( $C_{PN}^3$ ), and the time reversed negative times with the positive times ( $C_{NP}^3$ ).

[17] 4. We average the four correlations over the 100 stations that compose the networks to get the four intermediate  $C_{II}^3$  functions.

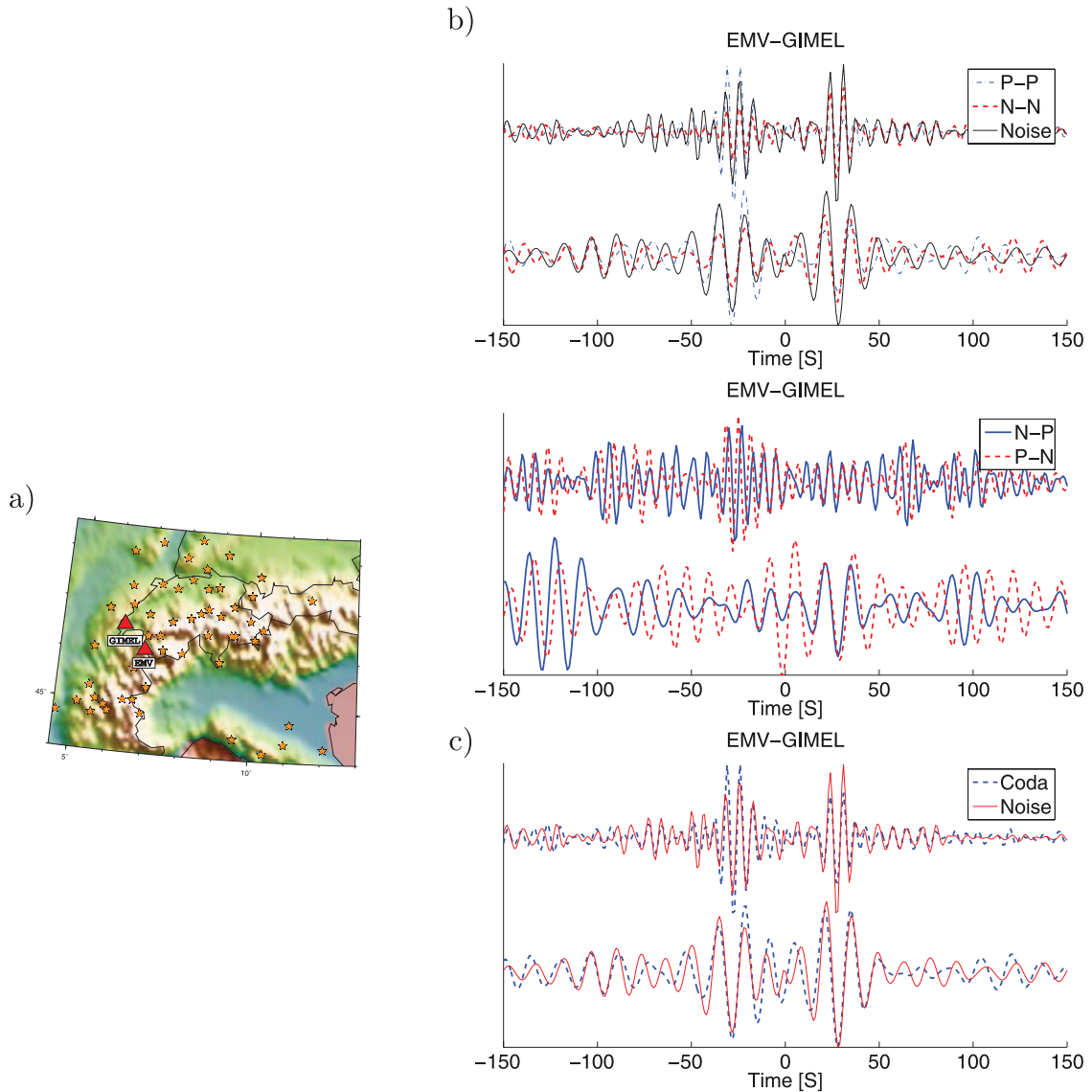
[18] 5. We stack the four intermediates  $C_{II}^3$  functions to get the resulting  $C^3$  function.

### 2.2. Results for the Path EMV-GIMEL

[19] The result is presented in Figure 1 where we compare the Green's function between EMV and GIMEL reconstructed by correlating directly the noise recorded at these two stations and the  $C^3$  functions in the two period bands 5–10 s and 10–20 s. Figure 1b shows the noise correlation in black, and the four intermediate  $C_{II}^3$  functions averaged on all the 100 stations of the network with colored lines. Figure 1c shows the stack of the four intermediate  $C_{II}^3$  functions in red and the noise correlation in blue.

[20] The agreement between the  $C^3$  functions and the noise correlation for the direct Rayleigh wave is striking in the two period bands and for both positive and negative time. We measure exactly the same arrival time, and the waveforms are similar. This result shows that it is possible to reconstruct the Green's function between a pair of distant stations by computing the  $C^3$  functions (i.e., by correlating the coda waves reconstructed by noise correlation). This proves that individual noise correlation contains different parts of the Green's function, including multiply scattered waves. These waves are not usually visible on a single correlation due to the large remnant fluctuations. It is remarkable to notice that the cumulative duration of the coda waves used to compute the  $C^3$  function is 100 times smaller than the duration of the noise records used for the noise correlation. It was already noticed in previous studies that coda waves correlations converge more quickly to the Green's function than noise correlations.

[21] One can notice the different amplitudes of the intermediate  $C_{II}^3$  function. The highest amplitudes are corresponding to  $C_{PP}^3$  and  $C_{NN}^3$ . The direct Rayleigh wave is even not visible in  $C_{NP}^3$  and  $C_{PN}^3$  in some cases (see Figure 1b, the negative times for the 10–20 s period band). We interpret these differences as the result of the time asymmetry of the initial noise correlation. As a matter of fact the noise in our region of study is dominated by the contribution of sources in the North Atlantic [e.g., *Stehly et al., 2006; Kedar et al., 2008*]. The noise correlation GIMEL-S or EMV-S are therefore expected to be asymmetric in most of the cases due to this preferential flux of energy. The reconstructed coda parts of the Green's functions are expected to exhibit the same amplitude asymmetry (see the discussion of the anisotropic flux of finite lapse time coda waves by *Paul et al. [2005]*). Therefore, if for example the largest amplitude of the noise correlation GIMEL-S or EMV-S is in positive time, and since correlation corresponds to a spectral multiplication, the coda correlation  $C_{PP}^3$  will have the largest amplitude among the intermediate  $C_{II}^3$ . Indeed, for noise correlations with another station  $S$ , the maximum amplitude can be for negative time and therefore the largest contribution is for  $C_{NN}^3$ . The strong asymmetry of the noise correlations results in a predominance

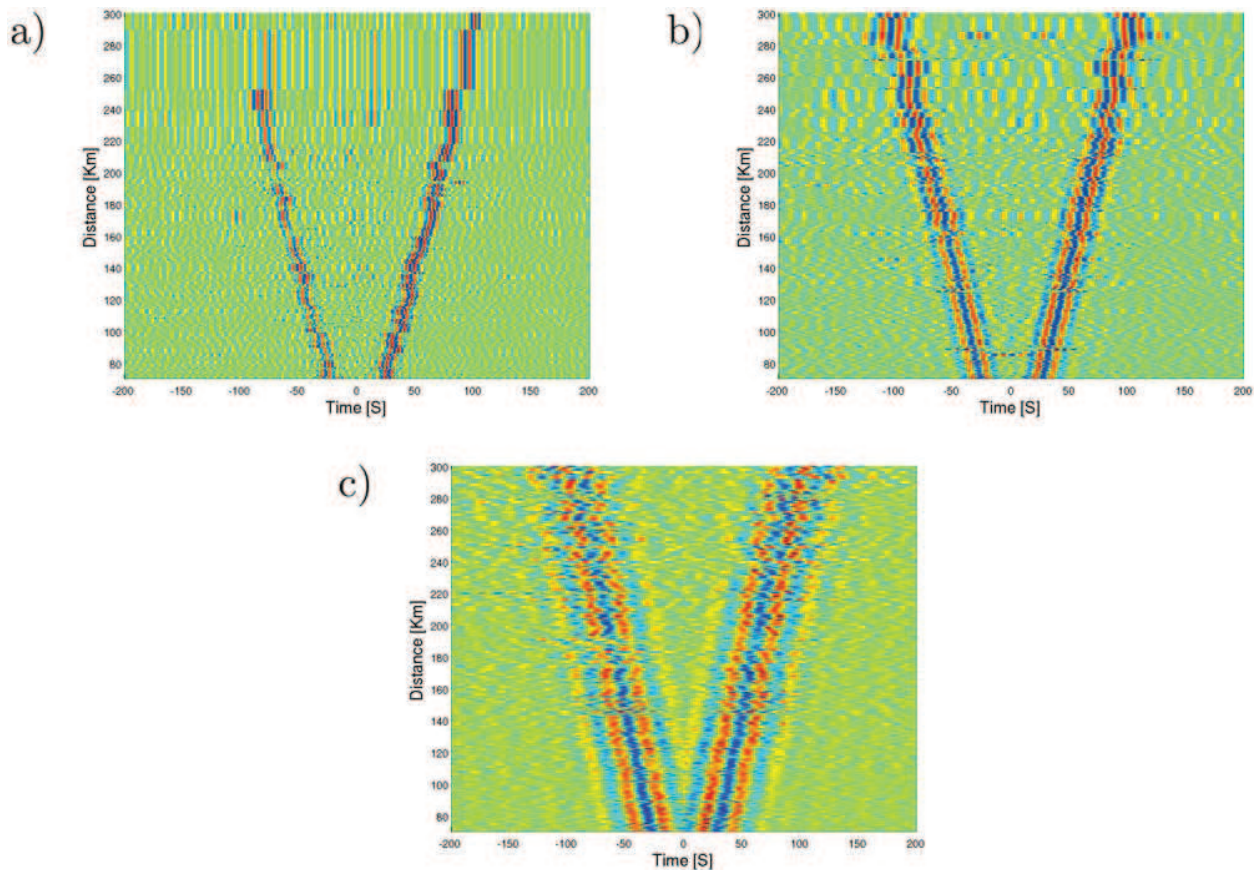


**Figure 1.** (a) Map of Switzerland and surrounding areas, with orange stars showing the stations  $S$  used to reconstruct the Green's function between EMV and GIMEL (red triangle). (b) (top) Green's function between EMV and GIMEL reconstructed by correlating 1 year of noise records (black) and by correlating coda waves reconstructed by noise correlations (colors). We show the two intermediates  $C_I^3$  functions where for each station  $S$  of the network, the coda of the noise correlation for the path EMV- $S$  and GIMEL- $S$  was selected on the positive noise correlation time (positive-positive,  $C_{PP}^3$ , blue dash-dotted line) and on the negative time (negative-negative,  $C_{NN}^3$ , red dashed line). Two period bands are shown 5–10 s (first trace) and 10–20 s (second trace). (bottom) The two intermediates functions  $C_{NP}^3$  (blue solid line) and  $C_{PN}^3$  (red dashed line). (c) Noise correlation function between EMV and GIMEL (solid red line) and the stack of the four intermediate  $C_I^3$  functions shown with colored lines on Figure 1b (dashed blue line). Two period bands are shown 5–10 s (first trace) and 10–20 s (second trace).

of  $C_{PP}^3$  and  $C_{NN}^3$  over the other terms when averaged over the set of the  $S$  stations of the network. The  $C_{NP}^3$  and  $C_{PN}^3$  functions may have a very low signal-to-noise ratio and therefore their contributions to  $C^3$  do not improve the quality of the reconstruction of the Green's function. For this reason, in sections 2.3–4 we stacked only the  $C_{PP}^3$  and  $C_{NN}^3$  function to get the  $C^3$  function.

### 2.3. Range Time Representation of $C^3$ Functions

[22] The successful reconstruction of the Green's function by correlating coda waves reconstructed by noise correlation was not limited to the path EMV-GIMEL. We computed the  $C^3$  functions for 1200 paths whose range was between 50 and 300 km, in the three period bands 5–10 s, 10–20 s, and 20–40 s. We selected the best waveforms using a signal-to-noise ratio criteria. We define the signal-



**Figure 2.** Range time representation of  $C^3$  functions in the period bands (a) 5–10 s, (b) 10–20 s, and (c) 20–40 s.

to-noise ratio of the  $C^3$  function as the ratio of the amplitude of the Rayleigh wave and the variance of the noise preceding the direct Rayleigh wave. More precisely, the variance of the noise is evaluated in a time window that start at times 0 and finish at the times corresponding to a velocity of  $5 \text{ km s}^{-1}$  (i.e., if the interstation distance is 300 km, the standard deviation of the noise is evaluated in a time windows from 0 to 60 s). We kept waveforms whose signal-to-noise ratio was superior or equal to 7 in either the positive or negative correlation time. Figure 2 shows the range time representation of the best  $C^3$  functions for the three period bands 5–10 s, 10–20 s, and 20–40 s. The  $C^3$  functions were flipped so that the highest amplitude is always on the positive correlation time. In the 5–10 s period band 145 paths were selected, in the 10–20 s we kept 343 path, and 280 paths in the 20–40 s period band.

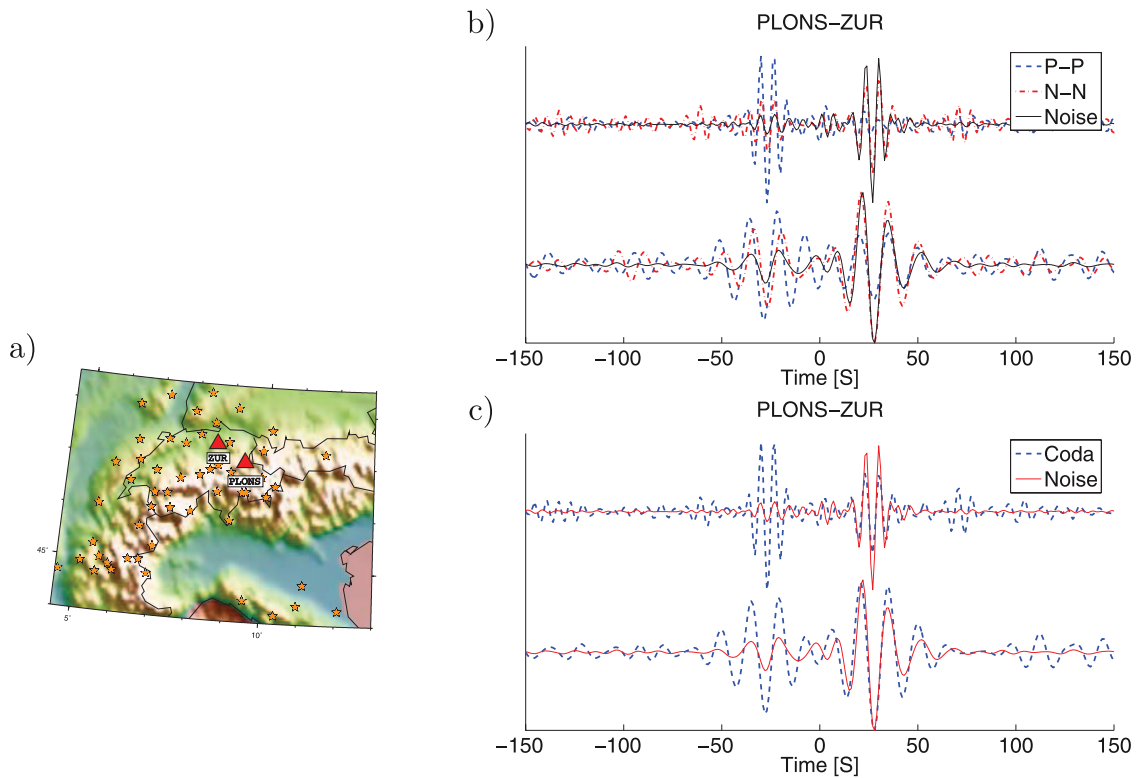
#### 2.4. Interpretation

[23] Why does the correlation of coda waves reconstructed by noise correlations averaged over 100 stations lead to the direct wave part of the Green's function that is as clean as the one obtained from noise correlations? This results may seem surprising since coda waves are not clearly visible on noise correlations.

[24] Ideally, with homogeneously distributed noise sources and with infinitely long noise records, noise correlations yields the actual Greens function  $G$  of the medium. However, in practice, noise correlations of long time records are

composed of the sum of two signals: the actual Green's function of the medium  $G$  and fluctuations that are not a part of the physical signal. These fluctuations are mainly due to the uneven distribution of noise sources with non delta-like autocorrelations time functions. The correlation converges to a function  $R$  that is different from the actual Green's function of the medium  $G$ . Moreover, as we use finite length noise records, the convergence of the correlations toward the function  $R$  is not complete, causing additional fluctuations in the correlation.

[25] The fluctuations observed before the direct arrival can be interpreted as the result of incoming plane waves with azimuth different from the strike of the two stations. These contributions would disappear in presence of an isotropic distribution of plane waves. Fluctuations in the correlation for times larger than the travel time of the dominant surface wave are associated, in practice, with the properties of the sources of the noise. Fluctuations not pertaining to the actual Green's function could be due to the fact that sources at a given location are not  $\delta$ -correlated in time but have intrinsic correlations due for example to the propagating nature of oceanic waves. Another origin could be that the contributed sources are located in a limited distance range in the direction of the stations. It would result in spurious contributions to the correlations associated with the correlation between arrivals corresponding to different modes of propagation (such as body waves and surface waves).



**Figure 3.** (a) Map of Switzerland and surrounding areas, with orange stars showing the stations  $S$  used to reconstruct the Green's function between PLONS and ZUR (red triangle). (b) Green's function between PLONS and ZUR reconstructed by correlating 1 year of noise records (solid black line) and by correlating coda waves reconstructed by noise correlations (colors). We show with different colors the 2 intermediate  $C_{II}^3$  functions where for each station  $S$  of the network, the coda of the noise correlation for the path PLONS- $S$  and ZUR- $S$  was selected on the positive noise correlation time (positive-positive, blue dashed line), on the negative time (negative-negative red dash-dotted line). (c) Noise correlation function between PLONS and ZUR (red) and the stack of the 2  $C_{II}^3$  functions (dashed blue) shown in colored line on the upper panel. Two period bands are shown at 5–10 s (first trace) and 10–20 s (second trace).

[26] For each of the initial correlations of noise (let us say between EMV or GIMEL and another station of the network in our case), these fluctuations are associated with the sources of noise in a specific region of origin in the strike of the two receivers. When stacking over the different paths, we average over different source regions, at different distances and with different time correlations. This average therefore tends to suppress the independent fluctuations and enhance the signals associated with the correlation of diffuse coda waves, that is the Green's function. As a consequence, it is possible to extract clear direct arrivals from late windows of the correlation in which coda are apparently dominated by random fluctuations.

[27] This experiment indirectly demonstrates that the long-range correlations contain more than direct surface waves and that even multiply scattered waves are present and can be themselves be used to construct ballistic arrivals.

### 3. Can We Gain Information by Recorrelating the Correlations?

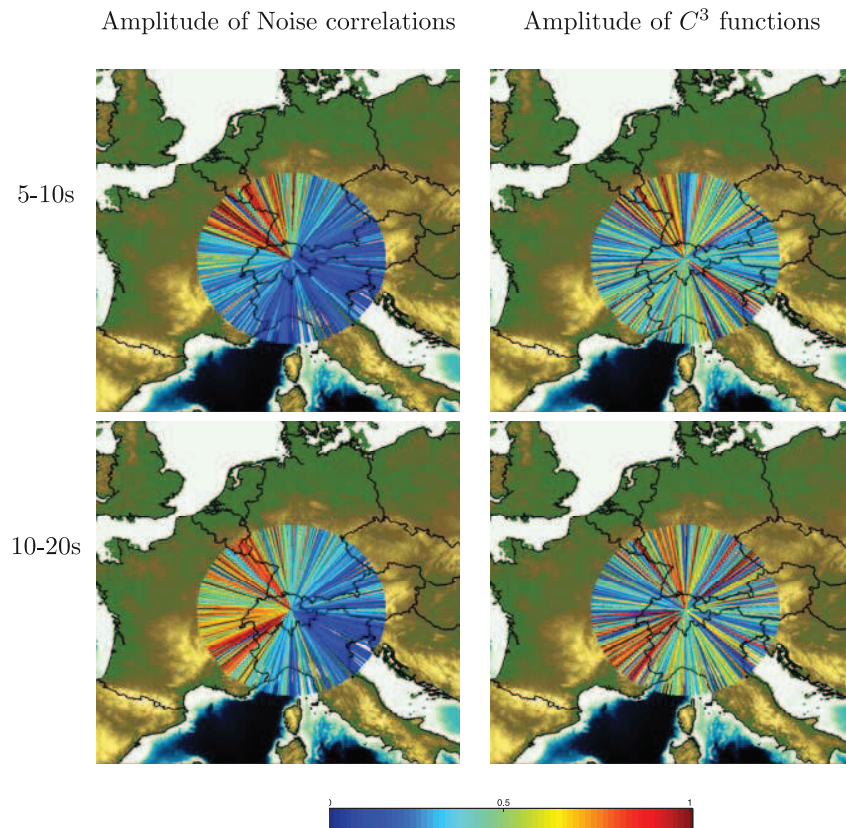
#### 3.1. Example of the Path PLONS-ZUR

[28] Results presented in Figure 1 show that the correlations of correlations lead to a similar Green's function

reconstruction that noise correlations. One can ask if computing  $C^3$  functions could also be useful to retrieve the Green's function between station pairs that cannot be obtained from noise correlations.

[29] Figure 3 presents a comparison between the Green's function for the path PLONS-ZUR obtained from noise correlations and the one obtained from  $C^3$  functions, for the two period bands 5–10 s and 10–20 s. The noise correlation is not symmetric: in the 5–10 s period band, the Green's function is only visible on positive correlation times and not in negative correlation times. In the 10–20 s period band, the amplitude and the signal-to-noise ratio is larger for positive correlation time (Figure 3b, black line). In practice, for tomographic studies only correlations that are symmetric in time with a good signal-to-noise ratio on both positive and negative sides are used. Otherwise it is not possible to guarantee that the Green's function was accurately reconstructed. For this reason the path PLONS-ZUR would not have been used.

[30] On the other hand the  $C^3$  function is symmetric: the Green's function is visible for both positive and negative correlation time with a similar signal-to-noise ratio for the two period bands 5–10 s and 10–20 s (Figure 3c, blue dashed line).



**Figure 4.** Amplitude versus azimuth of the Rayleigh wave part of the Green function obtained (left) from noise correlation and (right) from correlations of coda waves reconstructed by noise correlations for the two period bands (top) 5–10 s and (bottom) 10–20 s.

[31] Note that as discussed in section 2.2 we used only the  $C_{NN}$  and  $C_{PP}$  function. This means that the positive time of the  $C^3$  function corresponds to the causal Green's function of the medium between PLONS and ZUR, and the negative time to its anticausal counterpart. The gain of symmetry is therefore not an artefact of the signal processing but is due to the physics of waves propagation, namely the isotropization of the wavefield in the coda, and the process of averaging over the network. Moreover, the  $C_{II}^3$  functions are symmetric (Figure 3b, colored dashed lines). This means that the symmetry of the  $C^3$  function is not due to the fact that we selected coda waves on both positive and negative correlations times, since even when using only the coda on positive time (Figure 3b, blue dashed line) or on the negative time (Figure 3b, red dash-dotted line) the symmetry is preserved.

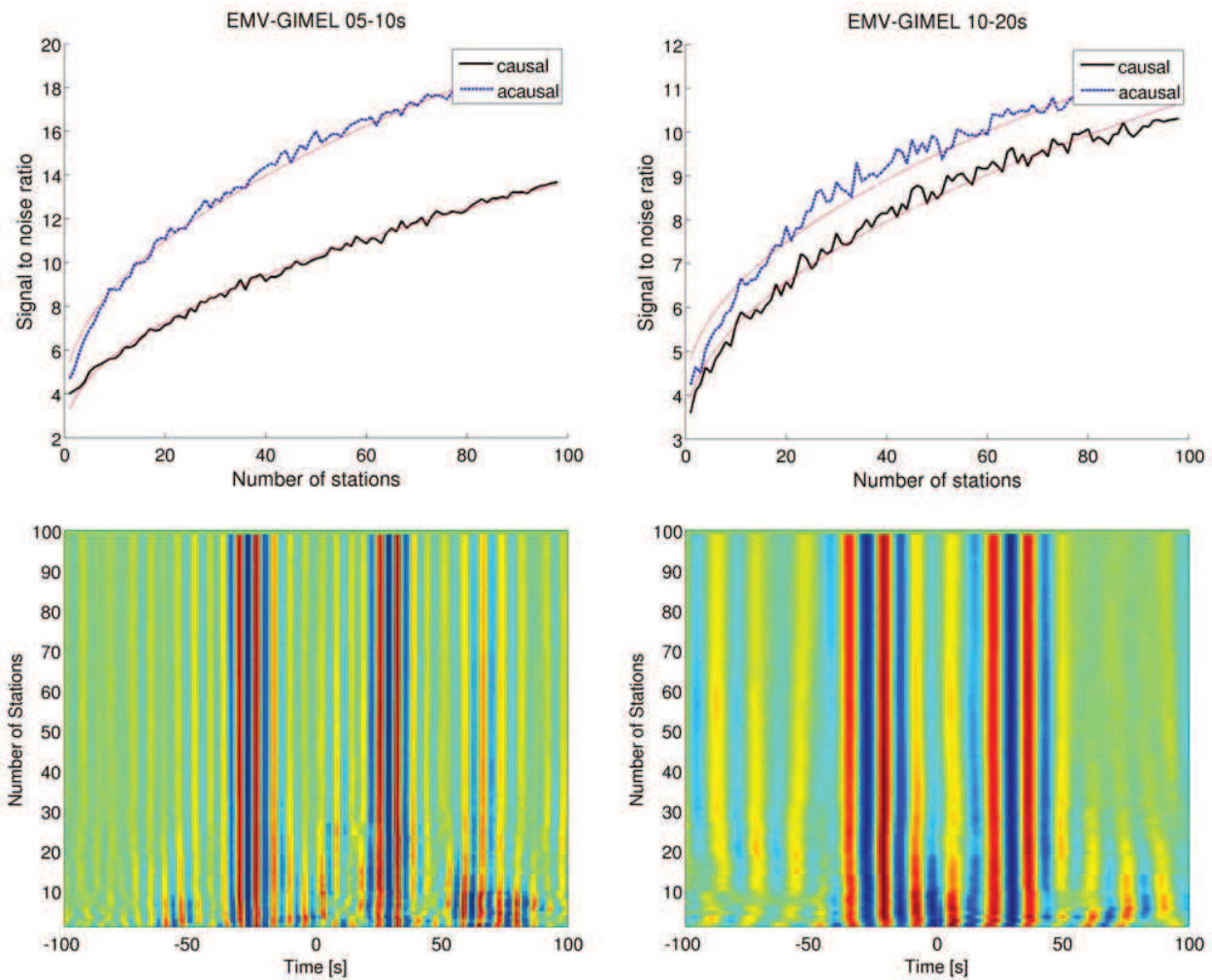
[32] As the Green's function reconstructed by coda waves correlations between PLONS-ZUR is symmetric it would be used in a tomographic study. This shows that correlations of correlations can be used to increase the number of paths where robust measurements of the arrival time of Rayleigh waves can be obtained, and thus contribute to increase the resolution of crustal images.

### 3.2. Interpretation

[33] When computing seismic noise correlations for the path PLONS-ZUR we used 1 year of continuous records. When computing  $C^3$  functions we used only 1200 s of coda

waves reconstructed by noise correlations, and the results was then averaged over 100 stations. This means that we used only 120,000 s of data, i.e., less than 2 days.

[34] Even if when computing  $C^3$  functions we use 100 times less data than when computing noise correlations it is still possible to have a better Green's function reconstruction for some paths like PLONS-ZUR because coda waves constitute a more isotropic field than the seismic ambient noise. Therefore the convergence of the correlations toward the Greens function is faster when using coda waves rather than seismic noise. This can be illustrated by plotting the amplitude of the correlations versus azimuth following the procedure of Stehly *et al.* [2006]. By measuring the amplitudes of Rayleigh waves reconstructed from noise correlations (respectively  $C^3$  functions) for all available station to station paths within positive and negative correlation times, we determine the average azimuthal distribution of seismic noise (respectively seismic coda) energy flow through the network. The results are presented in Figure 4. The amplitude of the noise correlations in the 5–10 s period band is clearly maximum for paths oriented in the northwest direction, i.e., facing the northern Atlantic Ocean: the noise recorded in Europe originates mainly from the northern Atlantic Ocean (Figure 4) and is therefore not isotropic. In the 10–20 s period band the noise as a wider azimuthal distribution but is still largely dominated by noise coming from the Atlantic Ocean. On the other hand, the amplitude of the Rayleigh waves obtained from  $C^3$



**Figure A1.** (a and b) Signal-to-noise ratio of the  $C^3$  function versus the number of stations used for the path EMV-GIMEL in the 5–10 s and 10–20 s period bands, respectively. Results are shown with a black solid lines for positive times of the  $C^3$  function and with a blue dashed lines for negative times. The signal-to-noise ratio evolves as a function proportional the square root of the number of stations used shown in red. (c and d)  $C^3$  functions versus the number of stations used in the 5–10 s and 10–20 s period band.

functions does not depend on the azimuth (Figure 4). By using coda waves from noise correlation we get ride off the nonisotropic distribution of noise sources. Therefore the quality of the Green's function reconstruction doesn't depend anymore on the azimuth as with seismic noise. This is why it is possible to reconstruct the Green's function of the medium with  $C^3$  functions for paths where noise correlations does not give any results.

#### 4. Conclusion

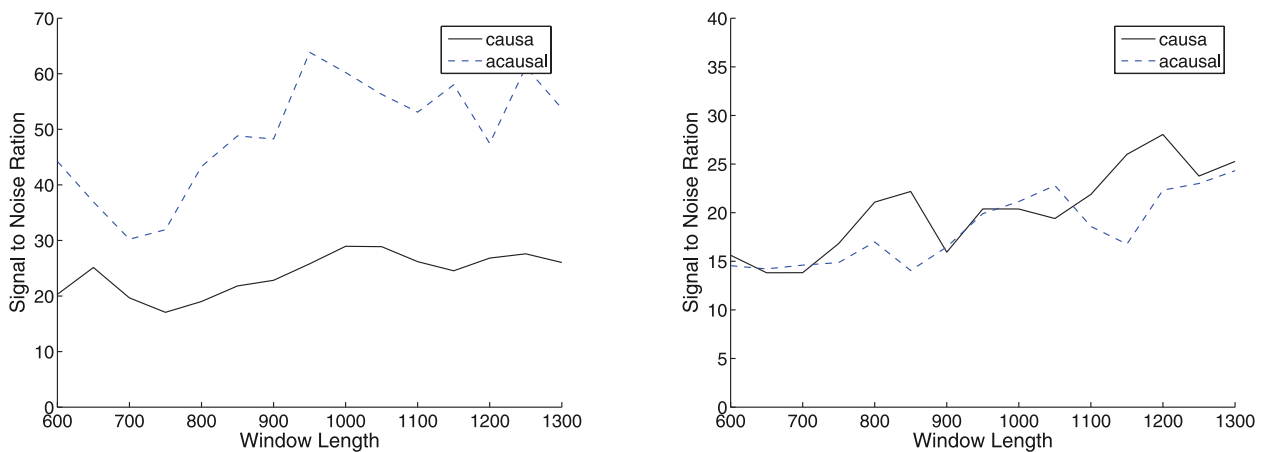
[35] We showed experimentally that a metacorrelation, that is a correlation of (the coda of) ambient noise correlations can be used to construct direct arrivals between two stations even when the stations are badly oriented with respect to ambient noise flux. The success of the technique is an indication that correlations of ambient noise are meaningful at large lag time; their codas contain multiply scattered waves. These waves have the expected properties

for retrieving the Green's functions [Lobkis and Weaver, 2001; Campillo and Paul, 2003]. While these contributions are small and difficult to identify in individual noise correlations, their correlations are enhanced by averaging over a network in the form of clear direct arrivals. Further developments would ideally use iteratively this approach to improve the signal-to-noise ratio of the Green's function reconstruction.

#### Appendix A

[36] For practical applications, it is useful to know what is the convergence rate of the  $C^3$  functions toward the Green's function: How many stations do we need to reconstruct accurately the Green's function? What is the optimal length of coda that should be used?

[37] The answers depend on several parameters such as the geometry of the network, the distribution of the noise sources, the scattering of the medium. Rigorously studying



**Figure A2.** Signal-to-noise ratio of the  $C^3$  function between PLONS and ZUR versus the length of the coda window used for the (left) 5–10 s period band and (right) 10–20 s period band.

this question is out of scope of this article, but we would like to show how the signal-to-noise ratio of the  $C^3$  function evolves with the number of stations and the length of the coda window used. This gives a first idea about what kind of networks are suitable to compute  $C^3$  functions.

[38] Figures A1a and A1b show how the signal-to-noise ratio (SNR) of the  $C^3$  function computed between EMV and GIMEL increases with the number of stations used. We define signal-to-noise ratio as the ratio of the amplitude of the Rayleigh wave and the variance of the noise following Rayleigh waves. More precisely, the variance of the noise is evaluated in a time window that starts at arrival time of the Rayleigh waves plus 100 s and finish at 1200 s. The signal-to-noise ratio is measured separately on the positive and negative correlation time. It is known that the signal-to-noise ratio of noise correlations evolves as the square root of the amount of data used when noise sources are evenly distributed within the medium [Larose et al., 2004; Snieder, 2004; Sabra et al., 2005a; Weaver and Lobkis, 2005]. Similarly, we found that the signal-to-noise ratio of the  $C^3$  function is proportional to the square root of the number of station used (i.e., to the length of signal correlated). The coefficient of proportionality is not the same in the 5–10 s and 10–20 s period band for positive and negative time.

[39] Figures A1c and A1d show how the waveforms of the  $C^3$  function evolves with the number of stations used in the 5–10 s and 10–20 s period band. When using only 10 stations, Rayleigh waves are already clearly visible but with a signal-to-noise ratio too slow to measure accurately their travel times. On the other hand when using more than 40 stations, the measured arrival time of Rayleigh waves doesn't change anymore when adding more stations and the signal-to-noise ratio of the  $C^3$  function is greater than 10, in the two period band on positive and negative time.

[40] These results indicates that for the path EMV-GIMEL whose range is 71 km about 40 stations are required to reconstruct the Green's function accurately in the 5–10 and 10–20 s period band. When considering larger distances, we expect that more stations should be used.

[41] Figure A2 shows how the signal-to-noise ratio of the  $C^3$  function between PLONS and ZUR depends on the length of the coda windows  $\Delta t$  used, when considering all

the stations of the network. In this case the signal-to-noise ratio is defined as the ratio of the variance of the Rayleigh waves and the variance of the noise following coda waves on the  $C^3$  function. The variance of the noise is evaluated in a window starting at 80% of the coda windows length  $-50$  s and last at 100 s. This definition makes it possible to compare the signal-to-noise ratio of the  $C^3$  function computed with different coda windows.

[42] In the 5–10 s period band the signal-to-noise ratio of the  $C^3$  function is maximized when using 1000 s of coda. In the 10–20 s period band keeps on increasing when increasing the length of the coda windows.

[43] **Acknowledgments.** All the seismic data used in this study have been obtained from the IRIS DMC (<http://www.iris.edu/>), the ORFEUS database (<http://www.orfeus-eu.org/>), the ETH Zürich, the Commissariat à l'Énergie Atomique (CEA, France), and the LGIT. This research has been supported by the Commissariat à l'Énergie Atomique (CEA, France), by the European Community (project NERIES), and by ANR (France) under contracts 05-CATT-010-01 (PRECORIS).

## References

- Brenguier, F., N. M. Shapiro, M. Campillo, A. Nercessian, and V. Ferrazzini (2007), 3-D surface wave tomography of the Piton de la Fournaise volcano using seismic noise correlations, *Geophys. Res. Lett.*, *34*, L02305, doi:10.1029/2006GL028586.
- Brenguier, F., N. Shapiro, M. Campillo, V. Ferrazzini, Z. Duputel, O. Coutant, and A. Nercessian (2008), Towards forecasting volcanic eruptions using seismic noise, *Nat. Geosci.*, *1*, 126–130, doi:10.1038/ngeo104.
- Campillo, M. (2006), Phase and correlation in 'random' seismic fields and the reconstruction of the Green's function, *Pure Appl. Geophys.*, *163*, 475–502, doi:10.1007/s00024-005-0032-8.
- Campillo, M., and A. Paul (2003), Long-range correlations in the diffuse seismic coda, *Science*, *299*, 547–549, doi:10.1126/science.1078551.
- Duvall, T. L., S. M. Jefferies, J. W. Harvey, and M. A. Pomerantz (1993), Time distance helioseismology, *Nature*, *362*, 430–432.
- Gizon, L., and A. C. Birch (2004), Time-distance helioseismology: noise estimation, *Astrophys. J.*, *614*, 472–489.
- Gizon, L., and A. C. Birch (2005), Local helioseismology, *Living Rev. Sol. Phys.*, *2*, <http://solarphysics.livingreviews.org/Articles/lrsp-2005-6/>.
- Gouédard, P., et al. (2008), Cross-correlation of random fields: Mathematical approach and applications, *Geophys. Prospect.*, *56*, 375–393, doi:10.1111/j.1365-2478.2007.00684.x.
- Hennino, R., N. Tégouères, N. Shapiro, L. Margerin, M. Campillo, B. van Tiggelen, and R. Weaver (2001), Observation of equipartition of seismic waves, *Phys. Rev. Lett.*, *85*(15), 3447–3450.
- Kedar, S., M. Longuet-Higgins, F. Webb, N. Graham, R. Clayton, and C. Jones (2008), The origin of deep ocean microseisms in the North

- Atlantic Ocean, *Proc. R. Soc., Ser. A*, 464(2091), 777–793, doi:10.1098/rspa.2007.0277.
- Larose, E., A. Derode, M. Campillo, and M. Fink (2004), Imaging from one-bit correlation of wide-band diffuse wavefield, *J. Appl. Phys.*, 95, 8393–8399.
- Larose, E., L. Margerin, A. Derode, B. V. Tiggelen, M. Campillo, N. M. Shapiro, A. Paul, L. Stehly, and M. Tanter (2006), Correlation of random wavefields: an interdisciplinary review, *Geophysics*, 71(4), SI11–SI21.
- Lin, F., M. H. Ritzwoller, J. Townend, M. Savage, and S. Bannister (2007), Ambient noise Rayleigh wave tomography of New Zealand, *Geophys. J. Int.*, (18), 649–666, doi:10.1111/j.1365-246X.2007.03414.x.
- Lobkis, O. I., and R. L. Weaver (2001), On the emergence of the Green's function in the correlations of a diffuse field, *J. Acoust. Soc. Am.*, 110, 3011–3017.
- Longuet-Higgins, M. (1950), A theory of the origin of microseisms, *Philos. Trans. R. Soc. London*, 243, 137–171.
- Paul, A., M. Campillo, L. Margerin, E. Larose, and A. Derode (2005), Empirical synthesis of time-asymmetrical Green's functions from the correlation of coda waves, *J. Geophys. Res.*, 110, B08302, doi:10.1029/2004JB003521.
- Roux, P., K. G. Sabra, W. A. Kuperman, and A. Roux (2005), Ambient noise cross correlation in free space: Theoretical approach, *J. Acoust. Soc. Am.*, 117(1), 79–84, doi:10.1121/1.1830673.
- Sabra, K., P. Roux, and W. Kuperman (2005a), Emergence rate of the time-domain Green's function from the ambient noise cross-correlation, *J. Acoust. Soc. Am.*, 118(6), 3524–3531, doi:10.1121/1.2109059.
- Sabra, K. G., P. Gerstoft, P. Roux, W. A. Kuperman, and M. C. Fehler (2005b), Surface wave tomography from microseisms in southern California, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L14311, doi:10.1029/2005GL023155.
- Sánchez-Sesma, F. J., J. A. Pérez-Ruiz, M. Campillo, and F. Luzón (2006), Elastodynamic 2D Green's function retrieval from cross-correlation: Canonical inclusion problem, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L13305, doi:10.1029/2006GL026454.
- Sens-Schönfelder, C., and U. Wegler (2006), Passive image interferometry and seasonal variations of seismic velocities at Merapi Volcano, Indonesia, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L21302, doi:10.1029/2006GL027797.
- Shapiro, N. M., M. Campillo, L. Margerin, S. K. Singh, V. Kostoglodov, and J. Pacheco (2000), The energy partitioning and the diffusive character of the seismic coda, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 90, 655–665.
- Shapiro, N. M., M. Campillo, L. Stehly, and M. H. Ritzwoller (2005), High-resolution surface wave tomography from ambient seismic noise, *Science*, 307, 1615–1618.
- Snieder, R. (2004), Extracting the Green's function from the correlation of coda waves: A derivation based on stationary phase, *Phys. Rev. E*, 69, 046610, doi:10.1103/PhysRevE.69.046610.
- Snieder, R. (2007), Extracting the green's function of attenuating heterogeneous acoustic media from uncorrelated waves, *J. Acoust. Soc. Am.*, 121(5), 2637–2642.
- Stehly, L., M. Campillo, and N. M. Shapiro (2006), A study of the seismic noise from its long-range correlation properties, *J. Geophys. Res.*, 111, B10306, doi:10.1029/2005JB004237.
- Wapenaar, K. (2004), Retrieving the elastodynamic Green's Function of an arbitrary inhomogeneous medium by cross-correlation, *Phys. Rev. Lett.*, 93, 254301, doi:10.1103/PhysRevLett.93.254301.
- Weaver, R. L. (2008), Ward identities and the retrieval of the Greens functions in the correlations of a diffuse field, *Wave Motion*, 45, 596–604.
- Weaver, R. L., and O. I. Lobkis (2001), Ultrasonics without a source: thermal fluctuation correlations at MHz frequencies, *Phys. Rev. Lett.*, 87(13), 134301, doi:10.1103/PhysRevLett.87.134301.
- Weaver, R. L., and O. I. Lobkis (2004), Diffuse waves in open systems and the emergence of the Green's function, *J. Acoust. Soc. Am.*, 116(5), 2731–2734, doi:10.1121/1.1810232.
- Weaver, R. L., and O. I. Lobkis (2005), Fluctuations in diffuse field-field correlations and the emergence of the Green's function in open systems, *J. Acoust. Soc. Am.*, 117, 3432–3439, doi:10.1121/1.1898683.
- Wegler, U., and C. Sens-Schönfelder (2007), Fault zone monitoring with passive image interferometry, *Geophys. J. Int.*, 168(3), 1029–1033, doi:10.1111/j.1365-246X.2006.03284.x.
- Yang, Y., M. H. Ritzwoller, A. L. Levshin, and N. M. Shapiro (2007), Ambient noise Rayleigh wave tomography across Europe, *Geophys. J. Int.*, 168, 259–274, doi:10.1111/j.1365-246X.2006.03203.x.
- Yao, H., R. D. van der Hilst, and M. V. de Hoop (2006), Surface-wave array tomography in SE Tibet from ambient seismic noise and two-station analysis – I. Phase velocity maps, *Geophys. J. Int.*, 166, 732–744, doi:10.1111/j.1365-246X.2006.03028.x.

M. Campillo and B. Froment, LGIT, Université Joseph Fourier, BP 53, CNRS, F-38041 Grenoble, France.

L. Stehly, Berkeley Seismological Laboratory, University of California, 209 McCone Hall, Berkeley, CA 94720, USA. (lstehtly@seismo.berkeley.edu)

R. L. Weaver, Department of Physics, University of Illinois at Urbana-Champaign, 1110 W. Green Street, Urbana, IL 61801, USA.



Annexe C. Reconstructing Green's function by correlation of the coda of the correlation ( $C^3$ ) of ambient seismic noise (*Stehly L., Campillo M., Froment B. and Weaver R., 2008*)

---

# Bibliographie

- Aki, K. (1969), Analysis of the seismic coda of local earthquakes as scattered waves, *Journal of Geophysical Research*, *74*, 615–618.
- Aki, K., and B. Chouet (1975), Origin of Coda waves - source, attenuation, and scattering effects, *Journal of Geophysical Research*, *80*(23), 3322–3342.
- Aki, K., and P. Richards (2002), *Quantitative Seismology*, University Science Books.
- Akkermans, E., and G. Montambaux (2004), *Physique mésoscopique des électrons et des photons*, EDP Sciences/CNRS Editions.
- Baig, A. M., M. Campillo, and F. Brenguier (2009), Denoising seismic noise cross correlations, *Journal of Geophysical Research*, *114*(B8), doi : 0.029/2008JB006085.
- Bakulin, A., and R. Calvert (2006), The virtual source method : Theory and case study, *Geophysics*, *71*(4, Suppl. S), SI139–SI150, doi :10.1190/1.2216190.
- Brenguier, F., N. M. Shapiro, M. Campillo, A. Nercessian, and V. Ferrazzini (2007), 3-D surface wave tomography of the Piton de la Fournaise volcano using seismic noise correlations, *Geophysical Research Letters*, *34*(2), doi : 10.1029/2006GL028586.
- Brenguier, F., M. Campillo, C. Hadziioannou, N. M. Shapiro, R. M. Nadeau, and E. Larose (2008a), Postseismic relaxation along the San Andreas fault at Parkfield from continuous seismological observations, *Science*, *321*(5895), 1478–1481, doi :10.1126/science.1160943.
- Brenguier, F., N. M. Shapiro, M. Campillo, V. Ferrazzini, Z. Duputel, O. Coutant, and A. Nercessian (2008b), Towards forecasting volcanic eruptions using seismic noise, *Nature Geoscience*, *1*(2), 126–130, doi : 10.1038/ngeo104.

- Burchfiel, B. C., et al. (2008), A geological and geophysical context for the Wenchuan earthquake of 12 May 2008, Sichuan, People's Republic of China, *GSA Today*, 18(7), doi :10.1130/GSATG18A.1.
- Campillo, M. (2006), Phase and correlation in 'Random' seismic fields and the reconstruction of the green function, *Pure and Applied Geophysics*, 163(2-3), 475–502, doi :10.1007/s00024-005-0032-8.
- Campillo, M., and A. Paul (2003), Long-range correlations in the diffuse seismic coda, *Science*, 299(5606), 547–549.
- Chen, J.-H., Q.-Y. Liu, S.-C. Li, B. Guo, J. Wang, and S.-H. Qi (2009), Seismotectonic study by relocation of the Wenchuan M(S)8.0 earthquake sequence, *Chinese Journal of Geophysics-Chinese Edition*, 52(2), 390–397.
- Chen, J. H., B. Froment, Q. Y. Liu, and M. Campillo (2010), Distribution of seismic wave speed changes associated with the 12 May 2008 Mw 7.9 Wenchuan earthquake, *Geophysical Research Letters*, 37, doi : 10.1029/2010GL044582.
- Clark, M., and L. Royden (2000), Topographic ooze : Building the eastern margin of Tibet by lower crustal flow, *Geology*, 28(8), 703–706.
- Colin de Verdière, Y. (2009), Semiclassical analysis and passive imaging, *Nonlinearity*, 22(6), R45–R75, doi :10.1088/0951-7715/22/6/R01.
- de Ridder, S., G. Papanicolaou, and B. Biondi (2009), Kinematics of iterative interferometry in a passive seismic experiment, *79th Annual Meeting, Society of Exploration Geophysicists, Houston, USA (Expanded Abstracts 28)*.
- Densmore, A. L., M. A. Ellis, Y. Li, R. Zhou, G. S. Hancock, and N. Richardson (2007), Active tectonics of the Beichuan and Pengguan faults at the eastern margin of the Tibetan Plateau, *Tectonics*, 26(4), doi : 10.1029/2006TC001987.
- Derode, A., E. Larose, M. Campillo, and M. Fink (2003a), 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, doi :10.1063/1.1617373.
- Derode, A., E. Larose, M. Tanter, J. de Rosny, A. Tourin, M. Campillo, and M. Fink (2003b), Recovering the Green's function from field-field correlations in an open scattering medium (L), *Journal of the Acoustical Society of America*, 113(6), 2973–2976, doi :10.1121/1.1570436.

- Draganov, D., X. Campman, J. Thorbecke, A. Verdel, and K. Wapenaar (2009), Reflection images from ambient seismic noise, *Geophysics*, *74*(5), A63–A67, doi :10.1190/1.3193529.
- Duputel, Z., V. Ferrazzini, F. Brenguier, N. Shapiro, M. Campillo, and A. Nercessian (2009), Real time monitoring of relative velocity changes using ambient seismic noise at the Piton de la Fournaise volcano (La Reunion) from January 2006 to June 2007, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *184*(1-2, Sp. Iss. SI), 164–173, doi :10.1016/j.jvolgeores.2008.11.024.
- Duvall, T., S. Jefferies, J. Harvey, and M. Pomerantz (1993), Time distance helioseismology, *Nature*, *362*(6419), 430–432.
- Friedrich, A., F. Kruger, and K. Klinge (1998), Ocean-generated microseismic noise located with the Grafenberg array, *Journal of Seismology*, *2*(1), 47–64.
- Froment, B., M. Campillo, P. Roux, P. Gouédard, A. Verdel, and R. L. Weaver (2010), Estimation of the effect of nonisotropically distributed energy on the apparent arrival time in correlations, *Geophysics*, *75*(5), SA85–SA93, doi :10.1190/1.3483102.
- Gallot, T. (2010), Imagerie acoustique en milieux réverbérants, Ph.D. thesis, Université Joseph Fourier.
- Garnier, J., and G. Papanicolaou (2009), Passive Sensor Imaging Using Cross Correlations of Noisy Signals in a Scattering Medium, *SIAM Journal on Imaging Sciences*, *2*(2), 396–437, doi :10.1137/080723454.
- Giles, P., T. Duvall, P. Scherrer, and R. Bogart (1997), A subsurface flow of material from the Sun’s equator to its poles, *Nature*, *390*(6655), 52–54.
- Gouédard, P. (2008), Techniques de corrélation : Aspects méthodologiques et applications à la sub-surface, Ph.D. thesis, Université Joseph Fourier.
- Gouédard, P., et al. (2008a), Cross-correlation of random fields : mathematical approach and applications, *Geophysical Prospecting*, *56*(3), 375–393, doi :10.1111/j.1365-2478.2007.00684.x.
- Gouédard, P., P. Roux, M. Campillo, and A. Verdel (2008b), Convergence of the two-point correlation function toward the Green’s function in the context of a seismic-prospecting data set, *Geophysics*, *73*(6), V47–V53, doi :10.1190/1.2985822.

- Gouédard, P., P. Roux, M. Campillo, A. Verdel, H. Yao, and R. D. van der Hilst (2011), Source depopulation potential and surface-wave tomography using a crosscorrelation method in a scattering medium, *Geophysics*, *76*(2), SA51–SA61, doi :10.1190/1.3535443.
- Hadziioannou, C. (2011), Ondes sismiques en milieu complexe : Mesure des variations temporelles des vitesses, Ph.D. thesis, Université Joseph Fourier.
- Hadziioannou, C., E. Larose, A. Baig, P. Roux, and M. Campillo (2011), Improving temporal resolution in ambient noise monitoring of seismic wave speed, *Journal of Geophysical Research*, *116*(B7), doi : 0.029/2011JB008200.
- Hadziioannou, C., E. Larose, O. Coutant, P. Roux, and M. Campillo (2009), Stability of monitoring weak changes in multiply scattering media with ambient noise correlation : Laboratory experiments, *Journal of the Acoustical Society of America*, *125*(6), 3688–3695, doi :10.1121/1.3125345.
- Hansen, P. (1992), Analysis of discrete ill-posed problems by means of the L-curve, *SIAM Review*, *34*(4), 561–580.
- Hennino, R., N. Tregoures, N. Shapiro, L. Margerin, M. Campillo, B. van Tiggelen, and R. Weaver (2001), Observation of equipartition of seismic waves, *Physical Review Letters*, *86*(15), 3447–3450.
- Huang, H., H. Yao, and R. D. van der Hilst (2010), Radial anisotropy in the crust of SE Tibet and SW China from ambient noise interferometry, *Geophysical Research Letters*, *37*, doi :10.1029/2010GL044981.
- Hubbard, J., and J. H. Shaw (2009), Uplift of the Longmen Shan and Tibetan plateau, and the 2008 Wenchuan (M=7.9) earthquake, *Nature*, *458*(7235), 194–197, doi :10.1038/nature07837.
- Ji, C., and G. Hayes (2008), Preliminary result of the May 12, 2008 Mw7.9 eastern Sichuan, China earthquake, available on the USGS website <http://earthquake.usgs.gov/eqcenter/eqinthenews/2008/us2008ryan/> (section Scientific and Technical, Finite Fault Model).
- Kedar, S., M. Longuet-Higgins, F. Webb, N. Graham, R. Clayton, and C. Jones (2008), The origin of deep ocean microseisms in the North Atlantic Ocean, *Proceedings of the Royal Society A-Mathematical Physical and Engineering Sciences*, *464*(2091), 777–793, doi :10.1098/rspa.2007.0277.

- Landès, M., F. Hubans, N. M. Shapiro, A. Paul, and M. Campillo (2010), Origin of deep ocean microseisms by using teleseismic body waves, *Journal of Geophysical Research-Solid Earth*, *115*, doi :10.1029/2009JB006918.
- Larose, E. (2005), Diffusion multiple des ondes sismiques et expériences analogiques en ultrasons, Ph.D. thesis, Université Joseph Fourier.
- Larose, E., A. Derode, M. Campillo, and M. Fink (2004), Imaging from one-bit correlations of wideband diffuse wave fields, *Journal of Applied Physics*, *95*(12), 8393–8399, doi :10.1063/1.1739529.
- Larose, E., L. Margerin, A. Derode, B. van Tiggelen, M. Campillo, N. Shapiro, A. Paul, L. Stehly, and M. Tanter (2006), Correlation of random wavefields : An interdisciplinary review, *Geophysics*, *71*(4, Suppl. S), SI11–SI21, doi :10.1190/1.2213356.
- Larose, E., P. Roux, M. Campillo, and A. Derode (2008), Fluctuations of correlations and Green's function reconstruction : Role of scattering, *Journal of Applied Physics*, *103*(11), doi :10.1063/1.2939267.
- Larose, E., T. Planes, V. Rossetto, and L. Margerin (2010), Locating a small change in a multiple scattering environment, *Applied Physics Letters*, *96*(20), 204,101, doi :10.1063/1.3431269.
- Lawrence, J. F., and G. A. Prieto (2011), Attenuation tomography of the western United States from ambient seismic noise, *Journal of Geophysical Research-Solid Earth*, *116*, doi :10.1029/2010JB007836.
- Li, C., R. van der Hilst, and A. Toksoz (2006), Constraining P-wave velocity variations in the upper mantle beneath Southeast Asia, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, *154*(2), 180–195, doi :10.1016/j.pepi.2005.09.008.
- Li, C., R. D. van der Hilst, E. R. Engdahl, and S. Burdick (2008), A new global model for P wave speed variations in Earth's mantle, *Geochemistry Geophysics Geosystems*, *9*, doi :10.1029/2007GC001806.
- Lin, F.-C., M. H. Ritzwoller, J. Townend, S. Bannister, and M. K. Savage (2007), Ambient noise Rayleigh wave tomography of new Zealand, *Geophysical Journal International*, *170*(2), 649–666, doi :10.1111/j.1365-246X.2007.03414.x.

- Lin, F.-C., M. H. Ritzwoller, and R. Snieder (2009), Eikonal tomography : surface wave tomography by phase front tracking across a regional broadband seismic array, *Geophysical Journal International*, 177(3), 1091–1110, doi :10.1111/j.1365-246X.2009.04105.x.
- Lin, J., and R. S. Stein (2004), Stress triggering in thrust and subduction earthquakes and stress interaction between the southern San Andreas and nearby thrust and strike-slip faults, *Journal of Geophysical Research*, 109(B2), doi :0.029/2003JB002607.
- Liu, Q.-Y., Y. Li, J.-H. Chen, B. Guo, S.-C. Li, J. Wang, X.-Q. Zhang, and S.-H. Qi (2009), Wenchuan M(S)8.0 earthquake : preliminary study of the S-wave velocity structure of the crust and upper mantle, *Chinese Journal of Geophysics-Chinese Edition*, 52(2), 309–319.
- Liu-Zeng, J., et al. (2009), Co-seismic ruptures of the 12 May 2008, Ms 8.0 Wenchuan earthquake, Sichuan : East-west crustal shortening on oblique, parallel thrusts along the eastern edge of Tibet, *Earth and Planetary Science Letters*, 286(3-4), 355–370, doi :10.1016/j.epsl.2009.07.017.
- Lobkis, O., and R. Weaver (2001), On the emergence of the Green's function in the correlations of a diffuse field, *Journal of the Acoustical Society of America*, 110(6), 3011–3017.
- Longuet-Higgins, M. (1950), A theory of the origin of microseisms, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A*, 243, 1–35.
- Maynard, R. (2011), Wave correlations : basic features, *Workshop on Passive Imaging in wave physics : from seismology to ultrasound*.
- Meade, B. J. (2007), Present-day kinematics at the India-Asia collision zone, *Geology*, 35(1), 81–84, doi :0.130/G22924A.1.
- Mehta, K., A. Bakulin, J. Sheiman, R. Calvert, and R. Snieder (2007), Improving the virtual source method by wavefield separation, *Geophysics*, 72(4), V79–V86, doi :10.1190/1.2733020.
- Meier, U., N. M. Shapiro, and F. Brenguier (2010), Detecting seasonal variations in seismic velocities within Los Angeles basin from correlations of ambient seismic noise, *Geophysical Journal International*, 181(2), 985–996, doi :0.1111/j.1365-246X.2010.04550.x.
- Mordret, A., A. Jolly, Z. Duputel, and N. Fournier (2010), 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, doi :0.016/j.jvolgeores.2010.01.010.
- Nakamura, T., S. Tsuboi, Y. Kaneda, and Y. Yamanaka (2010), Rupture process of the 2008 Wenchuan, China earthquake inferred from teleseismic waveform inversion and forward modeling of broadband seismic waves, *Tectonophysics*, 491(1-4, Sp. Iss. SI), 72–84, doi :10.1016/j.tecto.2009.09.020.
- Nishida, K., J.-P. Montagner, and H. Kawakatsu (2009), Global Surface Wave Tomography Using Seismic Hum, *Science*, 326(5949), 112, doi :10.1126/science.1176389.
- Niu, F., P. G. Silver, T. M. Daley, X. Cheng, and E. L. Majer (2008), Pre-seismic velocity changes observed from active source monitoring at the Parkfield SAFOD drill site, *Nature*, 454(7201), 204–U44, doi :10.1038/nature07111.
- Nolet, G., and F. Dahlen (2000), Wave front healing and the evolution of seismic delay times, *Journal of Geophysical Research-Solid Earth*, 105(B8), 19,043–19,054.
- Okada, Y. (1992), Internal deformation due to shear and tensile faults in a half-space, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 82(2), 1018–1040.
- Pacheco, C., and R. Snieder (2005), Time-lapse travel time change of multiply scattered acoustic waves, *Journal of the Acoustical Society of America*, 118(3, Part 1), 1300–1310, doi :10.1121/1.2000827.
- Paul, A., M. Campillo, L. Margerin, E. Larose, and A. Derode (2005), Empirical synthesis of time-asymmetrical Green functions from the correlation of coda waves, *Journal of Geophysical Research-Solid Earth*, 110(B8), doi : 10.1029/2004JB003521.
- Peltzer, G., and P. Tapponnier (1988), Formation and Evolution of strike-slip faults, rifts, and basins during the India-Asia collision - an experimental approach, *Journal of Geophysical Research-Solid Earth*, 93(B12), 15,085–&.
- Peltzer, G., P. Rosen, F. Rogez, and K. Hudnut (1998), Poroelastic rebound along the Landers 1992 earthquake surface rupture, *Journal of Geophysical Research*, 103(B12), 30,131–30,145, doi :0.029/98JB02302.



- 
- Poli, P., H. Pedersen, M. Campillo, and the POLENET/LAPNET Working Group (2011), Emergence of body waves from cross-correlation of short period seismic noise, submitted.
- Poupinet, G., W. Ellsworth, and J. Frechet (1984), Monitoring velocity variations in the crust using earthquake doublets - an application to the Calaveras fault, California, *Journal of Geophysical Research*, 89(NB7), 5719–5731.
- Qi, W., et al. (2011), Rupture of deep faults in the 2008 Wenchuan earthquake and uplift of the Longmen Shan, *Nature Geoscience, advance online publication*.
- Radiguet, M., F. Cotton, M. Vergnolle, M. Campillo, B. Valette, V. Kostoglodov, and N. Cotte (2011), Spatial and temporal evolution of a long term slow slip event : the 2006 Guerrero Slow Slip Event, *Geophysical Journal International*, 184(2), 816–828, doi :0.1111/j.1365-246X.2010.04866.x.
- Rivet, D., M. Campillo, N. M. Shapiro, V. Cruz-Atienza, M. Radiguet, N. Cotte, and V. Kostoglodov (2011), Seismic evidence of nonlinear crustal deformation during a large slow slip event in Mexico, *Geophysical Research Letters*, 38, doi :10.1029/2011GL047151.
- Roepstorff, G. (1994), *Path integral approach to quantum physics : an introduction*, Springer.
- Rossetto, V., L. Margerin, T. Planès, and E. Larose (2011), Locating a weak change using diffuse waves : Theoretical approach and inversion procedure, *Journal of Applied Physics*, 109(3), 034,903, doi :10.1063/1.3544503.
- Roux, P. (2009), Passive seismic imaging with directive ambient noise : application to surface waves and the San Andreas Fault in Parkfield, CA, *Geophysical Journal International*, 179(1), 367–373, doi :0.1111/j.1365-246X.2009.04282.x.
- Roux, P., W. Kuperman, and NAPL Grp (2004), Extracting coherent wave fronts from acoustic ambient noise in the ocean, *Journal of the Acoustical Society of America*, 116(4, Part 1), 1995–2003, doi :10.1121/1.1797754.
- Roux, P., K. Sabra, P. Gerstoft, W. Kuperman, and M. Fehler (2005a), P-waves from cross-correlation of seismic noise, *Geophysical Research Letters*, 32(19), doi :10.1029/2005GL023803.

- Roux, P., K. Sabra, W. Kuperman, and A. Roux (2005b), Ambient noise cross correlation in free space : Theoretical approach, *Journal of the Acoustical Society of America*, *117*(1), 79–84, doi :10.1121/1.1830673.
- Royden, L., B. Burchfiel, R. King, E. Wang, Z. Chen, F. Shen, and Y. Liu (1997), Surface deformation and lower crustal flow in eastern Tibet, *Science*, *276*(5313), 788–790.
- Royden, L. H., B. C. Burchfiel, and R. D. van der Hilst (2008), The geological evolution of the tibetan plateau, *Science*, *321*(5892), 1054–1058, doi :0.126/science.1155371.
- Rubinstein, J. L., and G. C. Beroza (2004), Evidence for Widespread Non-linear Strong Ground Motion in the Mw 6.9 Loma Prieta Earthquake, *Bulletin of the Seismological Society of America*, *94*(5), 1595–1608.
- Sabra, K., P. Gerstoft, P. Roux, W. Kuperman, and M. Fehler (2005a), Extracting time-domain Green’s function estimates from ambient seismic noise, *Geophysical Research Letters*, *32*(3), doi :10.1029/2004GL021862.
- Sabra, K., P. Gerstoft, P. Roux, W. Kuperman, and M. Fehler (2005b), Surface wave tomography from microseisms in Southern California, *Geophysical Research Letters*, *32*(14), doi :10.1029/2005GL023155.
- Sabra, K., P. Roux, and W. Kuperman (2005c), Arrival-time structure of the time-averaged ambient noise cross-correlation function in an oceanic waveguide, *Journal of the Acoustical Society of America*, *117*(1), 164–174.
- Sabra, K., P. Roux, and W. Kuperman (2005d), Emergence rate of the time-domain Green’s function from the ambient noise cross-correlation function, *Journal of the Acoustical Society of America*, *118*(6), 3524–3531, doi : 10.1121/1.2109059.
- Sánchez-Sesma, F. J., and M. Campillo (2006), Retrieval of the green’s function from cross correlation : The canonical elastic problem, *Bulletin of the Seismological Society of America*, *96*(3), 1182–1191, doi : 10.1785/0120050181.
- Sánchez-Sesma, F. J., J. A. Pérez-Ruiz, M. Campillo, and F. Luzón (2006), Elastodynamic 2D Green function retrieval from cross-correlation : Canonical inclusion problem, *Geophysical Research Letters*, *33*(13), doi : 10.1029/2006GL026454.

- Sánchez-Sesma, F. J., J. A. Pérez-Ruiz, F. Luzón, M. Campillo, and A. Rodríguez-Castellanos (2008), Diffuse fields in dynamic elasticity, *Wave Motion*, *45*(5), 641–654, doi :10.1016/j.wavemoti.2007.07.005.
- Sens-Schönfelder, C., and U. Wegler (2006), Passive image interferometry and seasonal variations of seismic velocities at Merapi Volcano, Indonesia, *Geophysical Research Letters*, *33*(21), doi :10.1029/2006GL027797.
- Shapiro, N., and M. Campillo (2004), Emergence of broadband Rayleigh waves from correlations of the ambient seismic noise, *Geophysical Research Letters*, *31*(7), doi :10.1029/2004GL019491.
- Shapiro, N., M. Campillo, L. Stehly, and M. Ritzwoller (2005), High-resolution surface-wave tomography from ambient seismic noise, *Science*, *307*(5715), 1615–1618, doi :10.1126/science.1108339.
- Shen, Z., J. Lu, M. Wang, and R. Burgmann (2005), Contemporary crustal deformation around the southeast borderland of the Tibetan Plateau, *Journal of Geophysical Research-Solid Earth*, *110*(B11), doi :10.1029/2004JB003421.
- Shen, Z.-K., et al. (2009), Slip maxima at fault junctions and rupturing of barriers during the 2008 Wenchuan earthquake, *Nature Geoscience*, *2*(10), 718–724, doi :10.1038/NGEO636.
- Snieder, R. (2004), Extracting the Green’s function from the correlation of coda waves : A derivation based on stationary phase, *Physical Review E*, *69*(4, Part 2), doi :10.1103/PhysRevE.69.046610.
- Snieder, R. (2007), Extracting the Green’s function of attenuating heterogeneous acoustic media from uncorrelated waves, *Journal of the Acoustical Society of America*, *121*(5), 2637–2643, doi :10.1121/1.2713673.
- Snieder, R., A. Grêt, H. Douma, and J. Scales (2002), Coda wave interferometry for estimating nonlinear behavior in seismic velocity, *Science*, *295*, 2253–2255, doi :10.1126/science.1070015.
- Spetzler, J., and R. Snieder (2004), The Fresnel volume and transmitted waves, *Geophysics*, *69*(3), 653–663.
- Spetzler, J., J. Trampert, and R. Snieder (2002), The effect of scattering in surface wave tomography, *Geophysical Journal International*, *149*(3), 755–767.

- Stehly, L., M. Campillo, and N. M. Shapiro (2006), A study of the seismic noise from its long-range correlation properties, *Journal of Geophysical Research-Solid Earth*, 111(B10), doi :10.1029/2005JB004237.
- Stehly, L., M. Campillo, and N. M. Shapiro (2007), Traveltime measurements from noise correlation : stability and detection of instrumental time-shifts, *Geophysical Journal International*, 171(1), 223–230, doi : 10.1111/j.1365-246X.2007.03492.x.
- Stehly, L., M. Campillo, B. Froment, and R. L. Weaver (2008), Reconstructing Green's function by correlation of the coda of the correlation (C(3)) of ambient seismic noise, *Journal of Geophysical Research-Solid Earth*, 113(B11), doi :10.1029/2008JB005693.
- Stehly, L., B. Fry, M. Campillo, N. M. Shapiro, J. Guilbert, L. Boschi, and D. Giardini (2009), Tomography of the Alpine region from observations of seismic ambient noise, *Geophysical Journal International*, 178(1), 338–350, doi :10.1111/j.1365-246X.2009.04132.x.
- Stehly, L., P. Cupillard, and B. Romanowicz (2011), Towards improving ambient noise tomography using simultaneously curvelet denoising and sem simulaeons of seismic ambient noise, in press.
- Tanter, M., J.-L. Thomas, and M. Fink (2000), Time reversal and the inverse filter, *Journal of the Acoustical Society of America*, 108(1), 223–234, doi : 10.1121/1.429459.
- Tapponnier, P., Z. Xu, F. Roger, B. Meyer, N. Arnaud, G. Wittlinger, and J. Yang (2001), Geology - Oblique stepwise rise and growth of the Tibet plateau, *Science*, 294(5547), 1671–1677.
- Tarantola, A. (2005), *Inverse problem theory and methods for model parameter estimation*, Society for Industrial and Applied Mathematics (SIAM), Philadelphia.
- Tarantola, A., and B. Valette (1982), Generalized non-linear inverse problems solved using the least-squares criterion, *Reviews of Geophysics*, 20(2), 219–232.
- Toda, S., R. S. Stein, K. Richards-Dinger, and S. B. Bozkurt (2005), Forecasting the evolution of seismicity in southern california : Animations built on earthquake stress transfer, *Journal of Geophysical Research*, 110(B5), doi :0.029/2004JB003415.

- Tsai, V. C. (2009), On establishing the accuracy of noise tomography travel-time measurements in a realistic medium, *Geophysical Journal International*, *178*(3), 1555–1564, doi :10.1111/j.1365-246X.2009.04239.x.
- Tse, S., and J. Rice (1986), Crustal earthquake instability in relation to the depth variation of frictional slip properties, *Journal of Geophysical Research-Solid Earth and Planets*, *91*(B9), 9452–9472.
- van der Neut, J., and A. Bakulin (2009), Estimating and correcting the amplitude radiation pattern of a virtual source, *Geophysics*, *74*(2), S127–S136, doi :10.1190/1.3073003.
- van Tiggelen, B. (2003), Green function retrieval and time reversal in a disordered world, *Physical Review Letters*, *91*(24), doi :10.1103/PhysRevLett.91.243904.
- Wapenaar, K. (2004), Retrieving the elastodynamic Green’s function of an arbitrary inhomogeneous medium by cross correlation, *Physical Review Letters*, *93*(25), doi :10.1103/PhysRevLett.93.254301.
- Wapenaar, K., J. van der Neut, E. Ruigrok, D. Draganov, J. Hunziker, E. Slob, J. Thorbecke, and R. Snieder (2011), Seismic interferometry by crosscorrelation and by multidimensional deconvolution : a systematic comparison, *Geophysical Journal International*, *185*(3), 1335–1364, doi : 0.1111/j.1365-246X.2011.05007.x.
- Wapenaar, K., J. Fokkema, and R. Snieder (2005), Retrieving the Green’s function in an open system by cross correlation : A comparison of approaches, *Journal of the Acoustical Society of America*, *118*(5), 2783–2786, doi :10.1121/1.2046847.
- Weaver, R., and O. Lobkis (2001), Ultrasonics without a source : Thermal fluctuation correlations at MHz frequencies, *Physical Review Letters*, *87*(13), doi :10.1103/PhysRevLett.87.134301.
- Weaver, R., B. Froment, and M. Campillo (2009), On the correlation of non-isotropically distributed ballistic scalar diffuse waves, *Journal of the Acoustical Society of America*, *126*(4), 1817–1826, doi :10.1121/1.3203359.
- Weaver, R. L. (2008), Ward identities and the retrieval of Green’s functions in the correlations of a diffuse field, *Wave Motion*, *45*(5), 596–604, doi : 10.1016/j.wavemoti.2007.07.007.

- Weaver, R. L., C. Hadziioannou, E. Larose, and M. Campillo (2011), On the precision of noise correlation interferometry, *Geophysical Journal International*, *185*(3), 1384–1392, doi :0.1111/j.1365-246X.2011.05015.x.
- Wegler, U., and C. Sens-Schönfelder (2007), Fault zone monitoring with passive image interferometry, *Geophysical Journal International*, *168*(3), 1029–1033, doi :10.1111/j.1365-246X.2006.03284.x.
- Wegler, U., H. Nakahara, C. Sens-Schönfelder, M. Korn, and K. Shiomi (2009), Sudden drop of seismic velocity after the 2004 M-w 6.6 mid-Niigata earthquake, Japan, observed with Passive Image Interferometry, *Journal of Geophysical Research-Solid Earth*, *114*, doi :10.1029/2008JB005869.
- Xu, L., S. Rondenay, and R. D. van der Hilst (2007), Structure of the crust beneath the southeastern Tibetan Plateau from teleseismic receiver functions, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, *165*(3-4), 176–193, doi :10.1016/j.pepi.2007.09.002.
- Xu, X., X. Wen, G. Yu, G. Chen, Y. Klinger, J. Hubbard, and J. Shaw (2009), Coseismic reverse- and oblique-slip surface faulting generated by the 2008 Mw 7.9 Wenchuan earthquake, China, *Geology*, *37*(6), 515–518, doi :10.1130/G25462A.1.
- Xu, Z. J., and X. Song (2009), Temporal changes of surface wave velocity associated with major sumatra earthquakes from ambient noise correlation, *Proceedings of the National Academy of Sciences*, *106*(34), 14,207–14,212, doi :0.073/pnas.0901164106.
- Yang, Y., M. H. Ritzwoller, A. L. Levshin, and N. M. Shapiro (2007), Ambient noise rayleigh wave tomography across Europe, *Geophysical Journal International*, *168*(1), 259–274, doi :10.1111/j.1365-246X.2006.03203.x.
- Yao, H., and R. D. van der Hilst (2009), 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, doi :10.1111/j.1365-246X.2009.04329.x.
- Yao, H., R. D. van der Hilst, and M. V. de Hoop (2006), Surface-wave array tomography in SE Tibet from ambient seismic noise and two-station analysis - I. Phase velocity maps, *Geophysical Journal International*, *166*(2), 732–744.
- Yao, H., C. Beghein, and R. D. van der Hilst (2008), Surface wave array tomography in SE Tibet from ambient seismic noise and two-station analysis -

- II. Crustal and upper-mantle structure, *Geophysical Journal International*, 173(1), 205–219, doi :10.1111/j.1365-246X.2007.03696.x.
- Yao, H., P. Gouédard, J. A. Collins, J. J. McGuire, and R. D. van der Hilst (2011), Structure of young East Pacific Rise lithosphere from ambient noise correlation analysis of fundamental- and higher-mode Scholte-Rayleigh waves, in press.
- Zhang, P., Z. Shen, M. Wang, W. Gan, R. Burgmann, and P. Molnar (2004), Continuous deformation of the Tibetan Plateau from global positioning system data, *Geology*, 32(9), 809–812, doi :10.1130/G20554.1.
- Zhang, P.-Z., X.-z. Wen, Z.-K. Shen, and J.-h. Chen (2010), Oblique, High-Angle, Listric-Reverse Faulting and Associated Development of Strain : The Wenchuan Earthquake of May 12, 2008, Sichuan, China, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 38, 353–382, doi :10.1146/annurev-earth-040809-152602.
- Zhao, C., Z. Chen, L. Zhou, Z. Li, and Y. Kang (2010), Rupture process of the Wenchuan M8.0 earthquake of Sichuan China : the segmentation feature, *Chinese Science Bulletin*, 55(3), 284–292, doi :10.1007/s11434-009-0425-7.