



HAL
open science

Étude d'un réservoir géothermique profond par corrélation de bruit sismique ambiant

Maximilien Lehujeur

► **To cite this version:**

Maximilien Lehujeur. Étude d'un réservoir géothermique profond par corrélation de bruit sismique ambiant. Sciences de la Terre. Université de Strasbourg, 2015. Français. NNT : 2015STRAH013 . tel-01278623

HAL Id: tel-01278623

<https://theses.hal.science/tel-01278623v1>

Submitted on 24 Feb 2016

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.

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES DE LA TERRE ET DE L'ENVIRONNEMENT
EOST-IPGS

THÈSE présentée par :
Maximilien LEHUJEUR

soutenue le : **6 octobre 2015**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'université de Strasbourg**

Discipline/ Spécialité : Géophysique - Sismologie

**ÉTUDE D'UN RÉSERVOIR GÉOTHERMIQUE
PROFOND PAR CORRÉLATION DE BRUIT
SISMIQUE AMBIANT**

Devant le jury :

Mme STUTZMANN Eléonore	Physicienne CNAP, Institut de Physique du Globe de Paris (Rapporteur)
Mr BRENGUIER Florent	Physicien-adjoint CNAP, ISTERre, Grenoble (Rapporteur)
Mr DIETRICH Michel	Directeur de recherche CNRS, ISTERre, Grenoble (Examinateur)
Mr MASSON Frédéric	Professeur, Université de Strasbourg (Examinateur)
Mr GIRARD Jean-François	Chercheur-Ingénieur géophysicien, BRGM, Orléans / Professeur, Université de Strasbourg (Examinateur)
Mme MAGGI Alessia	Professeur, Université de Strasbourg (Directrice de Thèse)
Mr SCHMITTBUHL Jean	Directeur de recherches, EOST (co-Directeur de thèse)

Remerciements

Au terme de ce travail, je tiens à remercier tous ceux qui, de près ou de loin, ont contribué à la réalisation de ce projet.

Avant tout je remercie chaleureusement Jérôme Vergne (encadrant principal et membre invité du jury de thèse) ainsi que mes directeurs de thèse Alessia Maggi et Jean Schmittbuhl qui m'ont suivi depuis les bancs de l'EOST jusqu'à la correction de ce document. Merci à vous trois pour votre disponibilité et votre aide et de m'avoir permis d'effectuer cette thèse dans les meilleures conditions. J'ai beaucoup appris auprès de vous au cours de cette thèse.

Je remercie le Groupe Electricité de Strasbourg qui a financé cette thèse et a apporté les crédits d'accompagnement pour l'achat de matériel sismologique et qui m'ont permis d'assister à plusieurs colloques internationaux. En particulier, je remercie Jean-Jacques Graff, Albert Genter (directeur adjoint de ÉS-Géothermie, membre invité du jury de thèse), Vincent Maurer et Clément Baujard de ÉS-Géothermie pour leur intérêt et leurs retours sur mon travail.

Je remercie le GEIE-EMC, ECOGI et l'EOST pour la mise à disposition des données des réseaux permanents de Rittershoffen et Soultz-sous-Forêts depuis 2009 et à toutes les personnes qui assurent le fonctionnement continu de ces réseaux, ainsi que la qualité et l'accès aux données : Hervé Wödling, Hélène Jund, Vincent Maurer, Marc Grünberg et Fabien Engels. Merci au COGEOS (EOST/ES-Géothermie) pour le financement de 15 stations mobiles large-bande (réseau « Broad-Band ») qui ont permis d'étendre le réseau local pour l'étude des ondes de surface. Merci à Gueric Villadangos, qui m'a autorisé à installer des stations temporaires sur la plateforme de Rittershoffen. Je remercie aussi toutes les personnes qui m'ont autorisées à installer une station sismologique sur leur propriété ou sur leur commune. Merci au GFZ pour la mise à disposition des données des stations temporaires des réseaux « KIT1 » et « KIT2 » et en particulier Emmanuel Gaucher (KIT), Vincent Maurer (ES-G), Hervé Wödling, Hélène Jund et Marc Grünberg (EOST) qui ont déployé ces réseaux et collecté les données. Les antennes sismologiques déployées autour du site de Rittershoffen ont été fournies par le parc national SisMob du projet d'équipement RESIF (réseau sismologique et géodésique français). Merci à toute l'équipe EstOf et particulièrement à Jérôme Vergne qui a porté ce projet et l'a mené à bien.

Je remercie également toutes les personnes qui m'ont aidées et avec qui j'ai eu l'occasion de travailler :

-Emmanuelle Calmes pour son aide concernant toutes les questions administratives liées à cette thèse.

-Alain Steyer qui a fabriqué les supports des panneaux solaires pour les stations mobiles.

- Hélène Jund, Hervé Wödling et Maxime Bès-de-Berc, pour leur aide concernant les sorties sur le terrain et leurs explications au sujet du fonctionnement et de l'utilisation du matériel sismologique.
- Marc Grünberg, Fabien Engels qui m'ont fourni l'accès aux données, pour leurs explications sur ces données et leur aide en informatique en général.
- Vincent Maurer pour m'avoir fourni les modèles de vitesse de Rittershoffen et Soultz-sous-Forêts qu'il utilise pour la localisation des événements sismiques locaux et pour ses explications concernant le fonctionnement des réseaux permanents de Rittershoffen et Soultz-sous-Forêts.
- Emmanuel Gaucher, qui m'a aidé à trouver des contacts pour l'installation de plusieurs stations temporaires.
- Albert Genter pour ses explications sur la géothermie profonde et sur les sites géothermiques de Soultz-sous-Forêts et de Rittershoffen.
- Christophe Zaroli pour son aide concernant la construction des grilles irrégulières et ses explications au sujet de la régularisation des problèmes inverses.
- Zacharie Duputel pour son aide au sujet de l'inversion par méthodes de Monte-Carlo et de la programmation de l'algorithme de Metropolis-Hastings.
- Jean-Jacques Lévêque et Michel Cara pour leurs explications sur les ondes de surface et leurs commentaires sur mon travail.
- Olivier Lengliné pour ses informations sur la sismicité induite à Rittershoffen.

Et sans oublier bien sûr mes camarades de bureau : Nadège, Marylin, Karim, Baptiste, Adrien, Bérénice, Chloé et Xavier (c'est un très grand bureau...) !

Table des matières

Introduction	1
Chapitre I Méthodologie et contexte de l'étude	5
I.1 Méthode de corrélation du bruit de fond sismologique	5
I.1.1 Bruit de fond sismologique	5
I.1.1.1 Définition	5
I.1.1.2 Sources du bruit de fond sismologique	6
I.1.1.3 Utilisations du bruit en sismologie.....	7
I.1.2 Détermination de la fonction de Green empirique par corrélation de bruit	8
I.1.2.1 Méthode de corrélation de bruit.....	8
I.1.2.2 Le bruit vu comme une superposition de champs d'ondes diffusifs et balistiques	11
I.1.2.3 Contributions des sources de bruit.....	15
I.1.2.4 Domaines d'application de la méthode	19
I.2 Réservoirs géothermiques profonds du fossé rhénan supérieur.....	20
I.2.1 Le fossé rhénan supérieur	21
I.2.1.1 Potentiel géothermique du fossé rhénan.....	21
I.2.1.2 Formation et contexte tectonique.....	22
I.2.1.3 Contexte géologique et structural à l'échelle de la zone d'étude	23
I.2.2 Les sites géothermiques de Rittershoffen et Soultz-sous-Forêts	26
I.2.2.1 Le site pilote de Soultz-sous-Forêts	26
I.2.2.2 Le site industriel de Rittershoffen	27
I.2.3 Enjeux pour la géothermie profonde	28
I.3 Données sismologiques	29
Chapitre II Traitement des données et analyse du bruit de fond.....	33
II.1 Traitement du bruit de fond.....	33
II.1.1 Gestion des données.....	33
II.1.2 Contrôle-qualité des données.....	35
II.1.3 Prétraitement du bruit.....	37
II.1.3.1 Normalisations spectrale et temporelle du bruit de fond	37
II.1.3.2 Détermination d'une procédure de traitement.....	39
II.2 Characterization of ambient seismic noise near a deep geothermal reservoir and implications for interferometric methods: a case study in northern Alsace, France.....	43
II.3 Compléments sur les caractéristiques du bruit et leur impact sur les fonctions de corrélation.....	62
II.3.1 Modes harmoniques des ondes de Rayleigh et ondes de volume.....	62
II.3.2 Impact d'une source de bruit cohérente sur la fonction de corrélation.....	63
II.3.2.1 Analyse du bruit nocturne haute-fréquence.....	64
II.3.2.2 Effets sur le spectre des fonctions de corrélation	67
II.3.2.3 Bilan sur l'influence des sources de bruit cohérentes à haute fréquence et implications pour le suivi temporel du milieu	71
II.4 Conclusion.....	72
Chapitre III Imagerie par corrélation de bruit à l'échelle d'un réservoir géothermique.....	75
III.1 Introduction.....	75
III.2 Rappels méthodologiques	76
III.2.1 Problèmes inverses	76
III.2.1.1 Définition	76
III.2.1.2 Représentation probabiliste des problèmes inverses	77
III.2.1.3 Méthodes de résolutions.....	78
III.2.1.4 Utilisation des problèmes pour l'imagerie par corrélation de bruit	80
III.2.2 Ondes de surface.....	80

III.2.3 Méthodes usuelles de détermination de la vitesse des ondes de surface par corrélation de bruit.....	81
III.2.3.1 Analyse temps-fréquence des fonctions de Green	82
III.2.3.2 Détermination d'une vitesse de groupe	84
III.2.3.3 Détermination d'une vitesse de phase.....	84
III.2.3.4 Approximation de champ lointain.....	85
III.2.4 Inversion en profondeur	87
III.2.4.1 Principe.....	87
III.2.4.2 Inversion linéarisée et noyaux de sensibilité des ondes de surface.....	88
III.2.4.3 Paramétrisation des profils de vitesse en courbes de Bézier cubiques.....	90
III.3 Imagerie en ondes de surface par corrélation de bruit d'origine micro-sismique en champ proche et en condition de bruit non-uniforme.	93
III.3.1 Introduction.....	93
III.3.2 Interprétation des fonctions de corrélation : signature de la directivité du bruit.....	94
III.3.3 Modélisation complète des fonctions de corrélation en conditions de bruit non uniforme : Le problème direct	97
III.3.3.1 Théorie du problème direct.....	97
III.3.3.2 Paramétrisation du modèle	103
III.3.3.3 Données et incertitudes	109
III.3.3.4 Validation de la théorie du problème direct	109
III.3.4 Inversion des modèles de bruit et de dispersion	111
III.3.4.1 Evaluation de la qualité d'un modèle : fonction densité de probabilité a posteriori	111
III.3.4.2 Méthode d'inversion.....	112
III.3.4.3 Validation de la procédure inverse sur données synthétiques	113
III.3.4.4 Application aux données réelles.....	119
III.3.5 Conclusion	129
III.4-An application of the double-beamforming method to reconstruct the Green's function from non-uniform anthropogenic noise (article en préparation)	131
III.4.1 Background.....	131
III.4.2 Seismological arrays and noise selection.....	132
III.4.3 Dispersion measurements.....	133
III.4.3.1 Evidence of persistent anthropogenic seismic noise sources	133
III.4.3.2 Determination of the phase dispersion models below each array.....	134
III.4.3.3 Spatial filtering and cross-correlation.....	135
III.4.4 Depth inversion.....	137
III.4.5 Discussion and conclusions.....	140
III.5 Conclusion	141
Chapitre IV Suivi temporel du milieu	143
IV.1 Introduction	143
IV.2 Méthode d'analyse temporelle du milieu par corrélation de bruit	144
IV.2.1 Utilisation de sources répétées pour la détection de changements du milieu : Méthode d'interférométrie d'ondes de coda.....	144
IV.2.2 Application au bruit de fond : Interférométrie par imagerie passive.....	148
IV.2.3 Mesure d'une perturbation de la coda.....	150
IV.2.3.1 Méthode de l'inter-spectre sur fenêtre glissante	150
IV.2.3.2 Méthode de l'étirement.....	151
IV.2.3.3 Limites pratiques de la méthode	154
IV.3 Traitements des données	158
IV.3.1 Sommation cumulée des fonctions de corrélation	158
IV.3.2 Forme d'onde de référence et choix de la fenêtre de coda.....	159
IV.4 Résultats et discussion	159
IV.4.1 Incertitude sur les mesures d'étirement.....	160
IV.4.2 Séries temporelles.....	161
IV.4.3 Discussion.....	166
IV.5 Conclusion.....	168

Chapitre V Vers l'utilisation de réseaux denses : l'expérience EstOf	171
V.1 Présentation du projet EstOf	171
V.2 Données et fonctions de corrélation.....	173
V.2.1 Sensibilité au pic micro-sismique secondaire.....	173
V.2.2 Propagation du bruit de fond micro-sismique.....	174
V.2.3 Emergence et stabilisation temporelle des fonction de Green.....	175
V.3 Résultats préliminaires	176
V.3.1 Interprétation des fonctions de corrélation.....	176
V.3.1.1 Sommation temporelle et sommation spatiale des fonctions de corrélation	176
V.3.1.2 Identification d'ondes P	179
V.3.2 Influence de la directivité des sources de bruit sur les fonctions de corrélation : implication pour l'imagerie en ondes de surface	181
V.4 Conclusions et perspectives.....	183
Chapitre VI Conclusion	185
Annexe Coloration du spectre des corrélogrammes causée par la présence de bruit incohérent : approche numérique.....	191
Bibliographie	193

Introduction

La méthode de corrélation de bruit connaît un essor important en sismologie et est aujourd'hui très largement appliquée pour l'imagerie et le suivi temporel de la Terre à différentes échelles de distance et dans différents contextes. Cependant, son application à l'échelle locale et pour la caractérisation des sites souterrains anthropisés tels que les réservoirs ou les sites de stockage est relativement récente. Dans cette thèse, on souhaite estimer la faisabilité des méthodes d'imagerie et de suivi temporel basées sur l'interprétation du bruit de fond sismologique dans le cas particulier d'une application géothermique industrielle (projet ECOGI « Exploitation de la Chaleur d'Origine Géothermale pour l'Industrie », Rittershoffen, France).

Les méthodes d'imagerie sismique actives offrent une connaissance très précise des structures du sous-sol et sont traditionnellement utilisées pour la caractérisation des réservoirs géothermiques profonds. Cependant, leur coût élevé peut remettre en question la faisabilité des projets les moins rentables. L'utilisation du bruit sismologique ambiant apparaît comme une alternative prometteuse à la fois dans les phases d'exploration et d'exploitation de ces réservoirs. Les méthodes d'imagerie et de suivi temporel basées sur l'exploitation du bruit sismologique ambiant présentent en effet plusieurs avantages vis à vis des méthodes plus traditionnelles : d'une part, elles ne nécessitent pas de sources impulsives, naturelles (séismes) ou contrôlées (tirs), et la résolution des images obtenues dépend essentiellement de la configuration et de la densité du réseau de capteurs ; d'autre part, le bruit ambiant étant une source permanente, il est envisageable de suivre l'évolution du réservoir en continu. En particulier, le bruit ambiant peut fournir des informations en dehors des périodes de stimulation du réservoir pour identifier, par exemple, des déformations aiséismiques du sous-sol. Cependant, les méthodes de corrélation de bruit ambiant reposent sur des hypothèses fortes concernant la distribution spatiale et la répétabilité temporelle des sources du bruit de fond sismologique, dont la nature et les caractéristiques principales peuvent varier selon la région et la gamme de fréquence étudiée.

La finalité de ce travail de thèse est d'élaborer des outils basés sur les méthodes de corrélation de bruit, qui pourraient aider à la caractérisation et au suivi de zones propices à l'exploitation de la chaleur géothermique profonde. Dans ce travail, je teste ces méthodes sur les données acquises par différents réseaux sismologiques disposés autour des sites de Soultz-sous-Forêts et de Rittershoffen (initialement dédiés au suivi de la micro-sismicité induite). Je cherche à caractériser les structures géologiques situées entre 2 et 5km de profondeur sur une extension latérale d'une dizaine de kilomètres. Je souhaite également estimer la capacité de ces méthodes à identifier des modifications du sous-sol induites par la stimulation ou l'exploitation des réservoirs géothermiques. Ces informations présentent un intérêt majeur pour la surveillance des

sites géothermiques et la prévention des risques tels que la sismicité induite ou les déformations de surface.

Afin d'identifier les points forts et les limites des méthodes basées sur la corrélation du bruit de fond ambiant, j'aborde les problèmes suivants :

- Quelles sont les caractéristiques principales du bruit de fond sismologique dans la région d'étude ?
- Dans quelle mesure les hypothèses théoriques d'uniformité spatiale et de répétabilité temporelle des sources de bruit sont-elles vérifiées étant donné la gamme de fréquence et l'origine du bruit ambiant ?
- Quelles sont les conséquences de la configuration et de la dimension des réseaux sismologiques disponibles sur la fiabilité des méthodes d'imagerie et de suivi temporel du milieu par corrélation de bruit ?
- Enfin, comment étendre les méthodes "classiques" de corrélation de bruit aux cas de sources de bruit non uniformément distribuées et/ou variables dans le temps ?

Le chapitre I présente la méthode centrale de cette thèse qui consiste à estimer la réponse sismique d'un milieu (sa fonction de Green) à partir du bruit de fond sismologique enregistré en continu. Il présente également les sites géothermiques profonds de Rittershoffen et Soultz-sous-Forêts, ainsi que les données sismologiques utilisées le cadre de cette étude.

Le chapitre II décrit les procédures de traitement que j'ai appliqué aux données. Il présente également une analyse du bruit de fond sismologique dans une gamme de périodes adaptée à l'observation du réservoir géothermique (0.2s – 7s). Je m'intéresse en particulier à la distribution spatiale et temporelle des sources de bruit et à son influence sur la reconstruction de la fonction de Green par la méthode de corrélation de bruit.

Le chapitre III porte sur l'imagerie par corrélation de bruit. Il rappelle les méthodes usuelles permettant de déterminer la vitesse de groupe et de phase des ondes de surface qui dominant généralement les fonctions de corrélation. Il rappelle également comment construire un modèle de vitesse en ondes S à partir de ces mesures. Deux approches sont proposées pour prendre en compte la distribution non-uniforme des sources de bruit et ainsi, améliorer l'imagerie des structures. La première méthode vise à intégrer dans un problème inverse la distribution azimutale du bruit enregistré aux périodes supérieures à 1s (dominé par les sources océaniques). Cette méthode permet d'obtenir des cartes préliminaires de dispersion des ondes de Rayleigh dans la zone d'étude. La seconde approche repose sur l'utilisation d'antennes sismologiques de petite taille. Elle vise à étendre les méthodes de corrélation de bruit aux périodes inférieures à 1s où le bruit est dominé par les sources anthropiques dont la distribution spatiale et temporelle est non-uniforme. Notamment, je m'intéresse à l'apport de la partie haute

fréquence de la courbe de dispersion des ondes de surface pour la détermination du modèle de vitesse en ondes S.

Le chapitre IV traite de l'applicabilité des méthodes de suivi temporel du réservoir. Ces méthodes sont basées sur l'analyse de la coda des fonctions de corrélation de bruit. Je rappelle le principe de la mesure par interférométrie qui permet de détecter de faibles variations temporelles de la vitesse ou des propriétés diffractantes du milieu. J'applique cette méthode sur les données des réseaux permanents disponibles à proximité du site de Rittershoffen, pour estimer l'amplitude des variations de vitesse qui pourraient être détectées compte tenu de la variabilité temporelle des sources de bruit.

Le chapitre V présente quelques résultats préliminaires obtenus à partir des données du projet EstOf (Expérience sismologique temporaire dans la région de l'Outre-Forêts) qui visait à déployer dans la région étudiée un réseau dense et homogène de capteurs autonomes pendant 30 jours. L'objectif est ici de valider les observations effectuées à partir des réseaux permanents et temporaires traités précédemment et d'étudier l'apport des réseaux denses pour l'étude de réservoirs géothermiques par corrélation de bruit ambiant.

Le chapitre VI présente les conclusions générales et les perspectives de ce cette thèse.

Chapitre I Méthodologie et contexte de l'étude

Dans ce chapitre, nous présenterons tout d'abord la méthode centrale de ce travail : la corrélation de bruit de fond sismologique qui permet de déterminer la réponse impulsionnelle d'un milieu à une source sismique fictive située au niveau d'une station sismologique. Nous décrivons ensuite le contexte de cette étude et notamment les sites géothermiques profonds de Rittershoffen et Soultz-sous-Forêts. Enfin, nous présenterons l'ensemble des données sismologiques disponibles dans la zone d'étude depuis 2009 et qui sont utilisées dans ce travail.

I.1 Méthode de corrélation du bruit de fond sismologique

I.1.1 Bruit de fond sismologique

I.1.1.1 Définition

Le « bruit de fond sismologique » ou « bruit ambiant » désigne les vibrations du sol que l'on ne peut pas relier clairement à une source localisée spatialement et temporellement (e.g. séismes, glissements de terrain, explosion, ...). Il est d'ailleurs parfois considéré comme une nuisance car il limite la détectabilité des événements sismiques de faible énergie. Bien qu'il soit généralement désigné par le mot « bruit », cette partie du signal ne doit pas être confondue avec le bruit d'origine instrumentale (bruit analogique issu du capteur, et bruit numérique associé au système de numérisation et/ou de transmission des données). La figure I.1 représente du bruit enregistré par les stations permanentes du réseau de Rittershoffen dans deux gammes de période (0.2 à 1s et 1 à 5s).

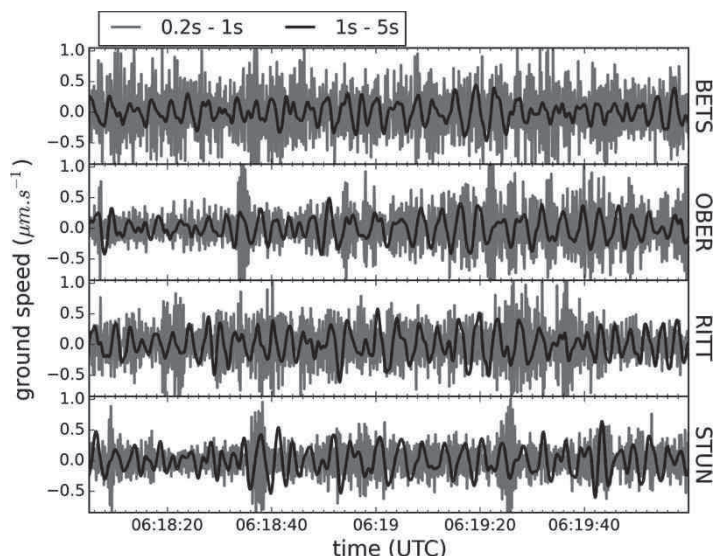


Figure I.1 : Représentation du bruit de fond sismologique enregistré par les capteurs du réseau permanent de Rittershoffen le 10 avril 2013. L'amplitude des sismogrammes représente la vitesse verticale du sol exprimée en $\mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Les traces sont filtrées entre 0.2s et 1s (traces grises) et entre 1s et 5s (traces noires).

Ces sismogrammes correspondent à la vitesse du sol exprimée en $\mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Contrairement aux séismes, ces signaux ne présentent pas de forme caractéristique facilement identifiable et leur apparence aléatoire (figure I.1) interdit toute interprétation directe de ces champs d'onde.

I.1.1.2 Sources du bruit de fond sismologique

Les sources du bruit de fond sont variées. Le bruit ambiant se caractérise généralement par un contenu spectral semblable en tout point du globe (figure I.2, tiré de Stutzmann et al., 2000).

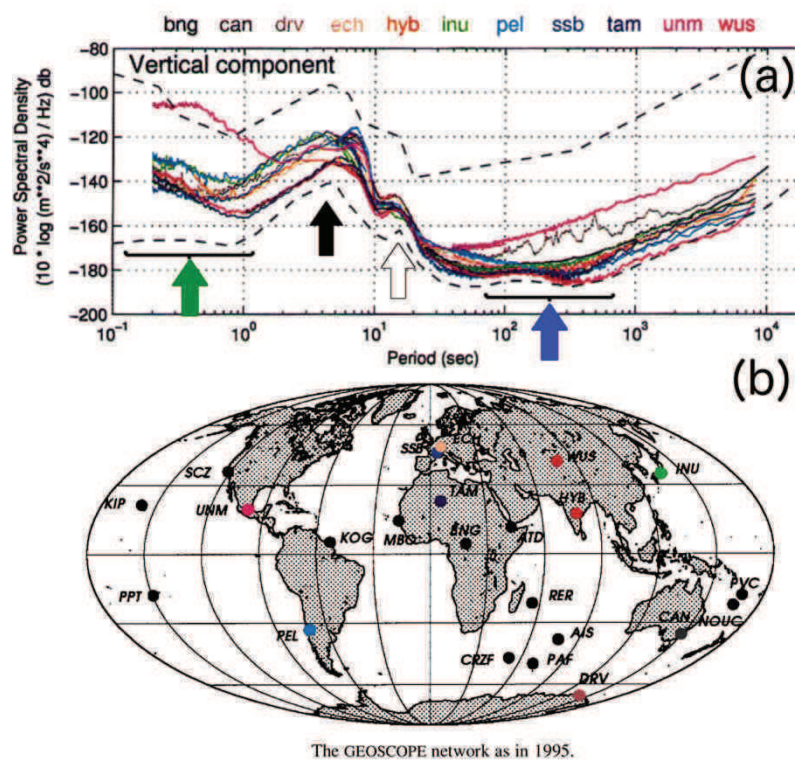


Figure I.2 : Forme caractéristique du spectre du bruit de fond sismologique sur les composantes verticales (a) des stations du réseau large bande global Geoscope (b) durant l'année 1995. Tiré de Stutzmann et al. (2000). L'amplitude correspond à la densité spectrale de puissance des enregistrements de bruit en accélération. Les courbes pointillées représentent les modèles de bruit extrêmes d'après Peterson (1993). Les flèches blanche et noire indiquent les pics microsismiques primaire et secondaire respectivement. La flèche verte indique la gamme de période généralement dominée par l'activité anthropique et la flèche bleue indique la région du spectre dominée par les ondes infra-gravitaires.

- A très longue période (100-400s), le bruit est dominé par des ondes dites infra-gravitaires liées à l'interaction entre les enveloppes fluides (atmosphère et océans) et la Terre solide (Tanimoto et Um, 1999; Ekström, 2001; Rhie et Romanowicz, 2004; figure I.2.a, flèche bleue).
- La gamme de période 1-30s est dominée par les deux pics microsismiques dits primaire et secondaire, issus des effets de la houle océanique. Le pic primaire est

compris entre 15 et 20s de période (figure I.2.a, flèche blanche) et le pic secondaire est compris entre 2 et 7s de période (figure I.2.a, flèche noire). Le pic primaire résulte de l'action directe de la houle sur les fonds océaniques à l'approche des zones côtières et sa fréquence correspond à celle des ondes qui lui ont données naissance (Hasselmann, 1963). Le pic secondaire est plus énergétique que le pic primaire et sa fréquence est deux fois plus élevée que celle du pic primaire. Ce pic est attribué à des interférences de trains de houle se propageant dans des directions opposées et provoquant des variations de pressions sur les fonds océaniques (Longuet-Higgins, 1950). Ces interférences sont notamment entretenues par les réflexions de la houle océanique le long des côtes (Bromirski et Duennebier, 2002; Bromirski et al., 2005). L'énergie des pics microsismiques primaire et secondaire varie dans le temps. L'augmentation des tempêtes océaniques pendant l'automne et l'hiver se traduit par une périodicité saisonnière caractéristique du pic secondaire (Stutzmann et al., 2000; Aster et al., 2008; Stutzmann et al., 2009). La plupart du bruit micro-sismique secondaire enregistré en Europe provient de l'Atlantique Nord, et plus particulièrement de quelques zones spécifiques : le sud du Groenland, les côtes canadiennes et la ride médio-atlantique (Gutenberg, 1936; Kedar et al., 2008; Sergeant et al., 2013).

- Le signal enregistré à des périodes inférieures à 1s (figure I.2.a) est dominé par des sources régionales et locales. A ces périodes, l'atténuation intrinsèque des ondes due au comportement anélastique du sol devient importante et le bruit de fond sismologique se propage sur des distances plus courtes que dans la gamme de période microsismique. Ainsi, le niveau de bruit haute fréquence varie fortement d'un site à l'autre selon la nature, la densité et l'énergie des sources qui l'entourent (e.g. McNamara et Buland, 2004). Parmi ces sources, on compte l'activité humaine (circulation routière et ferroviaire, industries, ...) qui constitue la source de bruit dominante en dessous de 1s dans les régions peuplées (Groos et Ritter, 2009). Le vent peut générer un bruit de fond à l'échelle locale via son interaction avec les structures ancrées dans le sol tels que les arbres et les bâtiments (Withers et al., 1996; Young et al., 1996; Bonnefoy-Claudet et al., 2006). Enfin, les rivières peuvent également causer un bruit haute fréquence (Burtin et al., 2008; Burtin et al., 2010).

I.1.1.3 Utilisations du bruit en sismologie

Les signaux observés entre les événements sismiques - constitués essentiellement du bruit de fond sismologique - ont longtemps été considérés comme un bruit de mesure et n'étaient généralement pas conservés ou même enregistrés (c'est le cas des réseaux sismiques à déclenchement). Plus récemment, l'amélioration des outils numériques de stockage des données a permis de généraliser l'acquisition de signaux continus sur de longues durées. Ceci a encouragé l'étude du bruit de fond et de ses possibles utilisations.

Au début du 20^{ème} siècle, l'identification d'un lien de causalité entre les tempêtes océaniques et le niveau de bruit micro-sismique (Banerji, 1924; 1925; Gutenberg, 1936) a permis d'établir que le bruit de fond sismologique présente des caractéristiques déterministes. Dès les années 1960, des applications démontrent que le bruit de fond sismologique peut être utilisé comme une source d'information pour la caractérisation du sous-sol. Ces méthodes, appliquées à des réseaux de taille réduite (antenne), sont basées sur la corrélation d'enregistrements de bruit (Aki, 1957; Aki, 1965; Claerbout, 1968) ou sur l'analyse des champs d'onde dans le domaine fréquence-nombre d'onde (Capon, 1969; Lacoss et al., 1969).

Le bruit de fond sismologique peut également être utilisé pour la détermination des effets de site en mesurant le rapport des spectres des composantes horizontales sur celui de la composante verticale (Nakamura, 1989; Bonnefoy-claudet, 2004).

Cette thèse se concentre sur une autre méthode d'analyse du bruit de fond sismologique qui permet de déterminer la réponse d'un milieu (ou fonction de Green) entre deux capteurs (Shapiro et Campillo, 2004). Cette méthode basée sur la corrélation d'enregistrements continus du bruit permet d'une part de construire des modèles de vitesses des ondes sismiques (Shapiro et al., 2005; Sabra et al., 2005b; Stehly et al., 2009) et d'autre part, de suivre l'évolution temporelle de ces vitesses (Sens-Schönfelder et Wegler, 2006; Brenguier et al., 2008a; Brenguier et al., 2008b).

I.1.2 Détermination de la fonction de Green empirique par corrélation de bruit

I.1.2.1 Méthode de corrélation de bruit

I.1.2.1.a Principe

La méthode dite de « corrélation de bruit ambient » permet de déterminer la réponse impulsionnelle (ou fonction de Green) d'un milieu entre deux capteurs, c'est à dire le sismogramme qu'aurait enregistré le premier capteur si une source impulsionnelle s'était produite au niveau du second, et inversement (Lobkis et Weaver, 2001; Weaver et Lobkis, 2001; Campillo et Paul, 2003; Shapiro et Campillo, 2004). En domaine temporel, la fonction de corrélation entre ces deux capteurs s'écrit

$$C(t) = f \bar{*} g(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} f^*(\tau) g(t + \tau) d\tau \quad [I.1]$$

avec t le temps, $f(t)$ et $g(t)$ le déplacement du sol enregistré par les deux capteurs. Du point de vue numérique, l'intégration des signaux sur de très longues durées n'est pas possible. Les signaux f et g sont donc « découpés » en séquences temporelles de durée finie (par exemple, en séquences d'une heure ou d'une journée) et on calcule une fonction d'inter-corrélation pour chaque séquence temporelle. Toutes ces fonctions de corrélation sont ensuite moyennées pour reconstruire la fonction de corrélation complète (équation [I.1]). Cette procédure n'a pas d'influence sur la fonction de

corrélation grâce à la linéarité de l'intégrale (équation [I.1]). Certaines études proposent de découper les enregistrements de bruit sur des fenêtres de temps qui se recourent (méthode de Welch, Seats et al., 2012).

Fondamentalement, la méthode de corrélation de bruit repose sur le fait que le bruit ambiant se compose de champs d'ondes affectant la paire de station de façon cohérente. Chaque source de bruit individuelle apporte un nouvel élément d'information concernant la vitesse des ondes sismiques entre les deux stations. La fonction d'inter-corrélation (ou corrélogramme, équation [I.1]) permet d'extraire cette information sans avoir à déterminer la position et le temps origine des sources du bruit.

La fonction de corrélation obtenue pour une paire de stations possède une partie positive (ou partie causale) et une partie négative (partie acausale). Dans l'ensemble de cette thèse, on choisit une convention concernant l'orientation de la paire de stations par rapport au nord. Conformément à la convention proposée par Roux et al. (2005a), on appelle A la station située la plus à l'est et B la station la plus à l'ouest de la paire (figure I.3, a et b). On choisit de corréler le signal enregistré par la station B avec celui enregistré par la station A : c'est à dire que l'on définit la fonction de corrélation entre les capteurs A et B par $C_{AB}(t) = u_B(t) \bar{*} u_A(t)$ avec u_A et u_B les déplacements du sol enregistrés par les capteurs A et B respectivement. Ce choix importe car l'opération de corrélation n'est pas commutative (équation [I.1]). Grâce à ces choix et conformément aux travaux de Stehly et al. (2006, 2007), toutes les sources de bruit situées du côté de la station B (sources rouges, figure I.3.a) affectent la partie positive de la fonction de corrélation (figure I.3.c, partie rouge du corrélogramme). Inversement, la partie acausale résulte de toutes les sources de bruit qui sont situées du côté de la station A (figure I.3.a, sources vertes et partie verte du corrélogramme).

Dans l'hypothèse d'une distribution uniforme des sources de bruit et si on corréle une durée d'enregistrement suffisamment longue, la fonction de Green du milieu émerge à la fois sur la partie causale et la partie acausale du corrélogramme (e.g. Roux et al., 2005a). La partie causale tend vers la fonction de Green émise au point B et enregistrée au point A (source rouge, figure I.3.b). Inversement, la partie acausale converge vers la fonction de Green émise au point A et enregistrée au point B (source verte, figure I.3.b). Les parties causales et acausales sont deux estimations différentes de la même fonction de Green et on s'attend théoriquement à une symétrie des fonctions de corrélation.

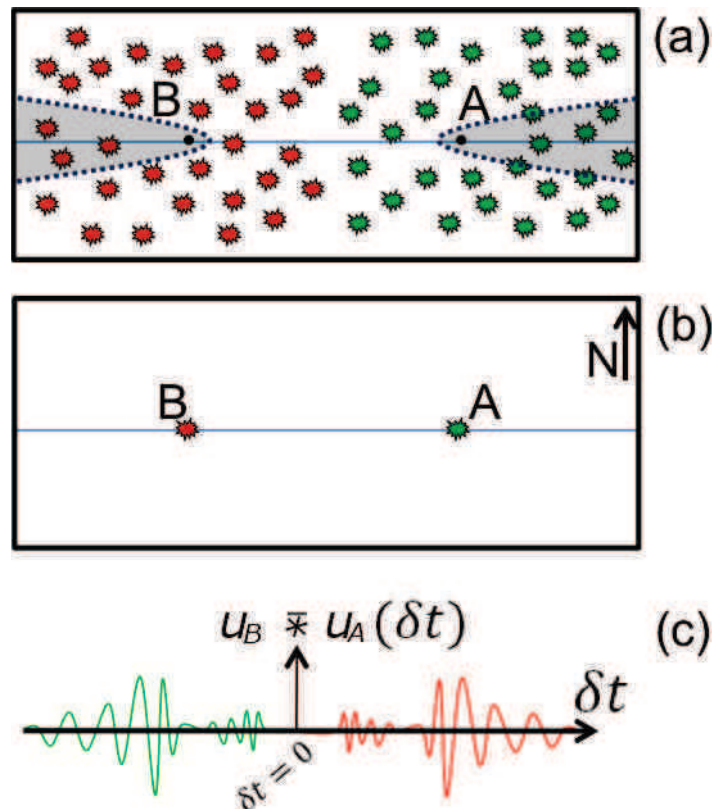


Figure I.3 : Représentation schématique d'une paire orientée de stations (AB) et de la fonction de corrélation résultante. (a) Paire de stations orientée. Les étoiles représentent des sources de bruit ponctuelles distribuées uniformément dans le plan horizontal. Les zones grisées correspondent aux zones de Fresnel de la fonction de corrélation. (b) Représentation équivalente du problème : Les capteurs A et B se comportent comme des sources impulsionnelles éclairant le milieu inter-station. (c) Fonction de corrélation obtenue entre les capteurs A et B. u_A désigne les déplacements du sol enregistrés à la station A et causés par l'ensemble des sources de bruit (sources vertes et rouges en (a)) ; u_B désigne le signal enregistré au point B, $u_A \bar{*} u_B(\delta t)$ désigne la corrélation temporelle des deux enregistrements (équation [I.1]).

La fonction de Green inclut des ondes de volume (ondes de compression et de cisaillement qui évoluent dans un espace à 3 dimensions), les ondes de surface (ondes de Love et de Rayleigh qui se propagent dans le plan horizontal et affectent une couche plus ou moins épaisse selon la fréquence), et la coda composée des ondes réfléchies et diffractées sur les hétérogénéités du sous sol. La détermination de cette fonction permet de caractériser le milieu qui sépare les deux capteurs (vitesse des ondes et présence d'hétérogénéités, ...). La reconstruction de la fonction de Green par corrélation peut être appliquée aux champs d'onde diffusifs proprement dits, ou aux champs complexes créés par la superposition d'ondes balistiques issues de sources distribuées uniformément.

I.1.2.1.b Mise en évidence sur données réelles

La figure I.4 montre la fonction de corrélation obtenue sur la paire de stations FOR-LAMP du réseau permanent de Soultz-sous-Forêts. Les enregistrements de bruit obtenus sur les composantes verticales de ces stations entre août 2009 et septembre 2014 sont découpés en séquences temporelles de 1 heure. Des prétraitements sont appliqués aux enregistrements de bruit brut dont une déconvolution de la réponse

instrumentale et une phase d'uniformisation du contenu spectral (voir par exemple Bensen et al., 2007. Le détail des traitements appliqués au bruit est présenté dans le chapitre II). Les séquences de 1 heure sont corrélées 2 à 2 et sommées sur l'ensemble de la période de temps. Dans cet exemple (figure I.4), la fonction de corrélation résultante est filtrée entre 0.5 et 5s de période.

On distingue deux arrivées situées de part et d'autre du temps 0 de la fonction de corrélation. Ces deux arrivées résultent des champs d'ondes qui ont été enregistrés de façon cohérente par les stations FOR et LAMP sur la période août 2009 à septembre 2014. Elles donnent une estimation de la fonction de Green entre les stations FOR et LAMP. La symétrie imparfaite de cette fonction de corrélation est interprétée par une distribution non-uniforme des sources de bruit autour des deux stations (Stehly et al., 2006).

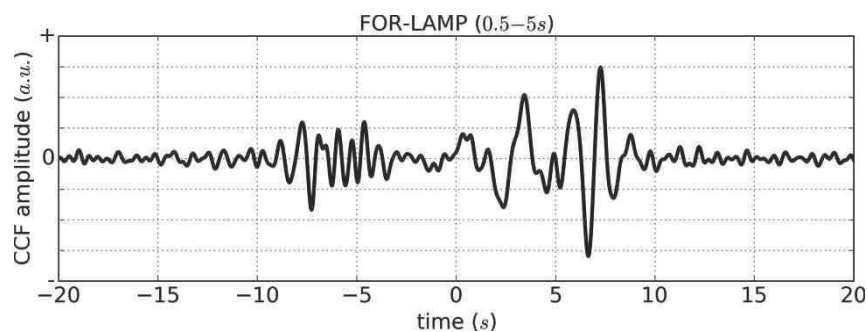


Figure I.4 : Fonction de corrélation obtenue pour la paire de stations FOR-LAMP du réseau permanent de Soultz-sous-Forêts. Cette fonction est obtenue par corrélation des enregistrements de bruit sur les composantes verticales des capteurs entre août 2009 et octobre 2014. Elle est filtrée entre 0.5 et 5s de période. L'amplitude est représentée en unités arbitraires.

I.1.2.2 Le bruit vu comme une superposition de champs d'ondes diffusifs et balistiques

I.1.2.2.a Corrélation de champs d'onde diffusifs

Un champ d'onde diffusif est un régime de propagation des ondes que l'on observe dans les milieux hétérogènes complexes. A l'échelle microscopique, la propagation des ondes suit les lois de l'élastodynamique. En revanche, le comportement macroscopique de ces champs peut être approché par l'équation de la diffusion (e.g. Tourin et al., 2000; Pacheco et Snieder, 2005; Paul et al., 2005; Sánchez-Sesma et al., 2008). Cette caractéristique des champs diffusifs provient du phénomène de diffraction multiple : lorsque une onde élastique rencontre un point diffractant (c'est à dire, une variation locale des paramètres élastiques), elle est déviée et des conversions entre ondes de compression (P) et ondes de cisaillement (SV et SH) s'opèrent (Aki, 1992). Les ondes déviées sont renvoyées vers d'autres points diffractants et le phénomène se répète en chaîne (figure I.5). Ce processus conduit à une uniformisation spatiale des ondes qui éclairent l'ensemble du milieu. Par ailleurs, les multiples conversions mènent à un état dit d'équipartition dans lequel tous les modes de propagation (c'est à dire toutes les directions possible de polarisation : P, SV, SH) sont représentés de façon

statistiquement équitable. Ceci se traduit par une stabilisation du rapport de l'énergie des ondes S et P (Weaver, 1982; Weaver, 1985; Ryzhik et al., 1996).

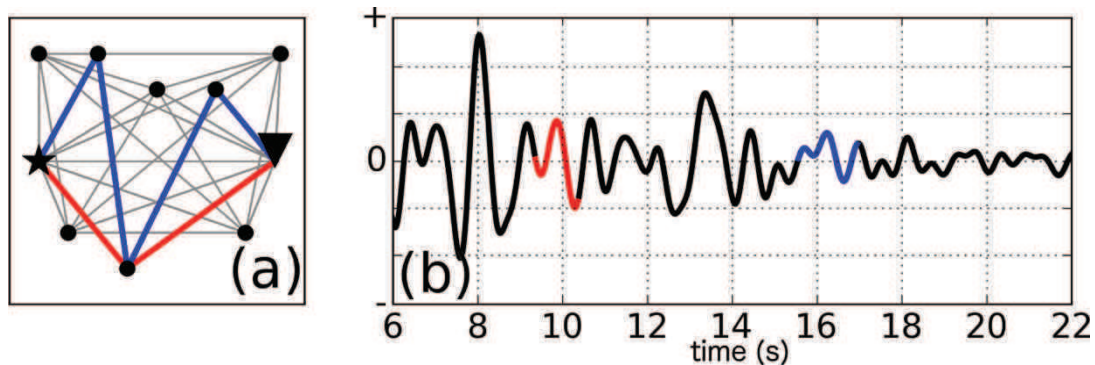


Figure 1.5 : (a) Représentation schématique de la diffraction des ondes sur les hétérogénéités du sol (points). Les traits représentent les différents trajets des ondes émises par la source (étoile) et enregistrées par le récepteur (triangle). Les trajets rouge et bleu représentent la diffraction simple et multiple des ondes respectivement. (b) Signal hypothétique enregistré par le récepteur, les trajets rouge et bleu affectent des portions différentes de la coda.

En sismologie, on observe des champs d'onde diffusifs dans la coda des séismes (Shapiro et al., 2000; Hennino et al., 2001; Paul et al., 2005; Campillo, 2006). En effet, cette partie tardive du sismogramme résulte de la diffraction multiple des ondes sur les hétérogénéités de la lithosphère (Aki, 1980). Contrairement aux arrivées directes, la phase de ce signal semble aléatoire et ne peut être interprétée directement. Néanmoins, la coda présente des caractéristiques qui sont indépendantes de la source : (1) la décroissance temporelle de l'enveloppe de la coda ne dépend pas de la localisation de la source par rapport à la station (Aki et Chouet, 1975) et (2) le rapport des énergies S sur P se stabilise après une courte durée nécessaire à l'uniformisation des champs d'ondes (Campillo et al., 1999; Margerin et al., 2000).

Ces deux propriétés sont intéressantes pour la caractérisation du milieu dans le voisinage de la station. Grâce à l'uniformisation spatiale des ondes, une seule source (séisme) suffit à illuminer l'ensemble du milieu et à exciter tous les modes de propagation possibles, indépendamment de la localisation et de la nature de la source. Ces champs sont par ailleurs répétables dans le sens où la même source produira le même signal pour le même milieu. Cette dernière propriété est utilisée pour identifier des variations temporelles du milieu qui se sont produites entre deux séismes similaires (Poupinet et al., 1984).

La corrélation d'un champ diffusif enregistré par une paire de capteurs distincts permet de déterminer la fonction de Green entre ces capteurs. Ce processus a d'abord été démontré en laboratoire (Lobkis et Weaver, 2001; Derode et al., 2003a; Larose et al., 2007). Dans ces études, un champ diffusif est émis depuis une source quelconque placée à la surface d'un échantillon. Le champ d'onde est enregistré par deux capteurs et la corrélation de ces enregistrements reproduit très fidèlement le signal qu'enregistre l'un des capteurs quand une source impulsionnelle est placée au niveau de l'autre (incluant

non seulement les trajets directs des ondes mais aussi les réflexions multiples sur les bords de l'échantillon). La connaissance de la source du champ diffusif n'est pas nécessaire et les capteurs peuvent être disposés en tout point de l'échantillon.

Cette utilisation des champs diffusifs n'est pas limitée au cas des systèmes clos (échantillon ou objet de dimensions finies) mais est également applicable aux systèmes ouverts, c'est à dire limités par des frontières infinies ou absorbantes (Derode et al., 2003b). Il a été démontré que la corrélation de la coda des séismes enregistrés par deux stations sismologiques placées en surface permet de reconstruire les multiples composantes de la fonction de Green (tenseur de Green) entre ces stations (Campillo et Paul, 2003; Paul et al., 2005). Dans ces études, la fonction de corrélation est calculée pour la coda de nombreux séismes et la fonction de Green est obtenue en moyennant ces fonctions de corrélation.

1.1.2.2.b Extensions aux champs d'ondes balistiques

En l'absence de champs d'onde diffusifs, la fonction de Green peut également s'obtenir en corrélant le bruit ambiant enregistré par deux récepteurs. Ce résultat a été mis en évidence dans le domaine de l'acoustique à l'aide d'un bruit ambiant généré par les fluctuations thermiques d'un bloc de métal (Weaver et Lobkis, 2001). En sismologie également, le bruit de fond permet de reconstruire efficacement la fonction de Green entre deux stations (Shapiro et Campillo, 2004). Ici, la totalité du signal enregistré par deux capteurs est utilisée. La fonction de corrélation inter-station est calculée par séquences temporelles sur de longues durées (de plusieurs jours à plusieurs années) et ne se limite pas à la coda des séismes.

Bien que le bruit de fond ne soit pas nécessairement assimilable à un champ diffusif, la fonction de corrélation obtenue à partir du bruit enregistré dans la gamme de période micro-sismique converge clairement vers la fonction de Green. L'émergence de la fonction de Green est d'autant plus précise que la fonction de corrélation est moyennée sur une durée importante (voir par exemple Bensen et al., 2007).

Ici, l'émergence de la fonction de Green est due au fait que le bruit ambiant résulte de la superposition d'événements ponctuels indépendants (sources non-corrélées) dont la distribution spatiale tend à s'uniformiser si le bruit est enregistré sur une durée suffisamment longue. L'hypothèse de diffusion des ondes excitées par chaque source individuelle n'est pas nécessaire si la distribution de ces sources est uniforme (Roux et al., 2005a). Ainsi, les champs d'onde « balistiques » observés sur le long terme tendent à reproduire les caractéristiques d'un champ diffusif en ce qui concerne l'illumination des structures. Ils permettent de déterminer la fonction de Green entre deux capteurs.

I.1.2.2.c Réconciliation des deux représentations

Nous avons vu précédemment que la fonction de corrélation entre deux capteurs tend vers la fonction de Green dans le cas (1) d'un champ d'onde diffusif ou (2) d'un champ uniforme d'ondes balistiques observé sur le long terme.

Une explication théorique de ce processus est proposée par Snieder (2004) et Roux et al. (2005a). Ces deux études représentent le bruit comme la superposition d'ondes balistiques émises par de nombreuses sources ponctuelles non-corrélées (sources « primaires », voir le point S1 sur la figure I.6). La présence de points diffractants dans le milieu est compatible avec cette représentation théorique du bruit. En effet, ces points se comportent comme des sources « secondaires » qui reçoivent de l'énergie issue d'autres sources et la réémettent en direction des stations (voir le point S2 sur la figure I.6). Les sources primaires et secondaires sont équivalentes du point de vue de la méthode de corrélation. Les deux études théoriques donnent une expression de la fonction de corrélation en sommant les effets de toutes les sources du milieu (sources primaires et secondaires confondues). Si la distribution spatiale de ces sources est uniforme, alors la fonction de corrélation obtenue s'apparente à la fonction de Green du milieu.

Du point de vue théorique, un champ d'onde balistique peut être vu comme un ensemble de champs d'onde émis par des sources « primaires » individuelles éclairant les stations à tour de rôle. Un champ d'onde diffusif peut être représenté comme une superposition d'ondes réfléchies (« émises ») par des points diffractants (ou sources « secondaires »). Pour les champs diffusifs, l'énergie est apportée au système par quelques sources « primaire » et est ensuite redistribuée spatialement grâce aux sources « secondaires ».

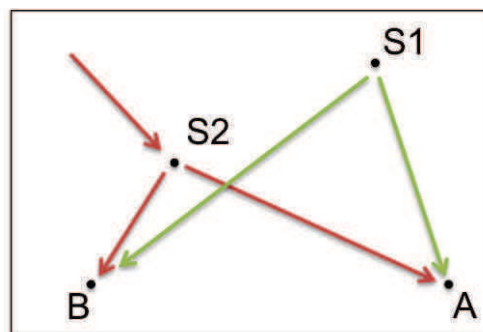


Figure I.6 : Eclairage d'une paire de station AB par une source de bruit « primaire » S1 ou par un point diffractant S2 (source « secondaire »).

Grâce à une approche expérimentale en laboratoire, Colombi et al. (2014) comparent les méthodes de corrélation de champs diffusifs et balistiques. Le champ d'onde balistique est créé à l'aide de sources ponctuelles placées à la surface d'une plaque et allumées à tour de rôle. Le champ diffusif, quant à lui, est généré par une source unique qui projette un jet d'air comprimé à la surface de la plaque (e.g. Larose et al., 2007). Cette étude montre que la fonction de Green peut effectivement être obtenue

dans les deux cas. Cependant, elle est plus efficacement reconstruite dans le cas d'un champ diffusif. La corrélation de champs balistiques requiert de moyenniser un grand nombre de sources dont la distribution spatiale doit être uniforme conformément aux prédictions théoriques.

Le bruit de fond sismologique résulte probablement d'une combinaison de champs d'ondes diffusifs et d'ondes balistiques excités par des sources ponctuelles (microséismes). La proportion relative de ces deux régimes de propagation dépend du caractère « diffusant » d'un milieu. Ce dernier est très variable selon la densité des hétérogénéités et leur dimension par rapport à la longueur d'onde étudiée. Snieder (2004) indique que la propriété d'équipartition des modes de propagation qui caractérise les champs diffusifs n'est pas une condition nécessaire à la reconstruction de la fonction de Green. Par contre, l'hypothèse d'uniformité spatiale des champs d'onde doit être vérifiée.

I.1.2.3 Contributions des sources de bruit

I.1.2.3.a Emergence de la fonction de Green en condition de bruit uniforme

Une modélisation numérique simpliste permet de comprendre l'impact relatif des différentes sources de bruit sur la fonction de corrélation et quel est le lien entre la fonction de corrélation et la fonction de Green (figure I.7). Pour cela, on dispose deux stations A et B séparées d'une distance $2a = 10\text{km}$ et on suppose que le milieu est homogène avec une vitesse de phase $c=1\text{km/s}$ (figure I.7.a). On dispose également des sources ponctuelles sur un cercle centré sur les stations et de rayon grand devant la distance inter-station. Les sources émettent à tour de rôle une impulsion de Dirac au temps origine filtrée autour de la fréquence $\nu_0 = 0.4\text{Hz}$. Les signaux reçus par les stations pour une source S sont des ondelettes de fréquence centrale 0.4Hz (figure I.7.b). L'inter-corrélation de ces ondelettes est également une ondelette qui n'est pas centrée sur le temps 0 de la corrélation, mais qui est décalée selon la position de la source par rapport au stations (figure I.7.c, chaque ondelette de couleur résulte d'une source différente). Ces ondelettes représentent les contributions de chaque source à la fonction de corrélation A-B. La somme de toutes ces contributions donne la fonction de corrélation moyenne observée entre A et B (figure I.7.d, courbe bleue). On constate que les effets de certaines sources s'annulent mutuellement (ondelettes jaunes, grises et bleu clair). Seules les sources situées à proximité de l'axe A-B contribuent favorablement à la fonction de corrélation. Ces zones d'interférence constructive (régions grisées sur la figure I.7.a) sont appelées zones de Fresnel et leur largeur varie comme le rapport de la longueur d'onde (ici $\lambda = c / \nu_0 = 2.5\text{km}$) sur la distance inter-capteur (ici $2a = 10\text{km}$) (Roux et al., 2004; Snieder, 2004; Larose, 2005; Froment et al., 2010).

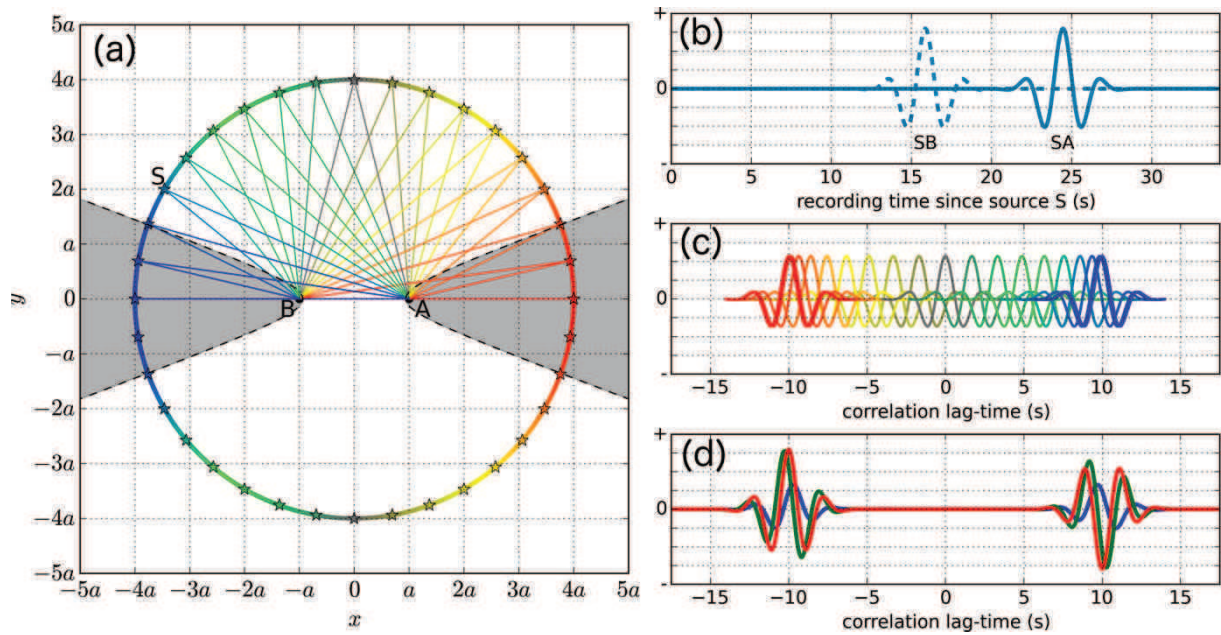


Figure I.7 : Modélisation des contributions de sources pour la détermination de la fonction de Green entre deux stations. (a) : position relative des stations A et B et des sources de bruit (étoiles, le point S représente l'une d'elles). Le code de couleurs permet de repérer les sources par rapport à la paire de stations A-B (cercle coloré). Les segments colorés représentent le trajet des ondes depuis une source vers les récepteurs. Les zones grisées correspondent aux zones de Fresnel. Les sources émettent une impulsion de Dirac en temps filtrée au voisinage de la fréquence 0.4Hz, la vitesse du milieu est supposée homogène (1km/s) et la distance inter-station est fixée à $2a = 10\text{km}$: l'arrivée directe de la fonction de Green est attendue à $t=10\text{s}$ pour la partie causale de la fonction de corrélation et $t=-10\text{s}$ pour la partie acausale. (b) Sismogrammes enregistrés par les stations A (courbe pleine) et B (courbe pointillée). SA et SB désignent les arrivées issues de la source marquée S sur le graphe (a). (c) : impact des différentes sources de bruit sur la fonction de corrélation selon leurs position par rapports aux stations A et B (voir le code couleur). Les sources situées dans les zones de Fresnel affectent la fonction de corrélation à proximité des temps $t=\pm 10\text{s}$ et se somment constructivement. (d) : La courbe bleue s'obtient en sommant toutes les contributions de sources du graphe (c), elle correspond à la fonction de corrélation brute obtenue entre A et B. La fonction verte est la dérivée de la fonction bleue. La fonction rouge est une version déphasée de la fonction verte et contient la fonction de Green recherchée (le déphasage est appliqué en multipliant le signal analytique par $e^{i\pi/4}$).

La fonction de corrélation brute (figure I.7.d, fonction de corrélation bleue) montre une arrivée au temps $t=10\text{s}$ et $t=-10\text{s}$ qui correspond au temps attendu pour les arrivées directes de la fonction de Green ($\pm 2a/c$). Cependant, elle ne reproduit pas parfaitement la forme de la fonction de Green (à savoir une forme de chapeau mexicain montrée sur la figure I.7.b). Sa dérivée temporelle, en revanche, s'approche beaucoup plus de la forme attendue (figure I.7.d, fonction de corrélation verte). Cette nécessité de dériver la fonction de corrélation peut s'interpréter par le fait que l'opération de corrélation implique une intégration temporelle (voir équation [I.1]) qui doit être corrigée (Snieder, 2004). Pour obtenir la véritable fonction de Green du milieu, il est encore nécessaire d'appliquer une correction de la phase d'une valeur de $\pi/4$ (figure I.7.d fonction de corrélation rouge ; voir par exemple Bensen et al. 2007 ; Lin et al., 2008). Ici cette correction est appliquée en multipliant le signal analytique par $e^{i\pi/4}$.

La correction de phase n'est pas nécessaire si on s'intéresse à l'enveloppe du signal pour la détermination d'une vitesse de groupe (voir le chapitre III pour la description des méthodes de détermination d'une vitesse de phase et de groupe). La fonction obtenue (figure I.7.d, fonction de corrélation rouge) est une fonction antisymétrique dont la partie causale est la fonction de Green émise au point B et reçue au point A (l'amplitude de la partie causale est inversée du fait de la dérivation, Roux et al., 2005). La partie négative de la corrélation correspond à la fonction de Green émise au point A et reçue au point B et est renversée temporellement (Derode et al., 2003b; Paul et al., 2005).

Cet exemple illustre le rôle d'une distribution uniforme des sources dans la reconstruction de la fonction de Green. Les sources situées en dehors des zones de Fresnel ne sont pas directement impliquées dans l'émergence des arrivées directes de la fonction de Green; cependant, elles doivent toutes apporter la même quantité d'énergie au système pour que leurs effets s'annulent.

I.1.2.3.b Cas d'une distribution non uniforme des sources

i Mise en évidence sur données synthétiques

Dans la réalité, la distribution spatiale des sources de bruit n'est jamais parfaitement uniforme. Elle varie avec la fréquence et le lieu selon (1) la nature des processus qui génèrent le bruit (microséismes, vent, activité humaine, ...) et (2) le caractère diffusant du sol qui tend à uniformiser les champs d'onde. L'effet d'une distribution hétérogène des sources est illustré sur la figure I.8 où on reproduit la modélisation précédente en introduisant des sources de bruit dominantes (figure I.8.a étoiles de tailles variables bleues, jaunes et rouges).

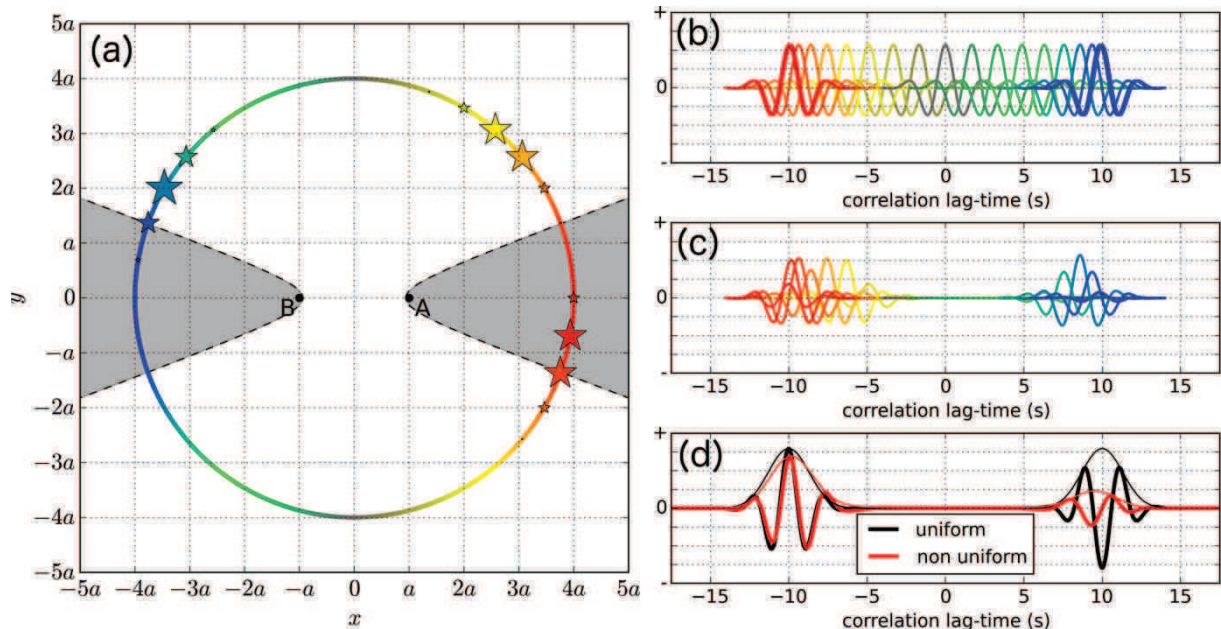


Figure I.8 : Modélisation de la fonction de corrélation dans le cas d'une distribution non-uniforme des sources de bruit. (a) Distribution azimutale non-uniforme des sources, la taille des étoiles est proportionnelle à leur énergie. Le code de couleurs permet de repérer les sources par rapport à la paire de stations A-B (cercle coloré). (b) Contributions des sources de bruit à la fonction de corrélation dans le cas d'une distribution

uniforme des sources de bruit. (c) contributions des sources de bruit pondérées par leur énergie. (d) Fonctions de corrélation synthétiques obtenues de la même façon que pour la figure I.7 dans le cas d'une distribution uniforme (fonction de corrélation noire) et non-uniforme (fonction de corrélation rouge). Les traits noir et rouge fins correspondent à l'enveloppe des fonctions de corrélation.

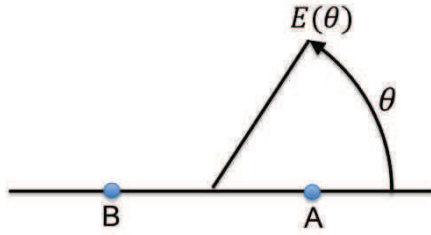
Cette modélisation simpliste montre que la reconstruction de la fonction de Green du milieu est altérée par la non-uniformité des sources de bruit (figure I.8.d la fonction de corrélation rouge est différente de la fonction de corrélation noire et ne reproduit pas la forme de la fonction de Green attendue). Sur la partie causale, on remarque que l'amplitude, l'enveloppe et la phase du signal sont faussées par la distribution hétérogène des sources. Sur la partie acausale, ces effets sont plus faibles car il y a plus de sources du côté de la station A : toutes les sources rouge-orange-jaune sont représentées (figures I.8.a et I.8.c) et on approche donc le cas d'une distribution uniforme pour la partie acausale.

Dans la littérature, on trouve plusieurs études consacrées à l'influence d'une distribution hétérogène des sources de bruit sur la reconstruction de la fonction de Green.

ii Les effets causés par une distribution hétérogène des sources

Les effets d'une distribution hétérogène des sources décrits dans la littérature sont les suivants :

- Les amplitudes - causales et acausales - de la fonction de corrélation sont différentes (Paul et al., 2005; Stehly et al., 2006). Cette asymétrie d'amplitude s'explique par le fait que les sources situées de chaque côté de la paire de stations n'apportent pas la même quantité d'énergie. Si les temps d'arrivée des parties causale et acausale sont similaires, l'asymétrie d'amplitude n'affecte pas les mesures de vitesse entre les stations et peut être ignorée.
- L'enveloppe du signal (i.e. le module du signal analytique) est potentiellement décalée dans le temps ce qui induit une erreur sur l'estimation de la vitesse de groupe entre les stations (voir chapitre III, section III.2.3.2 concernant la détermination d'une vitesse de groupe). Le biais de vitesse varie avec l'orientation de la paire de station par rapport aux sources de bruit dominantes (Pedersen et Krüger, 2007).
- La phase de la fonction de corrélation est également faussée, et ceci se traduit par un biais sur l'estimation des vitesses de phase. L'erreur commise dépend non seulement de l'orientation de la paire de station par rapport aux sources de bruit dominantes, mais aussi de la distance inter-station et de la longueur d'onde du bruit. Une formule permettant de prédire le biais de phase causé par une distribution hétérogène des sources est proposée par (Weaver et al., 2009; Froment et al., 2010). Selon la convention de signe utilisée ici, elle s'écrit :



$$\begin{cases} \delta t_{\text{acausal}}(t) \approx \frac{E''(0)}{2t\omega^2 E(0)} \\ \delta t_{\text{causal}}(t) \approx \frac{E''(180)}{2t\omega^2 E(180)} \end{cases} \quad [I.2]$$

Figure I.9 : géométrie du problème. θ est la coordonnées polaire d'une source de bruit dans le plan horizontal et dans le référentiel de la paire de station AB. $E(\theta)$ est la distribution azimutale de l'énergie des sources de bruit.

où δt_{causal} (resp. $\delta t_{\text{acausal}}$) est le biais temporel induit par une distribution hétérogène des sources sur la phase de la partie causale (resp. acausal) de la fonction de corrélation. Un délai positif correspond à une sous-estimation du temps de trajet de l'onde et donc une surestimation de sa vitesse. $E(\theta)$ est une fonction qui décrit la distribution azimutale de l'énergie des sources de bruit par rapport à la paire de station, E'' est sa dérivée seconde. $E(0)$ et $E(180)$ désignent le comportement de la fonction E dans un petit voisinage de l'axe inter-stations. ω est la pulsation et t est le temps de la corrélation.

L'équation [I.2] est difficile à appliquer dans le cas de données réelles car elle implique une connaissance très précise de la distribution azimutale des sources de bruit et de sa seconde dérivée. Cependant, elle montre que l'erreur commise sur la phase de la fonction de corrélation reste négligeable dans le cas (1) d'une distribution azimutale de sources suffisamment « lisse » et (2) des distances inter-stations grandes par rapport à la longueur d'onde étudiée (Weaver et al., 2009). Au contraire, les effets d'une distribution hétérogène des sources de bruit deviennent prépondérants pour des paires des stations courtes (i.e. pour un temps de trajet t petit) et pour les basses fréquences (ω petit).

I.1.2.4 Domaines d'application de la méthode

La technique de corrélation de bruit est aujourd'hui bien établie et on trouve de très nombreuses études sur ce sujet. En particulier, on trouve des applications de cette méthode à toutes les échelles de distance allant de l'échelle centimétrique en laboratoire où les fréquences utilisées sont de l'ordre du kilo Hertz (Weaver et Lobkis, 2001; Larose et al., 2007; Colombi et al., 2014) jusqu'à l'échelle globale à des période de plusieurs dizaine à centaines de secondes (Poli et al., 2012a; Lin et al., 2013b; Lin et Tsai, 2013; Boué et al., 2013b).

Une majorité des études basées sur la corrélation de bruit concerne l'échelle de distance régionale à continentale et utilise le bruit dans la gamme de période 5-80s (e.g. Shapiro et al., 2005; Shapiro et al., 2006; Yao et al., 2006; Lin et al., 2007; Bensen et al., 2007; Bensen et al., 2008; Yang et al., 2007; Stehly et al., 2009). A ces périodes, l'efficacité de la méthode peut s'expliquer par le fait que le bruit est issu de sources

continues dans le temps suffisamment énergétiques pour être enregistrées de manière cohérente par des capteurs éloignés.

L'application de la méthode à l'échelle locale (c'est à dire pour des distances inter-station de l'ordre de quelques km à plusieurs dizaines de km) requiert d'utiliser le bruit à plus haute fréquence (de quelques dixièmes de Hertz à quelques Hertz). De nombreuses applications ont par exemple été proposées pour l'étude des systèmes volcaniques actifs (e.g. Brenguier, 2007; Brenguier et al., 2008b; Obermann et al., 2013; Rivet et al., 2014; Brenguier et al., 2014; Mordret et al., 2015). On note aussi un intérêt croissant pour l'application de la méthode aux cas des sites souterrains anthropisés tels que les champs pétroliers offshore (Bussat et Kugler, 2011; Mordret et al., 2013a; 2013b; De Ridder et Biondi, 2013; de Ridder et al., 2014), les sites géothermiques (Tibuleac et al., 2009; 2011; 2012; Patlan et al., 2013; Calò et al., 2013; Lehujeur et al., 2015; Obermann et al., 2015; Hillers et al., 2015) ou encore les sites dédiés au stockage de CO₂ (Verdon et al., 2010; Zhang et al., 2014; Kühn et al., 2014; Gassenmeier et al., 2015).

Cependant, à ces hautes fréquences la nature et les caractéristiques du bruit ambiant peuvent varier d'un site à l'autre et une analyse spécifique des caractéristiques du bruit est nécessaire dans chaque situation (Campillo et al., 2011). Cette étude fait l'objet du chapitre II où nous analyserons les caractéristiques spatio-temporelles des sources de bruit et leurs impacts sur la reconstruction et la stabilité temporelle de la fonction de Green.

I.2 Réservoirs géothermiques profonds du fossé rhénan supérieur

La chaleur interne de la Terre provient principalement de la désintégration d'isotopes radioactifs lourds (Uranium, Thorium, Potassium ; Van Schmus, 1995; Dye, 2012). Combiné à la dissipation de la chaleur primitive datant de la formation de la Terre, le flux thermique interne total est estimé à environ 46 térawatts (TW ; Pollack et al., 1993; Jaupart et al., 2007; Davies et Davies, 2010). L'évacuation de cette chaleur par conduction (régime de transfert de chaleur sans transport de matière, dominant dans la lithosphère) et par advection (régime de transfert de chaleur par le déplacement de matière, dominant dans le manteau) est un élément moteur de la dynamique globale.

Dans la lithosphère, le régime de transfert de chaleur dominant est la conduction qui implique que le gradient de température en profondeur est proportionnel et opposé au flux de chaleur. Ce régime est décrit par la loi de Fourier :

$$\vec{J}_{th} = -\lambda \vec{\nabla} T \quad [I.3]$$

avec T le champ de température en Kelvin (K) ; \vec{J}_{th} le vecteur densité surfacique de flux thermique dont le module s'exprime en watts (W) et qui correspond à la quantité de

chaleur échangée par unité de temps, λ représente la conductivité thermique exprimée en $W.m^{-1}.K^{-1}$ et décrit la capacité d'un matériau à laisser passer la chaleur.

La conductivité thermique des roches de la croûte continentale vaut en moyenne $3W.m^{-1}.K^{-1}$ (e.g. Rolandone et al., 2002). Par ailleurs, le flux de chaleur continental moyen est d'environ $60 mW.m^{-2}$ (Jaupart et al., 2007) soit un gradient géothermique continental moyen de $20^{\circ}C/km$ (équation [I.3]).

I.2.1 Le fossé rhénan supérieur

I.2.1.1 Potentiel géothermique du fossé rhénan

Le fossé rhénan supérieur accueille une série d'anomalies géothermiques, comme par exemple les régions de Soultz-sous-Forêts, Rittershoffen (France) ou Landau (Allemagne) (Pribnow et Schellschmidt, 2000). L'anomalie thermique du fossé rhénan compte parmi les plus importantes d'Europe (Genter et al., 2003, figure I.10, gauche). Les températures mesurées atteignent $200^{\circ}C$ à $5km$ de profondeur (e.g. Vidal et al., 2015, figure I.10, droite) soit un gradient géothermique moyen de $40^{\circ}C/km$ et un flux de chaleur moyen de $120mW.m^{-2}$ dans l'hypothèse du régime conductif (équation [I.3]). A grand échelle, ce gradient géothermique élevé est interprété comme un effet de l'amincissement crustal lié au processus de rifting. Cependant, ce processus ne suffit pas à expliquer la distribution spatiale des températures dans les 5 premiers kilomètres de la croûte (Pribnow et Schellschmidt, 2000).

A plus petite échelle, le gradient géothermique peut atteindre jusqu'à $110^{\circ}C/km$ dans le premier kilomètre (e.g. Pribnow et Schellschmidt, 2000; Bailleux, 2012; Vidal et al., 2015; figure I.10, droite) soit un flux thermique atteignant $330mW.m^{-2}$ dans les couches superficielles du fossé rhénan. La conservation du flux de chaleur en surface suggère une forte hétérogénéité spatiale du gradient géothermique en profondeur et une variabilité des régimes de transport de la chaleur. La distribution spatiale des températures est contrôlée par trois mécanismes principaux : (1) une production de chaleur radiogénique hétérogène (e.g. Pribnow et Schellschmidt, 2000); (2) des transferts de chaleur par convection permettant la redistribution de la chaleur - par exemple grâce à la circulation hydrothermale le long des failles quasi-verticales du fossé qui recourent la partie supérieure du socle granitique Hercynien et la couverture sédimentaire Mésozoïque et Cénozoïque - ainsi que (3) des transferts de chaleur par conduction (e.g. Kohl et al., 2000; Bächler et al., 2003; Pribnow et Schellschmidt, 2000; Vidal et al., 2015; Magnenet et al., 2014).

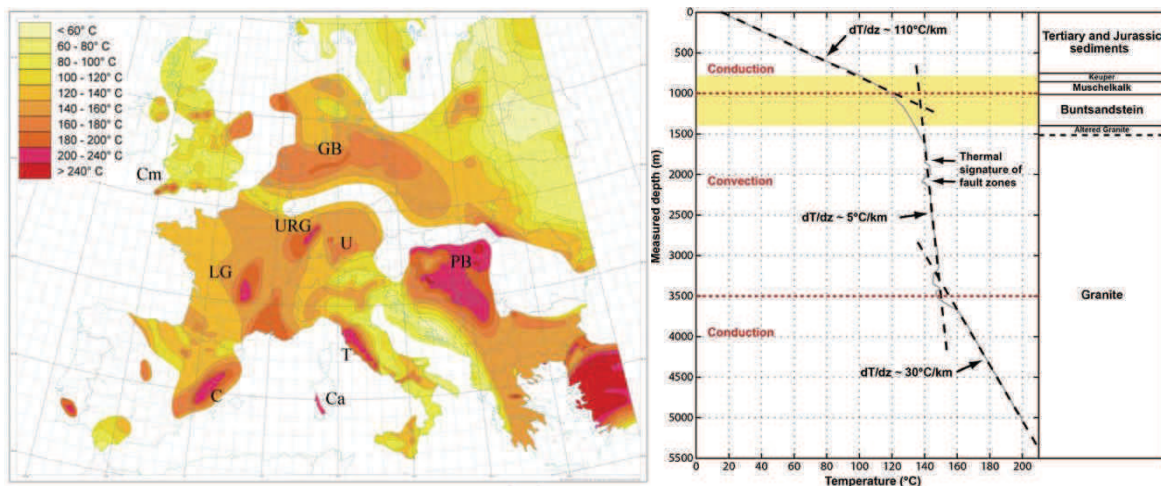


Figure I.10 : (gauche) : Carte des températures à l'échelle de l'Europe extrapolées à 5km de profondeur (tirée de Bailleux, 2012 ; d'après Hurtig et al., 1992 et Genter et al., 2003). (droite) : profil de température mesuré dans le puits GPK2 à Soultz sous Forêts. Le profil est segmenté en 3 parties du fait de la variabilité du régime dominant de transfert de la chaleur. La limite supérieure de la zone de convection (jaune pâle) correspond aux terrains fracturés du Trias (Buntsandstein et Mushelkalk). (tiré de Vidal et al., 2015).

A Soultz-sous-Forêts, il a été établi que la conduction thermique est prépondérante dans le premier kilomètre. Entre 1000 et 3500m de profondeur, les transferts de chaleurs sont principalement dominés par la convection ce qui se traduit par une chute brutale du gradient géothermique à environ $5^{\circ}\text{C}/\text{km}$. Au-delà de 3500m, le régime conductif est de nouveau prépondérant et le gradient géothermique est de l'ordre de $30^{\circ}\text{C}/\text{km}$ (figure I.10, droite).

La partie supérieure des cellules de convection se situe à l'interface socle-sédiments où l'eau géothermale peut circuler à travers un réseau dense de fractures naturelles (Vidal et al., 2015). Cette zone constitue une cible très intéressante pour l'exploitation industrielle de la chaleur. Plusieurs sites géothermiques profonds ont été installés dans le fossé rhénan pour l'exploitation de cette ressource (notamment les sites de Soultz-sous-Forêts, Rittershoffen (France), Bâles (Suisse), Landau, Insheim, ou Bruchsal (Allemagne)) et de nouveaux projets sont actuellement en cours de développement.

I.2.1.2 Formation et contexte tectonique

Le fossé rhénan supérieur constitue la partie centrale du système de rift européen Cénozoïque qui s'étend de la mer Méditerranée jusqu'à la mer du Nord (e.g. Ziegler, 1992; 1994 ; figure I.11). Son ouverture est contemporaine, au sens large, de la collision Alpine et Pyrénéenne. La formation du fossé rhénan résulte d'une succession de phases de déformation associées à une évolution temporelle du champ de contraintes régional entre la fin de l'Eocène ($\sim 35\text{Ma}$) et la fin du Miocène (~ 5 à 10Ma), date à laquelle le régime de contrainte actuel a été mis en place (e.g. Bergerat, 1987; Schumacher, 2002; Edel et al., 2006; Bailleux, 2012; et les références associées). Plusieurs phases de déformation sont généralement distinguées : (1) La déformation du

fossé rhénan a été initiée à la fin de l'Eocène suite à une compression nord-sud qui a induit la réactivation d'un système de faille de dimension crustale datant de la fin de l'ère primaire (permien-carbonifère, ~250 à 300Ma). (2) La phase d'extension principale du fossé rhénan supérieur s'est produite au début de l'Oligocène (~30Ma) selon une direction est-ouest. (3) Au début du Miocène (~20Ma), le champ de contrainte a de nouveau évolué vers une direction NNE-SSO et a induit une réactivation des structures selon un décrochement dextre, une subsidence importante de la partie nord du fossé (fosse de Mannheim-Heidelberg) et du volcanisme (Kaiserstuhl). (4) Depuis la fin du Miocène, le fossé rhénan est caractérisé par une contrainte compressive principale d'axe NO-SE qui tend à réactiver les structures majeures dans un contexte de décrochement dextre.

L'étude du champ de déformation actuel à l'échelle de l'Europe a montré que les régions nord de la France et de l'Allemagne se comportent de façon rigide et qu'aucune déformation de grande ampleur ne se produit à l'échelle du fossé rhénan à $\pm 0.5\text{mm/an}$ (Nocquet et Calais, 2003; 2004). Cependant, l'existence d'une sismicité modérée mais continue indique qu'il existe une activité tectonique dans la région (e.g. Bonjer, 1997; Plenefisch et Bonjer, 1997; Cara et al., 2005). En outre, l'étude paléo-sismique de la région indique que des failles majeures sont toujours actives (Meghraoui et al., 2001).

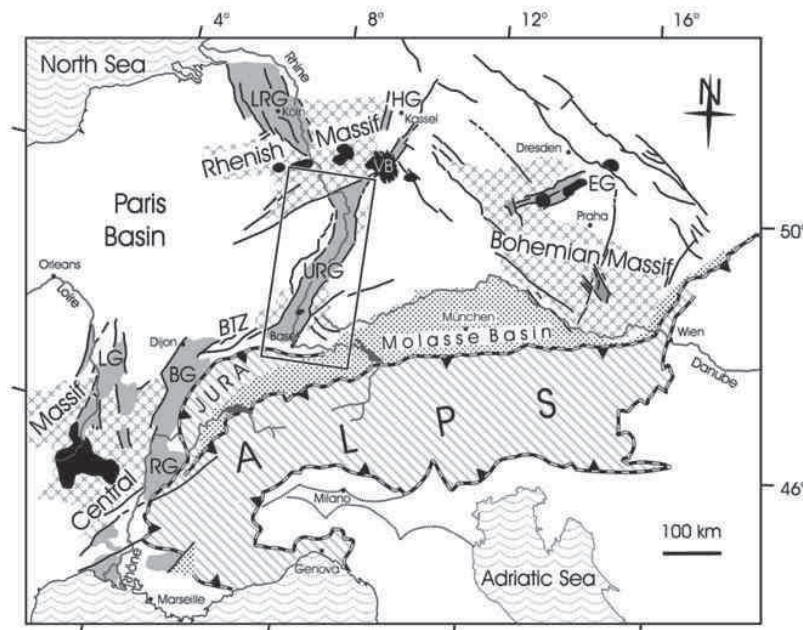


Figure I.11 : Position du fossé rhénan supérieur (URG) dans le système de rift cénozoïque Européen (tiré de Schumacher, 2002). RG : Fossé du Rhône, BG : Fossé bressan, LG : Fossé de la Limagne, URG : Fossé rhénan supérieur, LRG : Fossé rhénan inférieur.

I.2.1.3 Contexte géologique et structural à l'échelle de la zone d'étude

Le sous-sol du fossé rhénan est relativement bien connu grâce à une exploitation historique de ses ressources pétrolières, et notamment, le champ pétrolier de Pechelbronn-Merkwiller situé à proximité de Sultz-sous-Forêts (figure I.12.a). Ceci qui

a permis l'acquisition d'un volume de données important sur le champ de température et la nature des terrains (Haas et Hoffmann, 1929; Pribnow et Schellschmidt, 2000; Pribnow et Schellschmidt, 2000; Genter et al., 2010).

Le projet européen GeORG - mené par le Bureau de Recherches Géologiques et Minières (BRGM, France), les services géologiques des Lands du Bade-Wurtemberg et de Rhénanie-Palatinat (Allemagne), ainsi que l'université de Bâle (Suisse) - propose une base de données numérique consultable publiquement (www.geopotenziale.eu) concernant la structure du sous-sol profond (couches géologiques et failles majeurs des 7 premiers kilomètres de la croûte) et de la distribution des températures dans le fossé rhénan supérieur (projet Georg., 2013).

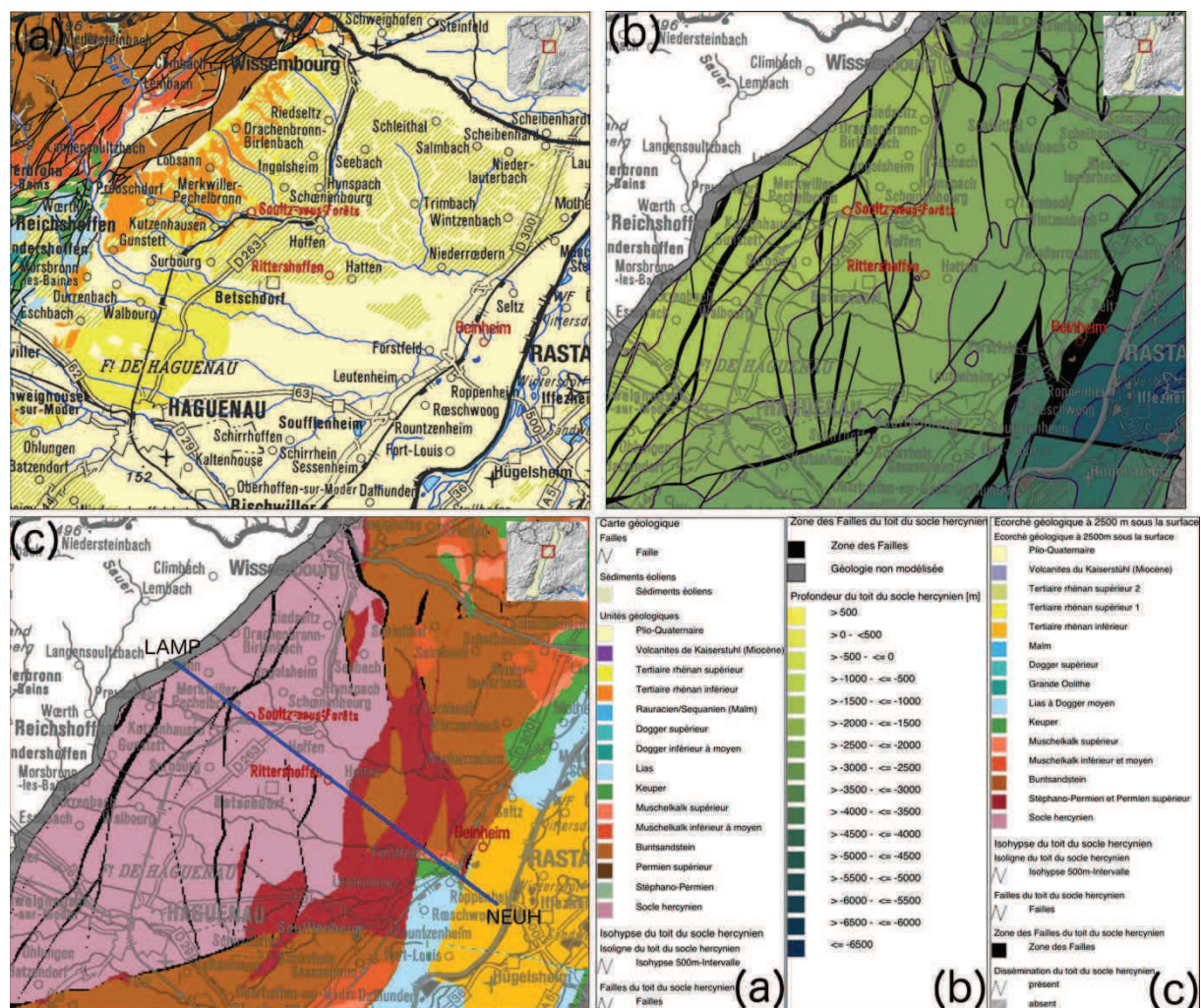


Figure I.12: Carte géologique et cartes structurales de la zone d'étude, extraites à partir du géoportail GeORG (www.geopotenziale.eu, Projet GeORG, 2013). (a) carte géologique; (b) profondeur du socle granitique Hercynien et zone de faille majeur à l'interface socle-sédiment; (c) écorché géologique à 2500m de profondeur. Les sites de Soultz-sous-Forêts, Rittershoffen et Beinheim sont représentés en rouge. La coupe marquée LAMP-NEUH en bleu est représentée sur la figure I.13.

Les figures I.12 et I.13 présentent des cartes et une coupe tirées de cette base de données à l'échelle de la zone d'étude.

- La figure I.12.a est une carte représentant les unités géologiques de surface. Les sites de Soultz-sous-Forêts et Rittershoffen (marqués en rouge sur ces cartes) sont situés à l'intérieur du fossé où les terrains de surface sont principalement des sédiments quaternaires et des dépôts éoliens. La partie nord-ouest de ces cartes montre la limite est du fossé matérialisée par la faille bordière orientée SSO-NNE (figure I.12.a) et à pendage vers le sud-est (figure I.13, partie gauche de la carte).
- La figure I.12.b représente la profondeur du socle granitique Hercynien sur lequel repose la couverture sédimentaire. Cette interface géologique plonge dans la direction NO-SE avec une pente d'environ 20%. A Soultz-sous-Forêts, le socle est atteint à environ 1.5km contre 2.2 à 2.5km à Rittershoffen. Cette zone est entrecoupée par de nombreuses failles quasi-verticales de grande échelle (figure I.12.b et figure I.13).
- La figure I.12.c représente un écorché géologique à 2.5km de profondeur qui correspond à la profondeur du réservoir géothermique pour le site de Rittershoffen. En raison du pendage des couches vers le sud-est, cette coupe horizontale montre un contraste net entre la partie nord-ouest située dans le socle granitique et la partie sud-est montrant les couches du Permien supérieur (Paléozoïque) et du Trias (Mésozoïque) de la partie profonde du fossé.

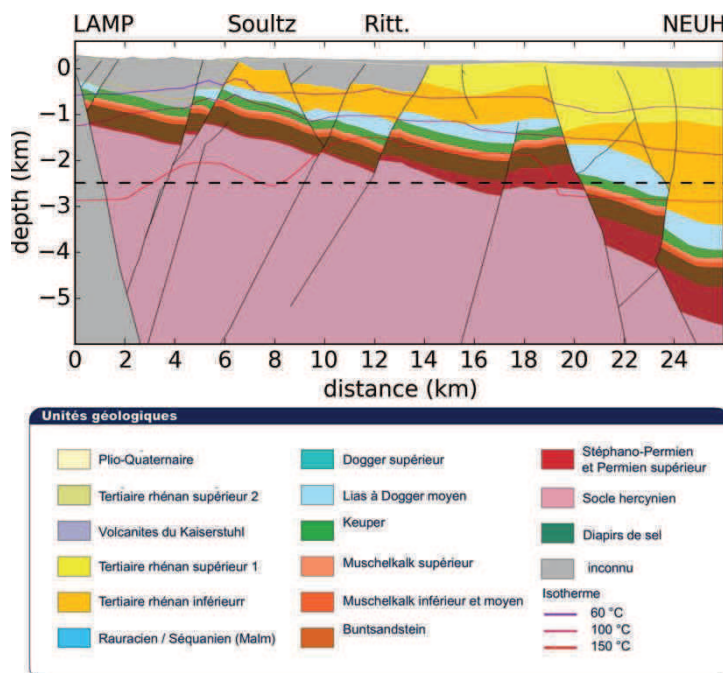


Figure I.13: Coupe géologique selon le profil Lampertsloch (LAMP, nord-ouest) Neuhaeusel (NEUH, sud-est) et passant par les sites de Soultz-sous-Forêts (Soultz) et Rittershoffen (Ritt.). La ligne noire pointillée correspond à la profondeur de l'écorché géologique représenté sur la figure I.12.c.

I.2.2 Les sites géothermiques de Rittershoffen et Soultz-sous-Forêts

Dans cette thèse, on s'intéresse aux sites de Rittershoffen et Soultz-sous-Forêts qui sont répertoriés dans la classe des sites géothermiques profonds à haute énergie non conventionnelle, c'est à dire atteignant des températures comprises entre 150 et 200°C à des profondeurs de l'ordre de 2 à 5km. Ces températures sont compatibles avec la production d'électricité si la perméabilité du sous-sol autorise des débits d'injection et de pompage suffisamment élevés. Dans certains cas, il est nécessaire de développer la perméabilité du réservoir par des opérations de stimulation thermique (injection d'eau à basse température), chimique (injection d'acides permettant de nettoyer les zones de faille) ou hydraulique (injection d'eau sous pression pour ouvrir les failles existantes). On parle de systèmes géothermaux améliorés (EGS pour « Enhanced Geothermal Systems » ; Breede et al., 2013).

Cette catégorie se distingue des sites géothermiques à haute énergie conventionnelle, comme les centrales géothermiques de Bouillante (Guadeloupe) ou Larderello (Italie) situées en zones volcaniques ; et des sites géothermiques de basse (30°C à 150°C) et très basse énergie (températures inférieures à 30°C et profondeurs inférieures à 100m).

I.2.2.1 Le site pilote de Soultz-sous-Forêts

Le site expérimental de Soultz-sous-Forêts a été créé en 1987 (Kappelmeyer et Gerard, 1989). Aujourd'hui, ce site possède 4 puits (GPK1-4) dont 3 atteignent une profondeur d'environ 5km et des températures d'environ 200°C.

Initialement, ce site a été conçu selon le principe d'exploitation sur roche sèche (« Hot Dry Rock », e.g. Brown, 1997; Genter et al., 2003) qui consiste à créer un échangeur thermique dans un milieu où le gradient géothermique est suffisamment élevé. Ce concept présente l'avantage d'être peu dépendant du site et requiert « seulement » la présence de fortes températures à faibles profondeurs. Cependant, l'application de cette technologie implique de créer un réseau de failles artificiel par fracturation hydraulique. Cette méthode est associée à un risque de sismicité induite (e.g. Majer et Peterson, 2007). En outre, elle repose sur la mise en circulation de l'eau selon un circuit fermé pour lequel on doit minimiser les déperditions de fluide dans le sous-sol (Breede et al., 2013). Grâce à l'expérience acquise sur ce site en plus de 20 ans, il a été établi que la technologie dite de système géothermique amélioré (EGS) est plus adaptée au contexte régional : ce concept est basé sur la valorisation d'un système hydrothermal naturel où le fluide géothermal ainsi que le réseau de fissures sont déjà présents. L'exploration et l'exploitation des sites géothermiques de type EGS requièrent une bonne connaissance du sous-sol, c'est à dire du réseau de failles et des processus qui contrôlent la circulation des fluides en profondeur.

Le site de Soultz-sous-Forêts se situe sur une structure en horst (figure I.13). Dans cette zone, la limite entre le socle granitique et la base de la couverture

sédimentaire se situe à environ 1500m de profondeur. L'échangeur thermique, initialement constitué d'un doublet de puits (GPK1 et GPK2) à 3600m de profondeur, a ensuite été approfondi à 5000m et remplacé par un système à 3 puits (GPK2, GPK3 et GPK4). Le développement du réservoir à ces profondeurs a nécessité une phase de stimulation chimique et hydraulique associée à une sismicité induite de magnitude locale maximale $M_l=2.9$ atteinte en juin 2003. Entre 2010 et 2012, la centrale de Soultz-sous-Forêts est entrée dans une phase de production industrielle par conversion de la chaleur (produite à hauteur de 13MWth) en énergie électrique, soit une production brute de 2.2MWe. La stratégie adoptée reposait sur un puits producteur unique (GPK2) et plusieurs puits injecteurs (GPK1-3-4) permettant de minimiser les pressions d'injection et donc la sismicité induite (Genter et al., 2013).

I.2.2.2 Le site industriel de Rittershoffen

Le site de Rittershoffen est situé à 6km au sud-est de Soultz-sous-Forêts (figure I.14, étoiles noires). Ce nouveau projet industriel de géothermie profonde est dirigé par la société ECOGI (Exploitation de la chaleur d'origine géothermale pour l'industrie) créée en 2011. Son objectif est d'alimenter en chaleur la Bioraffinerie de Beinheim (Roquette Frères) située à 15km à l'est de la centrale de Rittershoffen (figure I.14). Contrairement au site de Soultz-sous-Forêts, la chaleur produite ne sera pas convertie en électricité. La puissance visée s'élève à 24 MWth soit environ $\frac{1}{4}$ des besoins en chaleur de l'usine (Maurer, 2013; Baujard, 2015).

Le doublet de puits GRT1 et GRT2 (forés respectivement fin 2012 et début 2014) atteint l'interface socle-sédiment. A Rittershoffen, cette zone est située entre 2.5 et 3km de profondeur. Le système de failles ciblé recoupe la partie superficielle du socle granitique et les terrains altérés du Trias (Muschelkalk et Buntsandstein). Ce doublet de puits permettra d'établir une boucle de circulation du fluide géothermique. En surface, un échangeur transmettra la chaleur à une seconde boucle de circulation indépendante qui l'acheminera jusqu'au site de Beinheim par une tuilière calorifugée.

Pour le premier puits (GRT1), les températures mesurées atteignent plus de 160°C ce qui correspond aux attentes du projet. Au printemps 2013, une stimulation de ce puits a été menée afin d'améliorer les débits d'injection et de pompage (Baujard et al., 2015). Cette opération incluait (1) une phase de stimulation thermique par injection d'eau à basse température (avril, 2013); (2) une phase de stimulation chimique pour « nettoyer » les zones de fractures à l'aide d'un acide alimentaire respectueux de l'environnement injecté dans des régions ciblées du puits (juin 2013) ; et (3), une phase de stimulation hydraulique par injection d'eau sous pression permettant d'ouvrir les failles existantes (27 et 28 juin 2013). Ces stimulations ont induit une faible sismicité (magnitude maximale $M_l=1.6$, non ressentie par la population) suivie en temps réel grâce aux réseaux sismologiques permanents et temporaires disponibles (figure I.14). La plupart des événements sismiques induits par ces opérations se sont produits au moment des injections et une seconde crise sismique a eu lieu 3 jours après la fin des

injections (Maurer, 2013; Boubacar et al., 2015) témoignant d'un possible réarrangement des structures en profondeur.

Dans le cas du puits GRT2, aucune stimulation n'a été nécessaire pour atteindre les débits souhaités.

I.2.3 Enjeux pour la géothermie profonde

Trois des principaux axes de recherche pour le développement de la géothermie profonde sont (1) l'exploration des ressources géothermales profondes, (2) l'étude du comportement des réservoirs géothermiques naturels et (3) l'exploitation des ressources géothermiques. Ces thématiques font partie du projet de recherche conduit par le laboratoire d'excellence (LABEX) G-EAU-THERMIE PROFONDE.

Dans ce cadre, les méthodes géophysiques d'imagerie du sous-sol occupent une place importante. Elles visent à collecter un ensemble d'informations concernant la lithologie, les structures ou le réseau de failles. Les méthodes utilisées pour imager le sous-sol sont la sismique active, pour laquelle les ondes sismiques sont émises par des sources artificielles contrôlées (e.g. des camions vibrateurs), la tomographie basée sur l'étude des séismes induits ou les méthodes potentielles et géodésiques (gravimétrie, magnétotellurique). Les informations apportées par ces méthodes sont importantes pour la caractérisation des ressources disponibles et la planification des projets à venir. Elles sont également utilisées pour comprendre le fonctionnement des systèmes hydrothermaux naturels (par exemple à l'aide de modélisations thermo-hydro-mécaniques du réservoir).

Par ailleurs, nous nous intéressons à l'évolution temporelle du milieu à l'échelle du réservoir. L'objectif étant de déterminer le comportement d'un site en réponse aux activités géothermiques. Les méthodes permettant le suivi du réservoir sont, par exemple, l'étude des événements microsismiques induits, les méthodes potentielles et géodésiques (GNSS, InSAR, nivellement, MT, gravimétrie), ou l'application à 4 dimensions des outils de prospection sismique. D'une part, ces informations sont fondamentales pour la surveillance continue du site et la prévention des risques (sismicité induite et déformations de surface). Elles permettent aux opérateurs d'ajuster les paramètres propres à l'exploitation tels que les débits d'injection et de pompage ou le choix des puits injecteurs et producteurs. D'autre part, ces outils permettront d'étudier l'évolution à long-terme du réservoir géothermique, c'est à dire, le cycle de renouvellement des ressources ou l'impact de l'exploitation sur les systèmes hydrothermaux naturels.

I.3 Données sismologiques

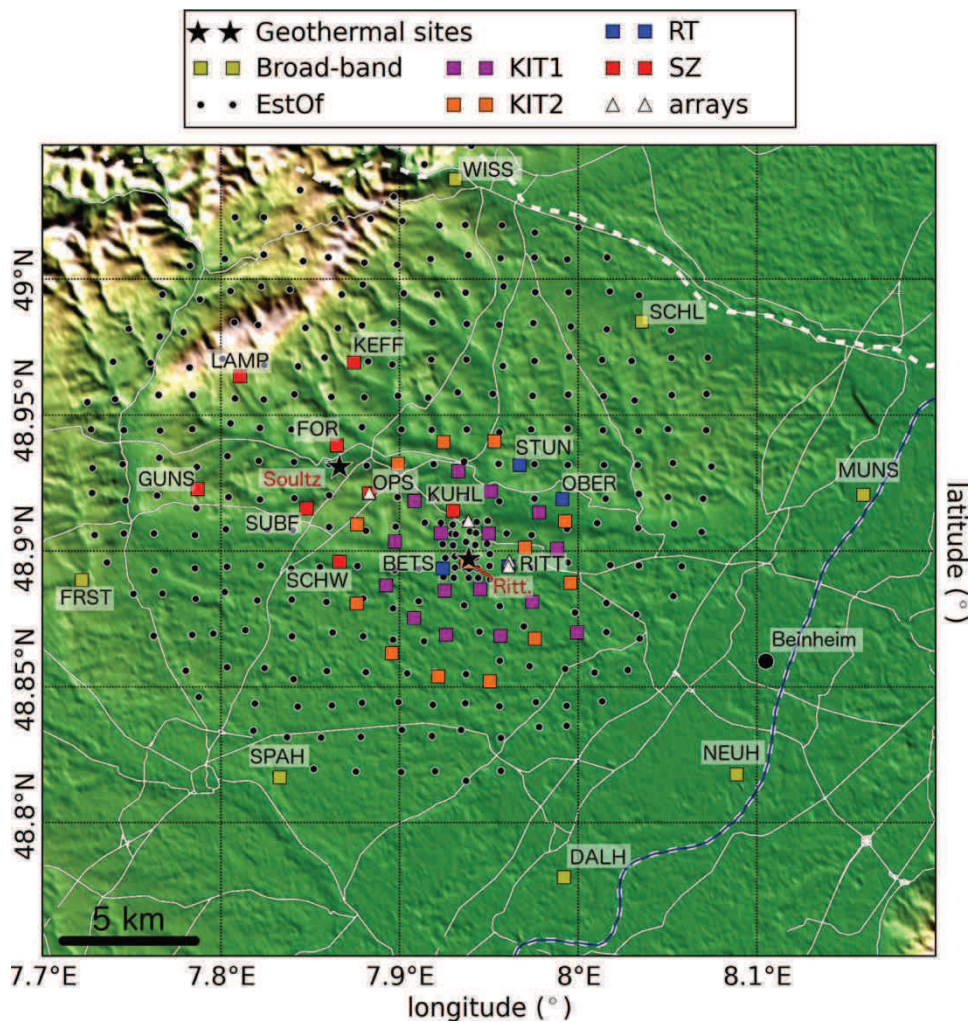


Figure I.14 : Carte de la zone d'étude montrant les sites géothermiques de Sultz-sous-Forêts, Rittershoffen, l'usine de Beinheim destinée à être alimentée en chaleur par le projet de Rittershoffen, et l'ensemble des réseaux disponibles dans la zone depuis août 2009.

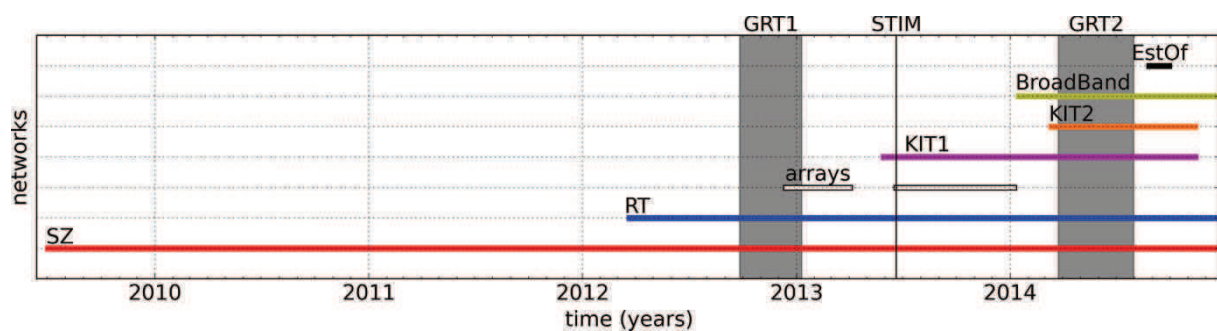


Figure I.15 : Disponibilité temporelle des données pour chaque sous-réseau entre août 2009 et décembre 2015. Les périodes grisées notées GRT1 et GRT2 correspondent aux périodes de forages des puits du site de Rittershoffen. L'indication STIM correspond à la stimulation du puits GRT1.

Plusieurs réseaux sismologiques ont été installés dans la zone d'étude depuis août 2009. Les deux réseaux permanents de Sultz-sous-Forêts (SZ) et Rittershoffen (RT) sont dédiés à la surveillance continue de l'activité micro-sismique associée à

l'exploitation et sont gérés par le consortium COGEOS (Consortium en GEOthermie profonde de Strasbourg entre l'EOST et ES-Géothermie, Maurer et al., 2013).

[1] Le réseau de Soultz-sous-Forêts se compose de 8 stations (figure I.14, carrés rouges), équipées de vélocimètres courtes-périodes (fréquence de coupure 1Hz). 5 d'entre elles sont mono-composante (capteurs L4C) et les 3 autres ont 3 composantes (capteurs L4C-3D). Le système d'acquisition est du type GEOSTAR 15-bit et échantillonne les signaux à 150Hz. Les données sont transmises par radio à un site central où s'effectue la datation absolue des traces. Depuis 2009, ce réseau est géré par le COGEOS bien que son installation soit antérieure à cette date. Dans ce travail, on utilise les données enregistrées en continu depuis le 7 août 2009 (figure I.15).

[2] Le réseau de Rittershoffen comprend 4 stations (figure I.14, carrés bleus) équipées de vélocimètres courtes-périodes (fréquence de coupure 1Hz) à 3 composantes (capteurs L4C-3D). Le système d'acquisition est du type Quanterra Q330S. Entre le 21 mars 2013 (date d'installation du réseau, figure I.15) et le 20 mars 2014, les signaux ont été échantillonnés avec une fréquence de 100Hz. Depuis le 20 mars 2014, les traces sont échantillonnées à 200Hz. Contrairement au réseau de Soultz-sous-Forêts, la synchronisation absolue des sismogrammes est effectuée indépendamment par chaque station du réseau.

Plusieurs réseaux temporaires ont également été installés dans la zone pour compléter le réseau permanent :

[3] Un réseau dense de stations, fourni par le KIT/GFZ, a été installé dans un rayon de 5km autour du site de Rittershoffen pour affiner le suivi du développement du réservoir pendant la période de stimulation des puits GRT1 et GRT2. Ce projet supporté par la société ECOGI s'appuie sur une coopération entre le KIT, l'EOST, ES-Géothermie et le GEIE « Exploitation minière de la chaleur » dans le cadre du projet Labex G-EAU-THERMIE Profonde et du COGEOS (voir Gaucher et al., 2013). Le réseau a été installé en deux temps (notés KIT1 et KIT2 sur les figures I.14 et I.15). Le réseau KIT1 se compose de 16 stations (figure I.14 carrés mauves) équipées de vélocimètres courtes-périodes (fréquence de coupure 1Hz) 3 composantes (capteurs L4C-3D). Le dispositif d'acquisition est du type EarthData PR6-24 (ancienne génération) et le pas d'échantillonnage a été fixé à 300Hz. Le réseau KIT2 se compose de 15 stations supplémentaires du même type (nb : les données acquises par le réseau KIT2 ne sont pas incluses dans ce travail). L'objectif principal de ce réseau était de densifier le réseau permanent pour le suivi en temps réel des opérations de stimulation du puits GRT1 et pour enregistrer le signal sismique associé au forage du puits GRT2 (figure I.15 ; (Gaucher, 2013)). Dans le cadre de ce travail, on bénéficie du fait que le réseau relativement dense KIT1 ait été maintenu en continu pendant près d'un an permettant l'acquisition du bruit ambiant pendant cette période. A l'avenir, les données du réseau KIT2 pourront être également être utilisées pour l'application des méthodes de corrélation de bruit.

[4] Le réseau noté « broad-band » sur la figure I.14 est financé par le COGEOS et déployé par l'EOST (principalement par moi-même, dans le cadre spécifique de cette thèse). Il se compose de 15 vélocimètres large-bande (période de coupure 120s) à 3 composantes (capteurs Trillium-Compacts). L'acquisition est du type Taurus. Au début de l'année 2014, nous avons installé 7 de ces stations sur un cercle de rayon 15km centré sur le site de Rittershoffen (stations WISS, SCHL, MUNS, NEUH, DALH, SPAH et FRST, figure I.14, carrés jaunes). Une autre station a été installée au centre du réseau, sur le site de la station permanente SCHW. Pour ces stations, le pas d'échantillonnage a été fixé à 200Hz. Elles ont permis d'augmenter l'extension latérale du réseau déjà disponible dans la zone pour l'observation des ondes de surface à quelques secondes de période pour lesquelles les longueurs d'onde atteignent des distances de l'ordre de 1 à 20km (voir le chapitre III). Durant l'été 2014, 6 autres de ces stations ont été déployées sur la plateforme du site de Rittershoffen et une sur le site du GEIE (Soultz-sous-Forêts). Pour ces stations, les pas d'échantillonnages ont été fixés à 250Hz.

[5] Toujours dans le cadre spécifique de cette thèse, nous avons installé plusieurs antennes de faible ouverture (figure I.14, triangles blancs). Ces antennes ont été fournies par la composante SisMob du projet d'équipement d'excellence RESIF (Réseau sismologique et géodésique Français). Chaque antenne se composant de 6 vélocimètres courte période mono-composante (fréquence de coupure 1Hz) et d'un vélocimètre 3 composantes en son centre ou éventuellement de 9 capteurs mono-composante. Les capteurs ont été disposés en configuration hélicoïdale dont l'extension maximale atteint 300m. Les 9 voies d'acquisition étaient reliées par des câbles à un seul numériseur de type Kephren qui fournissait une référence temporelle commune et digitalisait les signaux avec un pas de 200Hz. Une première paire d'antenne (ARIT et AKUL) a été installée entre décembre 2012 et février 2013 à proximité des stations permanentes RITT et KUHL respectivement (figure I.14). La seconde paire d'antennes (BRIT et BOPS) a été installée entre juin et septembre 2013 à proximité des stations permanentes RITT et OPS respectivement. Ces antennes ont été déployées d'une part pour étudier la partie haute fréquence du bruit ambiant dans la zone d'étude (chapitre II), et d'autre part pour évaluer la faisabilité de la méthode de double formation de voies (« double beamforming », partie III.4).

[6] Dans le cadre du Labex G-EAU-THERMIE Profonde, le réseau dense EstOf (Expérience sismologique temporaire dans l'Outre-Forêt, figure I.14, points noirs) a été installé entre le 25 août et le 30 septembre 2014 (figure I.15) par les équipes de l'EOST, ES-Géothermie et du GEIE « Exploitation minière de la chaleur ». Ce réseau est présenté en détail dans le chapitre V.

Dans l'ensemble de cette thèse, la désignation « réseaux permanents et temporaires » fait référence aux réseaux RT, SZ, Broad-Band et KIT1 (figure I.14). Les données issues des antennes sismologiques et du réseau EstOf sont désignés comme tel.

Chapitre II Traitement des données et analyse du bruit de fond

Ce chapitre porte sur la mise en pratique de la technique de corrélation de bruit. Pour cette mise en pratique, il est nécessaire d'élaborer un ensemble d'outils pour le traitement et la gestion des enregistrements de bruit. Bien que la méthode soit très documentée et que des procédures de traitement des données aient été proposées (e.g. Bensen et al., 2007; Groos et Ritter, 2009; Groos et al., 2012; Cupillard et al., 2011), la corrélation de bruit ne peut pas être appliquée comme une « boîte noire » et une étude spécifique est nécessaire dans chaque cas pour une exploitation efficace et correcte du bruit de fond. Pour cela, on souhaite identifier les caractéristiques principales du bruit de fond dans la gamme de période utilisée (0.2s – 7s) autour des sites géothermiques de Rittershoffen et Soultz-sous-Forêts.

Dans la section II.1, nous décrirons les outils élaborés au cours de cette thèse pour la gestion et le traitement des enregistrements de bruit. En particulier, nous détaillerons la procédure de traitement appliquée à l'ensemble des données disponibles dans la zone d'étude. Les sections II.2 et II.3 seront dédiées à l'étude des caractéristiques spatiales et temporelle du bruit ambiant observé dans la région et dans la gamme de périodes ciblée. Nous décrirons également leur impact sur la méthode de corrélation de bruit et discuterons le rôle et les limites des étapes de prétraitement du bruit de fond.

II.1 Traitement du bruit de fond

Généralement, plusieurs traitements sont appliqués aux enregistrements de bruit en amont de la corrélation. Ces traitements visent par exemple à réduire l'impact des artefacts instrumentaux, des sources impulsives locales ou des séismes sur la reconstruction de la fonction de Green. Généralement les volumes de données utilisés sont conséquents et les traitements sont automatisés (e.g. Bensen et al., 2007). Différentes méthodes de sélection ou de normalisation des sismogrammes sont couramment utilisées. Elles ont généralement une influence significative sur la qualité et la rapidité avec laquelle la fonction de corrélation converge vers la fonctions de Green (e.g. Bensen et al., 2007; Groos et al., 2012).

II.1.1 Gestion des données

La méthode de corrélation de bruit repose sur l'utilisation d'enregistrements continus du bruit sismique par différentes stations, chaque station enregistrant éventuellement le bruit ambiant selon 3 composantes spatiales, sur des périodes de temps allant de quelques semaines à plusieurs années avec des taux d'échantillonnage relativement élevés. Dans cette thèse, je me suis limité à la composante verticale des stations. J'ai traité l'ensemble des données acquises par les réseaux permanents et temporaires de Rittershoffen et Soultz-sous-Forêts (réseaux RT, SZ, KIT1 et Broad-

Band) entre 2009 et septembre 2014. Ce volume de données s'élève à environ 525 500 heures de bruit, soit un équivalent de 60 années de signal continu enregistré par les 36 capteurs verticaux que comptent ces réseaux (figure I.14).

Dans un premier temps, des traitements sont appliqués au bruit. Ensuite, les signaux sont corrélés deux à deux, et on obtient un corrélogramme pour chaque paire de stations et pour chaque séquence temporelle. Pour l'imagerie, les corrélogrammes sont moyennés dans le temps. En revanche, l'analyse temporelle du milieu nécessite de conserver les fonctions de corrélations non-sommées.

Afin de faciliter la gestion et l'accès aux données brutes et traitées, j'ai créé des bases de données. La figure II.1 est un organigramme qui présente la chaîne de traitement et le rôle des différentes bases de données qui la composent. Une première base dite « base mère » répertorie l'ensemble des traces disponibles et y associe les métadonnées (coordonnées des sites, réponses instrumentales, ...). Le découpage des enregistrements continus du bruit en séquences temporelles de durée fixe (par exemple en séquences horaires ou journalières) est contrôlé par une base de séquences. Cette base peut éventuellement stocker un ensemble d'informations concernant la qualité du signal pour chaque séquence. Les bases de traitements contrôlent les étapes intermédiaires du traitement. On peut leur attribuer une tâche (i.e. une opération à effectuer sur les données, comme par exemple la déconvolution de la réponse instrumentale) et un espace pour le stockage des résultats intermédiaires (« banque de résultats », figure II.1). La dernière base de donnée répertorie les fonctions de corrélation pour chaque séquence temporelle et chaque paire de composantes.

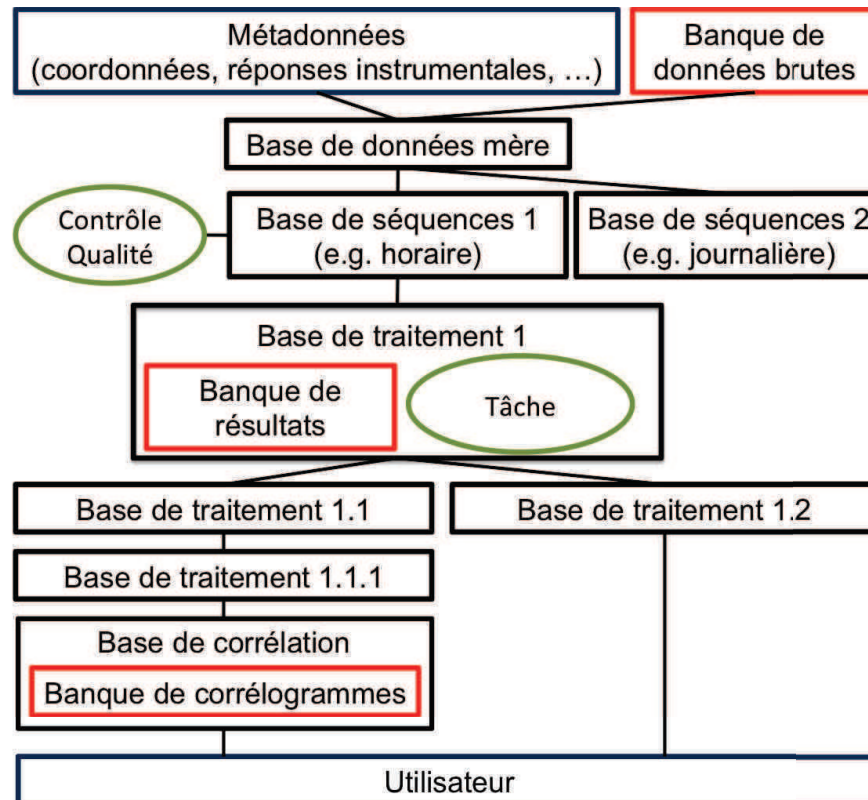


Figure II.1 : Organigramme de gestion des données continues pour la corrélation. La chaîne de traitement est contrôlée par des bases de données intermédiaires qui gèrent les données brutes (base mère), le séquençage temporel du signal, les traitements intermédiaires et la corrélation. Les rectangles rouges correspondent aux banques de données où sont stockées les sismogrammes à chaque étape du traitement et les fonctions de corrélation. Les cercles verts représentent les opérations effectuées sur les données. Les rectangles noirs désignent les bases de données.

II.1.2 Contrôle-qualité des données

La plupart des données utilisées au cours de cette thèse sont issues des réseaux de surveillance permanents des sites de Soultz-Sous-Forêts et Rittershoffen ainsi que du réseau temporaire KIT1 (Maurer, 2013; Gaucher, 2013). En complément nous avons installé un ensemble de stations temporaires (Broad-Band, voir partie I.3). Dans l'ensemble, les données enregistrées par ces réseaux sont de bonne qualité et ne nécessitent pas de contrôles spécifiques. En revanche, certaines données acquises par les antennes ne sont pas exploitables pour la corrélation de bruit en raison de problèmes divers rencontrés lors de l'acquisition (connecteurs temporairement défectueux, interruptions intempestives de l'acquisition lorsque l'ensoleillement est insuffisant, impulsions parasites périodiques, ...). En principe, les prétraitements appliqués au signal en amont de la corrélation limitent l'impact des artefacts instrumentaux sur la fonction de corrélation. Les « mauvaises données » peuvent donc être incluses au traitement sans influence significative sur les fonctions de corrélation (Groos et Ritter, 2009). Cependant, j'ai choisi d'exclure les séries temporelles défectueuses pour éviter de traiter et de stocker des données inutilement.

Plusieurs propriétés du signal permettent de détecter des artefacts d'origine instrumentale. Par exemple, Groos et Ritter (2009) classent les séquences de bruit à partir de l'histogramme de la forme d'onde. Les mauvaises données peuvent aussi être détectées en étudiant la forme de leur spectre (e.g. McNamara et Buland, 2004). Ici, le contrôle qualité est appliqué après le séquençage des données et avant la déconvolution de la réponse instrumentale (voir figure II.1). On l'utilise seulement pour les antennes à faible ouverture (partie I.3). Les spectres sont calculés pour chaque séquence temporelle (pour les antennes, la durée des séquences a été fixée à 5 minutes) et sont lissés en domaine fréquentiel à l'aide d'une fenêtre glissante de largeur une demi octave avançant par pas d'un dixième d'octave (nb : deux fréquences ν_0 et ν_1 sont distantes d'une fraction d'octave α si le rapport ν_1/ν_0 vaut 2^α). La figure II.2.a représente l'histogramme des spectres bruts lissés pour l'ensemble des séquences de 5 minutes enregistrées par le capteur BRIT.08 (appartenant à l'antenne BRIT, composante verticale). Sur cette figure, le spectre médian est représenté par la courbe noire pointillée. L'évolution temporelle de ces spectres (sur un échantillon de données de 4 jours consécutifs) est représentée sur la figure II.2.c. On remarque que la forme du spectre varie au cours du temps. Ces changements sont d'origine instrumentale. Pour exclure les périodes pendant lesquelles le signal n'est pas exploitable, on classe les spectres lissés selon leur amplitude et leur forme : deux spectres obtenus à différentes dates sont affiliés à une même classe si leur écart quadratique est inférieur à un niveau seuil défini empiriquement (si le seuil est trop élevé, toutes les séquences sont affiliées à une même classe, s'il est trop faible, toutes les séquences sont placées dans une classe différente). Seul l'intervalle de période 0.1s - 10s est pris en compte pour cette classification des spectres. Les courbes verte, mauve et bleue (figure II.2.a) représentent 3 des classes de spectres les plus représentées. Ces classes peuvent être attribuées à des périodes de temps distinctes (figure II.2.c flèches verte, bleue et mauve). Les séquences de 5 minutes appartenant à une classe qui est trop éloignée du spectre médian (figure II.2. courbe noire pointillée) sont rejetées (c'est le cas des classes mauve et bleue dans l'exemple de la figure II.2). L'histogramme des spectres conservé par ce processus est représenté sur les figures II.2.b. La figure II.2.d représente les périodes de temps conservées.

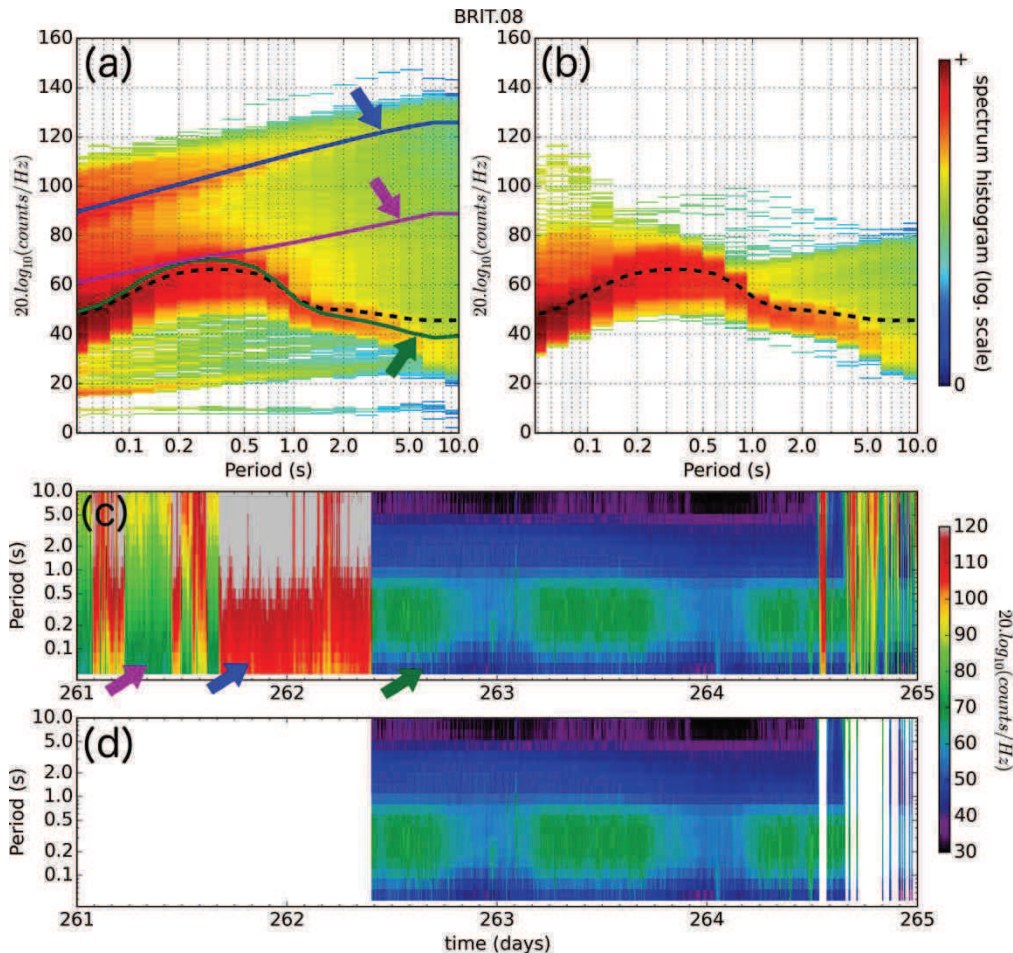


Figure II.2 : Sélection automatique des séquences temporelles de bruit par classification de la forme du spectre brut lissé. (a) : Histogramme des spectres de bruit calculés par séquences temporelles de 5 minutes sur le capteur BRIT.08. Les spectres sont lissés par demi octave avec un recouvrement d'un dixième d'octave. La courbe noire pointillée est le spectre médian. Les spectres vert, bleu et mauve correspondent à trois des classes les plus représentées. (b) : Histogramme des spectres de bruit après sélection. Les classes de spectres dont la forme s'éloigne trop fortement du spectre médian sont rejetées. L'échelle de couleur des histogrammes (a) et (b) est logarithmique. (c) : Evolution sur 4 jours des spectres bruts lissés sans sélection. (d) : spectres sélectionnés sur ces mêmes 4 jours.

II.1.3 Prétraitement du bruit

II.1.3.1 Normalisations spectrale et temporelle du bruit de fond

Bensen et al., (2007) recommandent l'application de plusieurs traitements sur les enregistrements de bruits en amont de la corrélation. (1) L'identification et l'élimination des fenêtres de temps qui incluent des séismes, (2) Une normalisation temporelle qui réduit l'impact des artefacts instrumentaux et des sources de bruit incohérentes situées à proximité des stations, et (3) la normalisation spectrale ou « blanchiment spectral » qui vise à réduire l'impact de sources monochromatiques qui ne sont pas corrigées par les méthodes de normalisation temporelle. Les auteurs mentionnent que l'effet indésirable des séismes est dominant au delà de 15s de période, ce qui dépasse la bande de fréquence considérée ici. Les séismes n'ont pas été rejetés dans ce travail. J'ai comparé différentes méthodes de prétraitement du signal pour comprendre leurs effets

sur la fonction de corrélation et pour déterminer la méthode la plus adaptée au cas présent.

Deux méthodes de normalisation temporelle ont été testées. La première est la digitalisation 1-bit qui consiste à ne garder que le signe de la trace brute (Larose et al., 2007; Bensen et al., 2007; Cupillard et al., 2011). Cette technique n'affecte pas la phase du signal et présente l'avantage de produire des fichiers de données très peu volumineux. En revanche elle peut affecter le spectre du signal. La figure II.3 illustre un effet indésirable de la digitalisation 1-bit. Dans ce cas particulier synthétique, la digitalisation 1-bit se comporte comme un filtre qui isole la fréquence dominante du signal. La seconde méthode de normalisation temporelle testée consiste à ne garder que la phase du signal (on peut l'obtenir de deux manières : en divisant le signal par son enveloppe ou bien en prenant le cosinus de l'argument complexe du signal analytique).

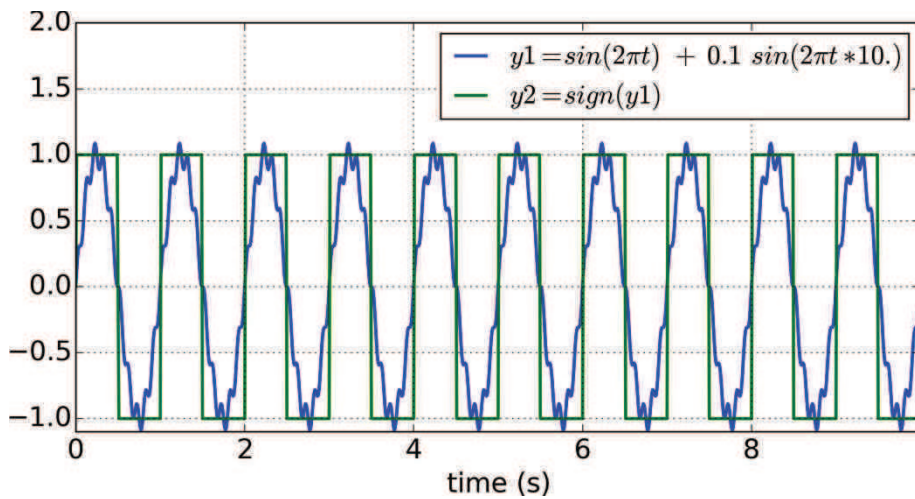


Figure II.3 : Effet de filtre de la transformation 1-bit du signal temporel. Le signal bleu est la somme de deux sinusoïdes de fréquences 1Hz et 10Hz. La fréquence 1Hz est plus énergétique que la fréquence 10Hz. Le signal vert est la version digitalisée du signal bleu. On constate que la fréquence 10Hz est perdue au cours de cette opération.

Pour la normalisation spectrale (ou blanchiment spectral), l'algorithme retenu consiste à diviser le spectre du bruit obtenu sur chaque séquence temporelle (dont la durée est de 1 heure ici, figure II.4.b spectre bleu) par son module (e.g. Brenguier et al., 2008). On applique ensuite un filtre passe-bande de type Butterworth en domaine de Fourier entre 0.1 et 10s de période (figure II.4.b, spectre vert). Enfin, on applique une transformée de Fourier inverse (figure II.4.a, trace verte). Cette opération permet d'égaliser le contenu spectral du bruit ambiant heure par heure sur l'intervalle de période 0.1s – 10s. Elle n'a pas d'effet sur la phase du signal (figure II.4.a). Cependant les amplitudes sont fortement altérées par cette opération et n'ont plus de sens physique. Pour cette raison, les amplitudes des sismogrammes prétraités et donc des fonctions de corrélation sont exprimées en unités arbitraires.

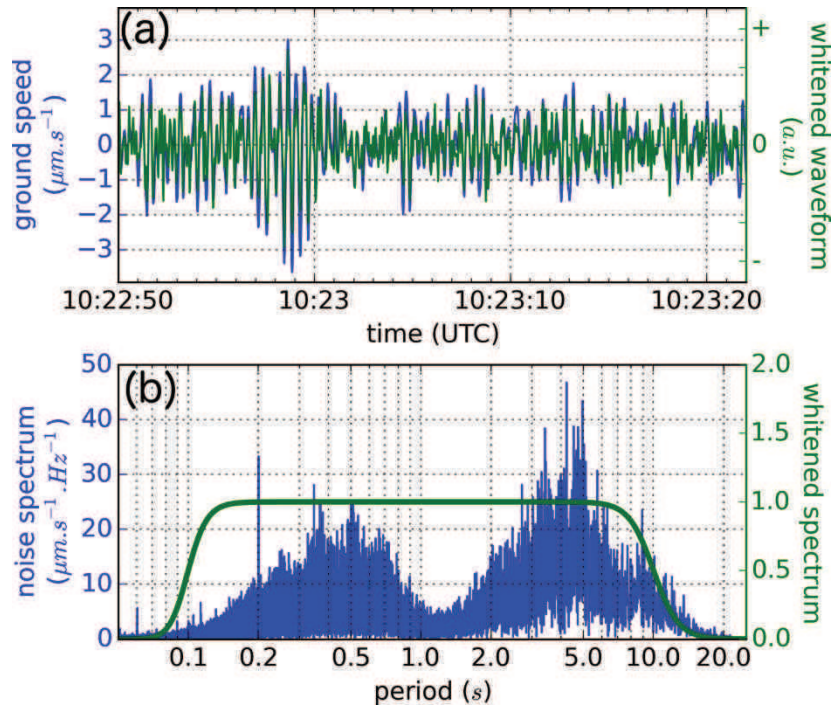


Figure II.4 : Méthode de normalisation fréquentielle (blanchiment spectral) utilisée dans cette thèse. (a) La trace bleue correspond à la vitesse du sol en $\mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ mesurée à la station RITT, composante verticale, le 14 janvier 2013 aux alentours de 10h23 (TU). La trace verte correspond à la forme d'onde après blanchiment spectral exprimée en unités arbitraires. (b) Spectre du bruit enregistré sur la même station entre 10h et 11h (TU) avant (spectre bleu) et après (spectre vert) l'opération de blanchiment spectral.

II.1.3.2 Détermination d'une procédure de traitement

A partir des méthodes de normalisation spectrales et temporelles décrites ci-avant, 5 procédures de traitement ont été élaborées pour évaluer (1) l'impact relatif des normalisations temporelle et fréquentielle ou d'une combinaison des deux méthodes, (2) l'influence de l'ordre dans lequel ces normalisations sont appliquées (en effet, ces opérations étant non linéaires, l'ordre dans lequel on les utilise a un impact sur la fonctions de corrélation moyennée temporellement). Les 5 procédures de traitement ont été appliquées à la paire de station RITT-BETS (composantes verticales) qui sont les deux stations permanentes les plus proches du site de Rittershoffen. Les données ont été séquencées par heures. Les différentes étapes du traitement sont mises en œuvre à l'aide d'un enchaînement de base de données comme présenté sur la figure II.1 Le tableau II.5 résume les opérations effectuées pour chaque procédure.

Nom de la procédure	N° base de traitement	Détails du traitement
DCONV	1	Retrait de la tendance linéaire, apodisation en temps des extrémités du signal, filtre anti-aliasing de type Butterworth passe-bas de fréquence coin 22Hz, décimation à 50 échantillons par seconde, correction de la réponse instrumentale, filtre Butterworth passe-bande entre 0.1 et 10Hz.
ONEB	1.1	DCONV , digitalisation 1-bit
ENV	1.2	DCONV , division de la trace par son enveloppe
WH	1.3	DCONV , blanchiment spectral
ONEBWH	1.1.1	ONEB , blanchiment spectral
WHONEB	1.3.1	WH , digitalisation 1-bit

Tableau II.5: Procédures de prétraitement des données. Les étapes de traitement sont agencées en une succession de bases de données (organigramme II.1).

Pour estimer l'efficacité relative des différentes procédures de traitement, on s'intéresse à la stabilité temporelle de la fonction de corrélation moyennée sur une fenêtre de temps glissante de largeur une semaine avançant avec un pas de 1 jour sur plus d'une année (début 2012 à début 2014). Le rôle principal des méthodes de prétraitement est de limiter l'influence des sources occasionnelles dominantes qui risquent de fausser l'estimation de la fonction de Green inter-station (partie I.1.2.3). La stabilité temporelle de la fonction de corrélation est donc un bon indicateur pour la comparaison des procédures de prétraitement. En outre, la stabilité temporelle est une propriété nécessaire pour l'analyse des variations temporelles du milieu (voir le chapitre IV). La figure II.6 représente l'évolution temporelle des fonctions de corrélation obtenues pour les 5 procédures de traitement. Cette première représentation donne une estimation qualitative de la stabilité temporelle des fonctions de corrélation pour chaque procédure de traitement dans la gamme de fréquence 0.2Hz – 5Hz. Pour la quantifier, on peut également comparer la fonction de corrélation calculée sur fenêtre glissante à une fonction de corrélation de référence, moyennée sur l'ensemble de la période. La figure II.7 montre le résultat obtenu au voisinage de 1Hz.

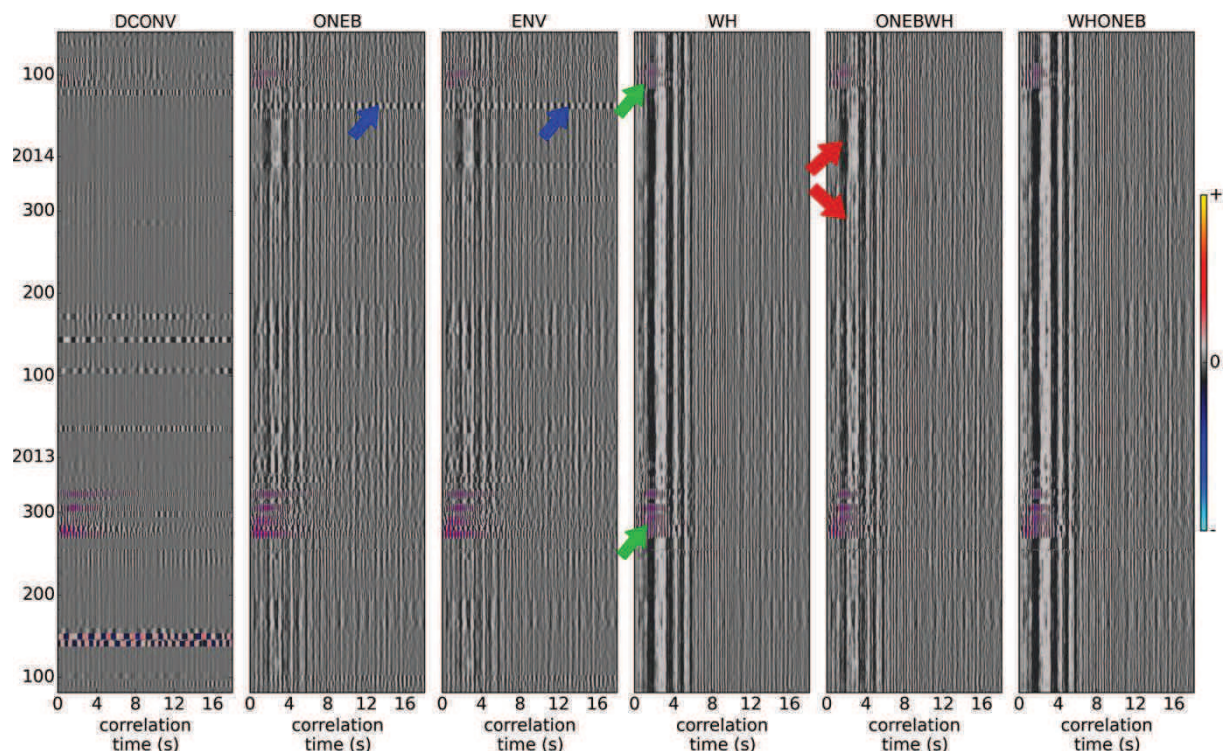


Figure II.6 : Comparaison des fonctions de corrélation hebdomadaires obtenues entre les capteurs verticaux de la paire de stations RITT-BETS pour 5 procédures de traitement différentes (voir le tableau II.5 pour le détail des traitements). L'axe vertical correspond au temps en jours et années. L'axe horizontal correspond au temps de la corrélation, seule la partie causale est représentée. L'échelle de couleur correspond à l'amplitude des fonctions de corrélation. Les flèches bleues indiquent une instabilité de la fonction de corrélation mise en valeur par les normalisations temporelles. Les flèches vertes montrent le bruit de forage des puits GRT1 et GRT2 du site de Rittershoffen. Les flèches rouges montrent un petit changement dans le contenu fréquentiel du signal

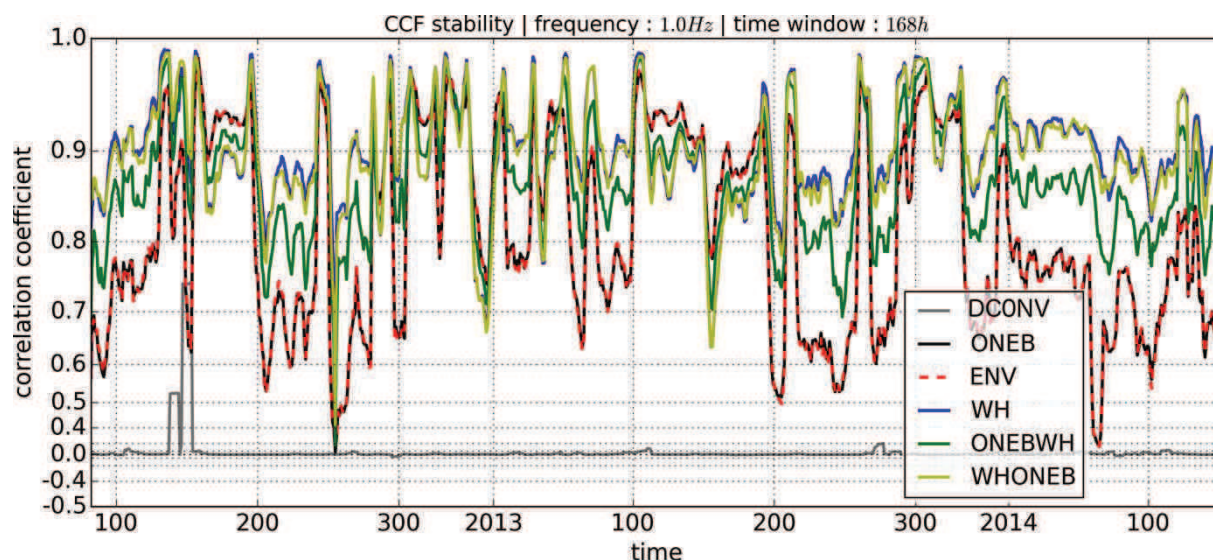


Figure II.7 : Stabilité temporelle de la fonction de corrélation RITT-BETS à 1Hz. La fonction de corrélation de référence est calculée sur l'ensemble de la période disponible. Les fonctions de corrélation, moyennées sur une fenêtre glissante de largeur 7 jours, sont ensuite comparées à cette référence. Cette technique est répétée pour 6 méthodes de traitement différentes et les courbes montrent l'évolution temporelle du coefficient de corrélation linéaire entre la corrélation glissante et la corrélation de référence. L'échelle verticale est cubique pour mettre en valeur les différences entre les courbes.

On constate que les méthodes de normalisation stabilisent la fonction de corrélation de manière significative. Les instabilités observées pour la méthode DCONV sont probablement le résultat de sources transitoires (séismes locaux, artéfacts instrumentaux de forte amplitude, sources locales très proches des capteurs, ...). En ce qui concerne l'influence des différentes méthodes de normalisation du signal, on peut effectuer les observations suivantes :

- Les normalisations ONEB et ENV produisent sensiblement le même résultat. D'une part, les formes d'ondes des fonctions de corrélation sont très similaires (figure II.6) et d'autre part, l'évolution temporelle de leur coefficient de corrélation est identique (figure II.7, courbes noire et rouge pointillée). La technique de digitalisation 1-bit étant particulièrement simple à mettre en œuvre, elle est préférée à la méthode de normalisation par l'enveloppe du signal.
- Certaines instabilités de la forme d'onde sont mises en valeur par l'application d'une normalisation temporelle seule (figure II.6, flèches bleues).
- Le blanchiment spectral (WH, ONEBWH et WHONEB) améliore significativement la stabilité temporelle de la fonction de corrélation (figure II.7, courbes bleue, verte et jaune).
- L'ordre d'application des normalisations temporelle et fréquentielle (ONEBWH et WHONEB) influence la stabilité du contenu fréquentiel du signal. On note par exemple des changements dans le contenu fréquentiel du signal pour le traitement ONEBWH (figure II.6, flèches rouges). Ce résultat est probablement une conséquence de l'effet filtre de la digitalisation 1-bit en faveur de la fréquence dominante du signal (figure II.3). L'application d'un blanchiment spectral avant la digitalisation 1-bit permet d'uniformiser le contenu spectral et de limiter cet effet de filtre.
- Les méthodes WH et WHONEB donnent des résultats très proches (figure II.7 courbes bleue et jaune).

A partir de ces observations, j'ai choisi d'appliquer le traitement WHONEB qui offre une bonne stabilité temporelle des fonctions de corrélation. On peut supposer que le blanchiment spectral tel qu'il est appliqué ici (i.e. pour chaque séquence temporelle de 1 heure) permet d'uniformiser l'énergie apportée par chaque source individuelle et qu'il tend à reproduire artificiellement la condition d'uniformité des sources de bruit requise par la méthode de corrélation. La digitalisation 1-bit appliquée en fin de traitement a un effet mineur sur la corrélation, cependant cette technique de normalisation permet de produire des fichiers numériques très compacts ce qui réduit les volumes de données stockées et permet un accès rapide à ces dernières.

II.2 Characterization of ambient seismic noise near a deep geothermal reservoir and implications for interferometric methods: a case study in northern Alsace, France.

Article publié dans Geothermal Energy en 2014

Lehuteur, M., Vergne, J., Schmittbuhl, J. and Maggi, A.

RESEARCH ARTICLE

Open Access

Characterization of ambient seismic noise near a deep geothermal reservoir and implications for interferometric methods: a case study in northern Alsace, France

Maximilien Lehuteur*, Jérôme Vergne, Jean Schmittbuhl and Alessia Maggi

* Correspondence: lehuteur@unistra.fr
IPGS, Université de Strasbourg/
EOST, CNRS, 5 rue René Descartes,
67084 Strasbourg Cedex, France

Abstract

Background: Ambient noise correlation techniques are of growing interest for imaging and monitoring deep geothermal reservoirs. They are simple to implement and can be performed continuously to follow the evolution of the reservoir at low cost. However, these methods rely on assumptions of spatial and temporal uniformity of seismic noise sources. Violating them can result in misinterpretation of seismic velocities owing to preferential noise propagation directions.

Methods: Using several years of seismic data recorded around the two geothermal sites of Soultz-sous-forêts and Rittershoffen in northern Alsace, France, we propose a detailed characterization of the spatial and temporal properties of the high frequency seismic noise (0.2 to 5Hz). We consider two fundamental properties of the cross correlation functions (CCFs) of ambient noise. Firstly, the reliability of the Green's function reconstruction, an important indicator for tomographic studies. Secondly, the temporal repeatability of the CCFs between 0.2 and 0.5 seconds.

Results and conclusions: At periods below 1s, we observe a sharp decrease in signal to noise ratio resulting from the non uniform distribution of anthropogenic sources. At periods above 1s, we show that the high directivity of the northern Atlantic microseismic peak biases the CCFs' phase significantly. We show that nocturnal noise is the most suited for temporal analysis of the CCFs. Using nocturnal noise, we should be able to monitor temporal variations induced by the geothermal activities inside the reservoir.

Keywords: Ambient noise; Cross-correlation; Surface waves; Anthropogenic noise

Background

Projects dedicated to the exploitation of deep geothermal resources need to probe the upper crustal structure of the targeted area in order to characterize the reservoir and its relation to pre-existing geological formations. Active seismic sounding is a commonly used approach; its dense spatial and temporal sampling provides high-resolution images of the reflectivity of the subsurface layers and of fault geometry. However, such seismic data are not readily available everywhere, and acquisition of new data, especially in 3D, is often very expensive compared to the profitability of geothermal resources. Its high cost

also excludes using repeated active seismic sounding to follow the evolution of the medium during production.

Images of the upper crustal structure can also be obtained from tomographic inversion of arrival times of natural or induced local earthquakes. These inversions can be repeated over time to map velocity changes (e.g., Calò *et al.* 2011; Calò and Dorbath 2013) much more cheaply than active seismic sounding. Producing good-quality tomographic images of geothermal reservoirs using arrival times requires having induced seismicity around the wells, but geothermal operators need to minimize induced seismicity to reduce the seismic risk associated with their exploitation. The need to minimize seismic risk excludes using time-lapse arrival-time tomography for continuous reservoir imaging.

Over the past 10 years, another promising passive seismic imaging technique has emerged. Known as 'ambient noise tomography', it uses seismic noise as a permanent source of energy that propagates through the target region. The cross-correlation function (CCF) of long records of seismic noise at a pair of stations provides an estimation of Green's function between them (Lobkis and Weaver 2001; Shapiro and Campillo 2004; Sabra *et al.* 2005a). The resulting correlogram is similar to the signal that would be obtained if an impulsive source occurred at one station and was recorded by the other one. This method allows us to perform tomographic studies using all possible pairs of stations over a network (Shapiro *et al.* 2005; Sabra *et al.* 2005b). The resolution of the recovered seismic velocity models only depends on the geometry of the stations. This technique has been widely applied at various scales, from the structure of the mantle using worldwide broadband stations (Poli *et al.* 2012; Lin and Tsai 2013; Lin *et al.* 2013) to laboratory samples using piezoelectric sensors (e.g., Lobkis and Weaver 2001; Derode *et al.* 2003a, b; Larose *et al.* 2007). At the local scale, the method has been applied in various environments from offshore oil reservoirs (Bussat and Kugler 2011; Mordret *et al.* 2013) to active volcanic systems (Breguier *et al.* 2008, 2011). Although the applicability of ambient noise tomography in the context of geothermal reservoirs is still under debate, at least one application has already been attempted using a local network of short-period seismometers around the geothermal site of Soultz-sous-Forêts (Calò *et al.* 2013). Beyond its use in seismic tomography, the continuous nature of seismic noise can also be exploited to observe subtle variations in the seismic velocity or the diffracting character of the crust. For example, Breguier *et al.* (2008, 2011) and Obermann *et al.* (2013) were able to produce 4D pictures of the Piton de la Fournaise volcano by applying interferometric analysis to the coda part of the correlograms.

The seismic noise-based methods described above all rely on strong assumptions concerning the noise sources. For tomography applications, noise sources should be homogeneously distributed (Lobkis and Weaver 2001; Roux *et al.* 2005). Under this assumption, only the sources located in a narrow area along the continuation of the path joining the two stations contribute to the recovered Green's function (Roux *et al.* 2004; Sabra *et al.* 2005c; Larose 2005; Gouédard *et al.* 2008). For applications that monitor time-dependent perturbations of the medium, noise sources may be inhomogeneously distributed, but in this case, they must be repeatable. If the seismic noise sources move too much over time, the resulting changes in the signal could be mistaken for perturbations of the medium (Hadziioannou *et al.* 2009; Weaver *et al.* 2011).

The consequences of violating these assumptions have been studied theoretically and numerically using synthetic data (Weaver *et al.* 2009; Froment *et al.* 2010). Although

the seismic noise distribution on Earth is rarely homogeneous in time and space, the CCFs approximate Green's functions correctly if the inter-station distances are long and the azimuthal distribution of the noise is smooth. However, when the noise source distribution is highly heterogeneous, some studies using real data report significant bias and incorrect estimation of seismic velocities between the station pairs (Pedersen and Krüger 2007).

Here, we focus on the application of the ambient noise correlation technique in the context of a geothermal reservoir (i.e., a kilometer scale) using seismic data around geothermal sites in northern Alsace. We analyze the characteristics of the seismic noise in the period range between 0.2 and 5 s (0.2 to 5 Hz). We then study the correlograms of ambient noise records between pairs of stations and show how the seismic noise distribution influences the quality and reliability of the reconstructed Green's functions in this particular period range. Finally, we examine the stability of the high-frequency CCF coda for future analysis of temporal changes within the reservoir.

Data

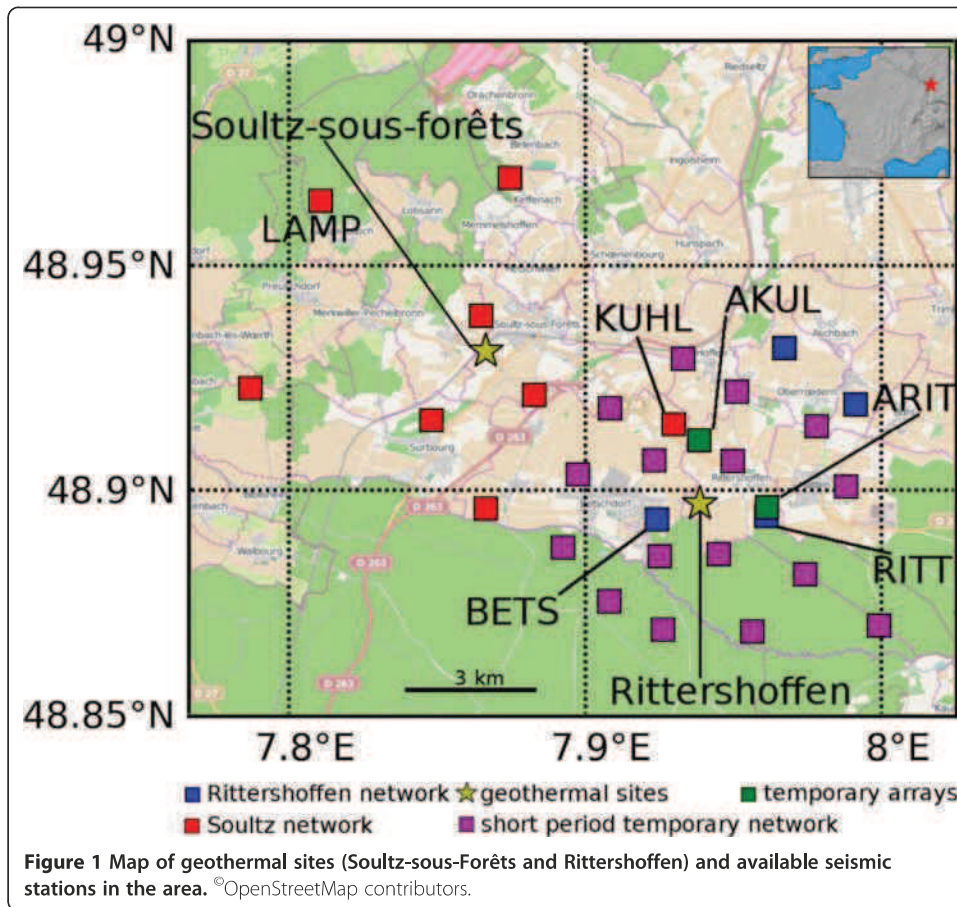
The Upper Rhine Graben concentrates several sites dedicated to the exploration and exploitation of deep geothermal energy. Northern Alsace hosts both the prototype site of Soultz-sous-Forêts which was initiated about 20 years ago and a recent industrial project in Rittershoffen (ECOGI), 10 km to the southeast, which started in 2012 and is expected to reach its exploitation phase in 2015. Seismometers have been deployed around both sites to monitor the natural and induced seismicity (Figure 1). They form a permanent network of 12 short-period stations equipped with 1-Hz L4C sensors and digitizers sampling at rates from 100 to 200 Hz. In this study, we use the high-quality continuous recordings available since 2010 for the Soultz-sous-Forêts network and since 2012 for the Rittershoffen network. We also include data from a temporary network of 16 short-period sensors (1-Hz corner frequency) installed in May 2013 by the Karlsruhe Institute of Technology and Ecole et Observatoire des Sciences de la Terre of Strasbourg to densify the permanent network around the site of Rittershoffen (purple network, Figure 1; Gaucher et al. 2013) during stimulation of the GRT1 well. Taken altogether, these stations form a 15-km-wide seismic array, whose station spacing ranges from 1 to 15 km.

In order to extend our understanding of the origins of seismic noise to higher frequencies, we deployed two small aperture arrays, ARIT and AKUL, close to the location of the permanent stations RITT and KULH (Figure 1). The arrays operated for 2 months during fall 2012. Each array contained six vertical short-period sensors (1-Hz corner frequency) with one three-component L4C sensor at the center. All the sensors were connected by cables to a central acquisition system that provided a common time reference for the nine recorded channels. They were deployed in a helical configuration with a 300-m maximum aperture.

Methods

Frequency content and temporal variability of seismic noise

Empirical Green's functions constructed from the correlation of vertical component ambient seismic noise records are dominated by surface waves, because most noise

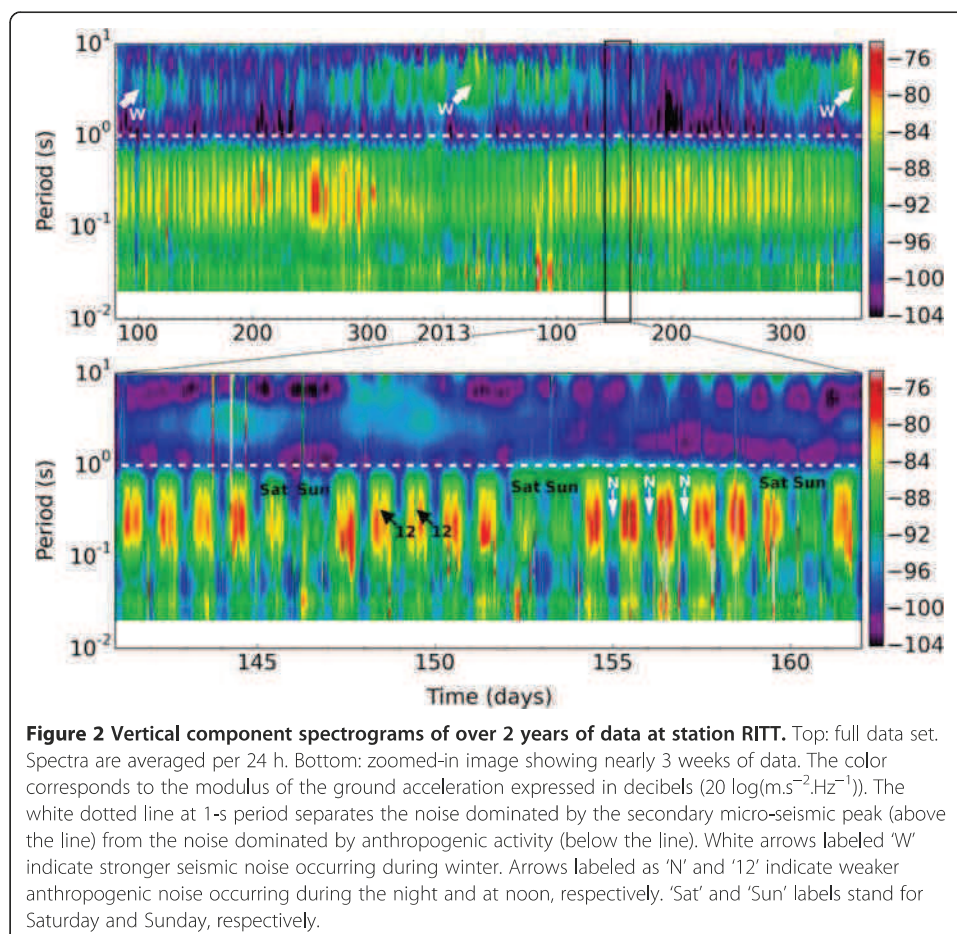


sources occur close to the Earth's surface. Therefore, the dispersive character of the Rayleigh waves is the primary information that can be extracted from correlograms (Campillo et al. 2011). Dispersion measurements for each pair of stations (group or phase dispersion curves) can be regionalized to provide spatial variations of surface-wave velocities at each period. Inversion can then be used to convert surface-wave velocities as a function of period to S-wave velocities as a function of depth (the longer the surface-wave period, the greater the investigation depth). At Soultz-sous-Forêts and Rittershoffen, the reservoir lies between 2- and 5-km depths. In order to map S-wave velocities from the surface to that depth using the dispersive character of the Rayleigh waves, we must work in the period range of 0.2 to 5 s. This range is compatible with the bandwidth of our seismometers (cutoff period of 1 s) and benefits from low instrumental noise.

Between 0.2 and 5 s, seismic noise has differing origins and properties. For periods above 2 s, seismic noise spectra everywhere on Earth contain a broad, highly energetic peak called the 'secondary micro-seismic peak.' This peak results from pressure variations on the sea bottom induced by interferences of oceanic waves traveling in opposite directions (Longuet-Higgins 1950). A few dominant zones in the north Atlantic (south of Greenland, along the Canadian coasts and around the mid-Atlantic ridge) generate most of the secondary micro-seismic peak energy recorded in Europe (Gutenberg 1936; Kedar et al. 2008; Sergeant et al. 2013).

At periods below 2 s, numerous phenomena are responsible for the observed seismic noise. They can be split into two categories: natural sources, among which the wind acting on trees or structures sealed into the ground in the vicinity of the recording stations (Withers et al. 1996; Bonnefoy-Claudet et al. 2006), and anthropogenic sources like road traffic, industries, or other types of human activities (McNamara and Buland 2004; Groos and Ritter 2009). As seismic noise from these high-frequency sources propagates only to local distances, its characteristics change from one region to another. A region-specific analysis of the high-frequency noise spectrum is therefore recommended before applying ambient noise correlation techniques (Campillo et al. 2011).

Figure 2 presents spectrograms of the noise recorded at station RITT. The columns in each spectrogram represent the amplitude of the Fourier transform of the ground acceleration computed for 1 h of signal. The 1- to 10-s period range (above the white dotted line) is dominated by the secondary micro-seismic peak; its maximum amplitude occurs between 2 and 7 s. The amplitude of this noise is independent of the recording site (see Additional file 1 and Additional file 2: Figure S1), proving that it is produced by distant sources and is recorded coherently over the whole network. We observe an annual periodicity, with an increase of energy during the winter (white arrows labeled W). Below 1 s, the noise is very different and presents a strong daily periodicity with a decrease of energy during the night (white arrows labeled N) and at noon (white arrows labeled 12). We also observe a weekly periodicity with significant noise reduction



during the weekend (labels 'Sat' and 'Sun'). These periodicities underline the dominant role played by anthropogenic sources in this period band. Even though the same overall features are observed on most stations, the energy and detailed characteristics are highly dependent on the recording site, confirming that this high-frequency noise is generated close to the stations (see Additional file 1 and Additional file 2).

Spatial distribution of seismic noise

To estimate the spatial origin of the seismic noise over the whole period range of interest, we apply a classical beamforming technique (e.g., Rost and Thomas 2002) to the local monitoring network and the small aperture arrays. This technique allows us to determine the dominant back azimuth and phase velocity of an incoming seismic wave, so long as the network's station spacing is less than half the wavelength. By applying the method on a sliding window, we can estimate the directivity and phase velocity of the noise as a function of time. The longer the period of the noise to be processed, the wider the array must be.

The permanent network of Soultz-sous-Forêts can be used as a single array for periods between 2 and 5 s. We estimate the most probable incoming direction and phase speed of the noise over 4 years of continuous records divided into 15-min windows. The results are given as a probability density function in the phase speed-back azimuth domain. Figure 3 shows an example for 2-s period. At this period, we observe a dominant phase velocity of approximately 3 km/s, corresponding to the average phase speed of Rayleigh waves under the Soultz network. Over 95% of the noise arrives from back azimuths between 265° and 345°, which correspond to the direction of the northern Atlantic Ocean. The other periods between 2 and 5 s yield similar results. If we group the beamforming results as a function of the month of the year, we observe a coherent annual variation of $\pm 5^\circ$, which is probably related to small seasonal variations in the location of the noise sources in the Atlantic Ocean (Figure 3, bottom).

Below 1 s, beamforming can no longer be performed on the full network because the station spacing is too large compared to the wavelength of the seismic noise, which results in aliasing effects. For this reason, we use the two small aperture arrays AKUL and ARIT to identify the origin of the noise at periods below 1 s. We estimate the most probable incoming direction and phase speed of the noise from 2 months of continuous recording divided up into 15-s windows. Figure 4 presents the results of the beamforming analysis at a period of 0.3 s. The radial histograms of measured back azimuths are normalized to the total number of 15-s windows and superimposed on the map of the area at the array locations (left side of Figure 4). Note that these histograms do not provide any information about the energy of the seismic sources but only their statistical distribution in azimuth. The azimuthal distribution of seismic sources is heterogeneous with few narrow peaks, indicating that the high-frequency noise around the arrays is mostly generated in two zones that roughly correspond to the neighboring villages. Furthermore, the relative weight of these zones varies with the time of day (right side of Figure 4). For instance, the source detected by array AKUL at back azimuth 140° - the village of Rittershoffen - becomes prominent during the day. Other sources can only be observed at night, such as the one detected by array AKUL at back azimuth 50°, which does not point towards any particular village. These sources may be continuous in nature but are masked during the day by other dominant sources.

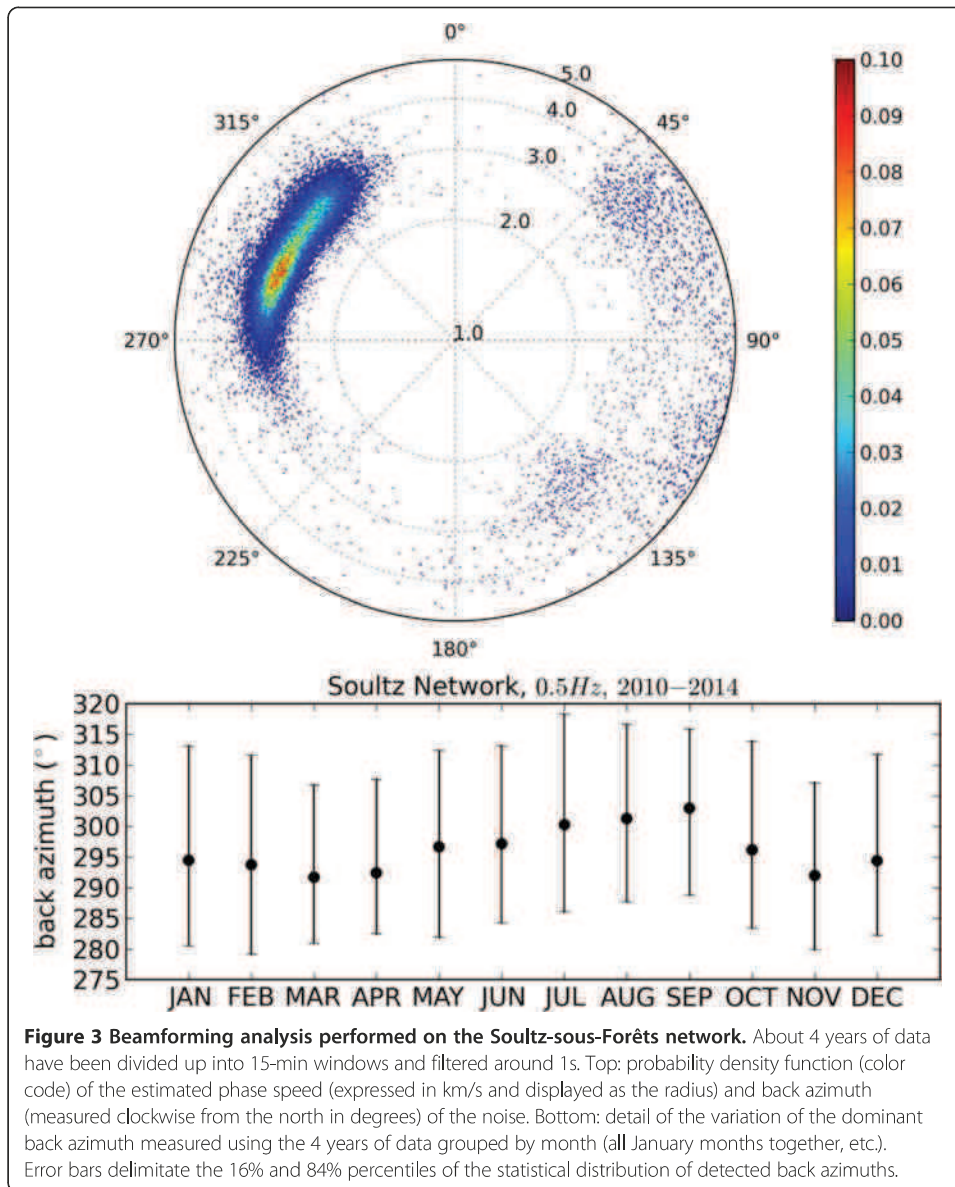
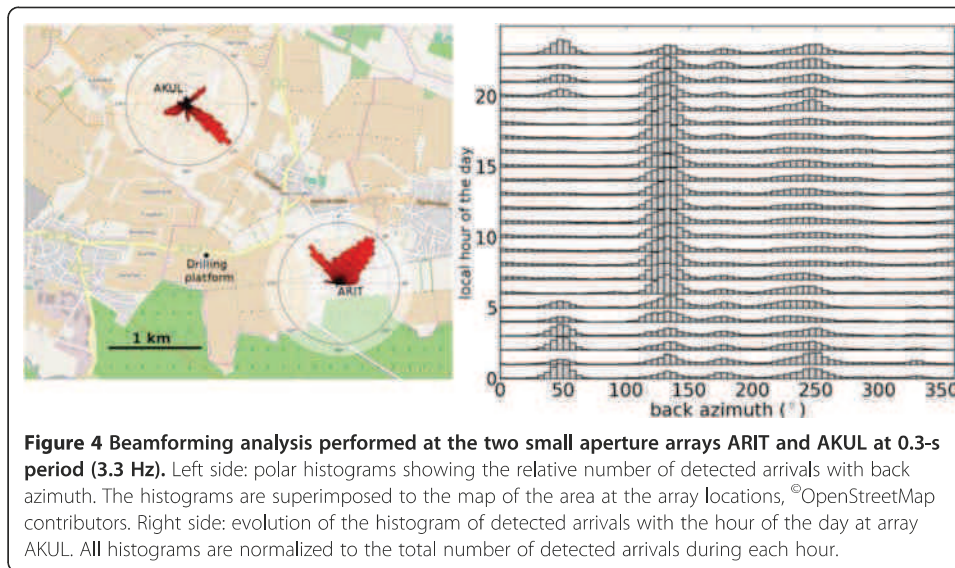


Figure 3 Beamforming analysis performed on the Soultz-sous-Forêts network. About 4 years of data have been divided up into 15-min windows and filtered around 1s. Top: probability density function (color code) of the estimated phase speed (expressed in km/s and displayed as the radius) and back azimuth (measured clockwise from the north in degrees) of the noise. Bottom: detail of the variation of the dominant back azimuth measured using the 4 years of data grouped by month (all January months together, etc.). Error bars delimitate the 16% and 84% percentiles of the statistical distribution of detected back azimuths.

Results and discussion

Cross-correlation functions and dispersion measurements

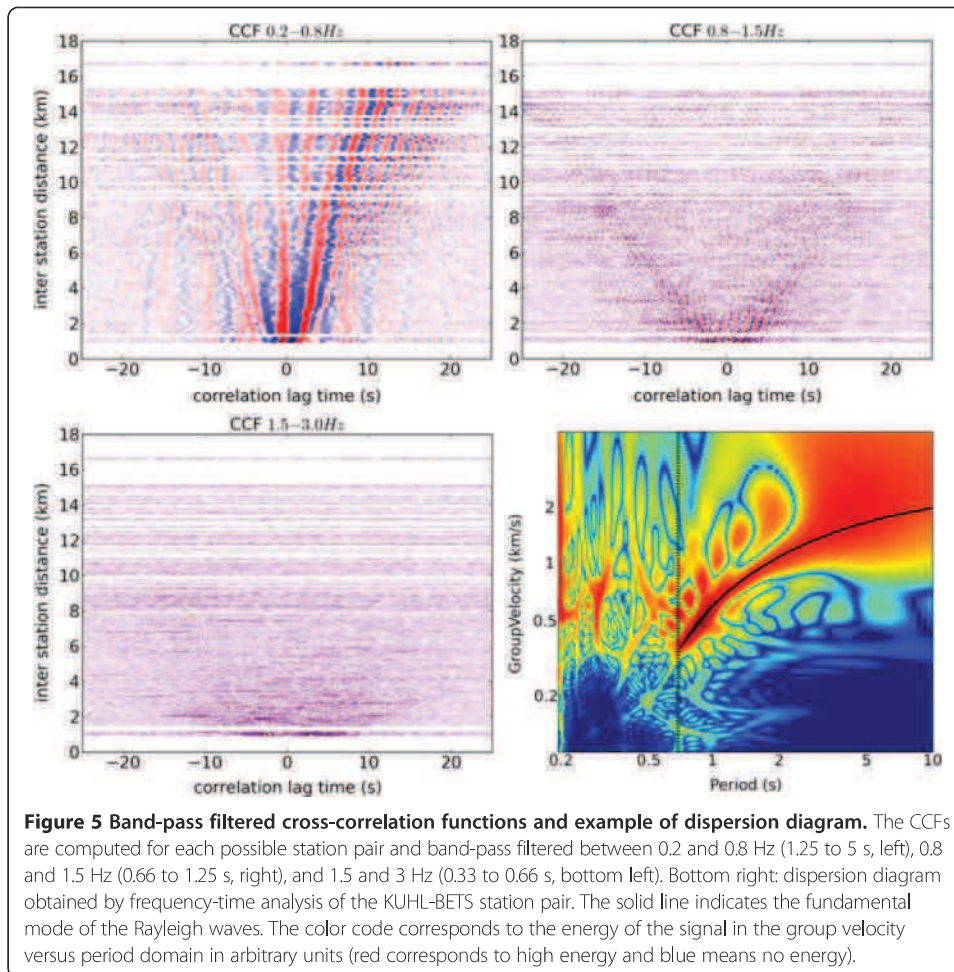
We compute CCFs for each possible pair of stations of the full network (excluding the small aperture arrays). Each 1-h-long segment of noise is processed individually prior to correlation (see Additional file 1 and Additional file 3). Following the sign convention proposed by Stehly et al. (2006), we systematically correlate the noise recorded at the eastern station of a pair with the western one. Consequently, the noise sources occurring west (resp. east) to the two stations affect the positive (resp. negative) part of the CCF. We band-pass filter the CCFs in three period ranges and represent them according to the inter-station spacing (hodograms; Figure 5). Between 1.25 and 5 s (0.2 to 0.8 Hz; Figure 5, top left), the Rayleigh waves can be unambiguously identified on almost all station pairs. The stronger amplitudes of the positive parts of the correlations



are a consequence of the directivity of the seismic noise (Stehly et al. 2006). Indeed, as shown by the beamforming analysis, this noise mainly originates from the northern Atlantic Ocean located west-northwest of the network. Around 1 s (Figure 5, top right), the Rayleigh waves can still be followed on the hodogram. The increased symmetry indicates that, in this period range, noise sources are more uniformly distributed around the network or that the noise energy is efficiently distributed through the medium via scattering. However, the signal-to-noise ratio is significantly lower than that in the 1.25- to 5-s period range. Finally, at periods below 1 s (Figure 5, bottom left), no coherent wave field can be clearly observed, and the signal-to-noise ratio is very low.

These observations are confirmed by the dispersion analysis performed on individual CCFs. We measure the Rayleigh wave dispersion on the CCFs by frequency time analysis (FTAN), which provides an estimation of the group velocity at each period (e.g., Dziewonski et al. 1969; Bensen et al. 2007). Figure 5 (bottom right) illustrates a typical dispersion diagram obtained for the station pair KUHL-BETS. Despite its noisy aspect, we can clearly identify the dispersion of the fundamental mode Rayleigh wave at periods longer than 1 s (solid black curve on Figure 5, bottom right). This mode can be easily identified on most station pairs. The dispersion diagrams change markedly around 1 s, and we cannot estimate group velocities at shorter periods. This inability occurs regardless of the chosen station pair and the time range (from weeks to years) used to compute the CCF. This transition period of approximately 1 s is similar to the one observed on the seismic noise spectrograms (Figure 2) and corresponds to the transition between the noise originating from oceanic sources and that generated by local anthropogenic activities.

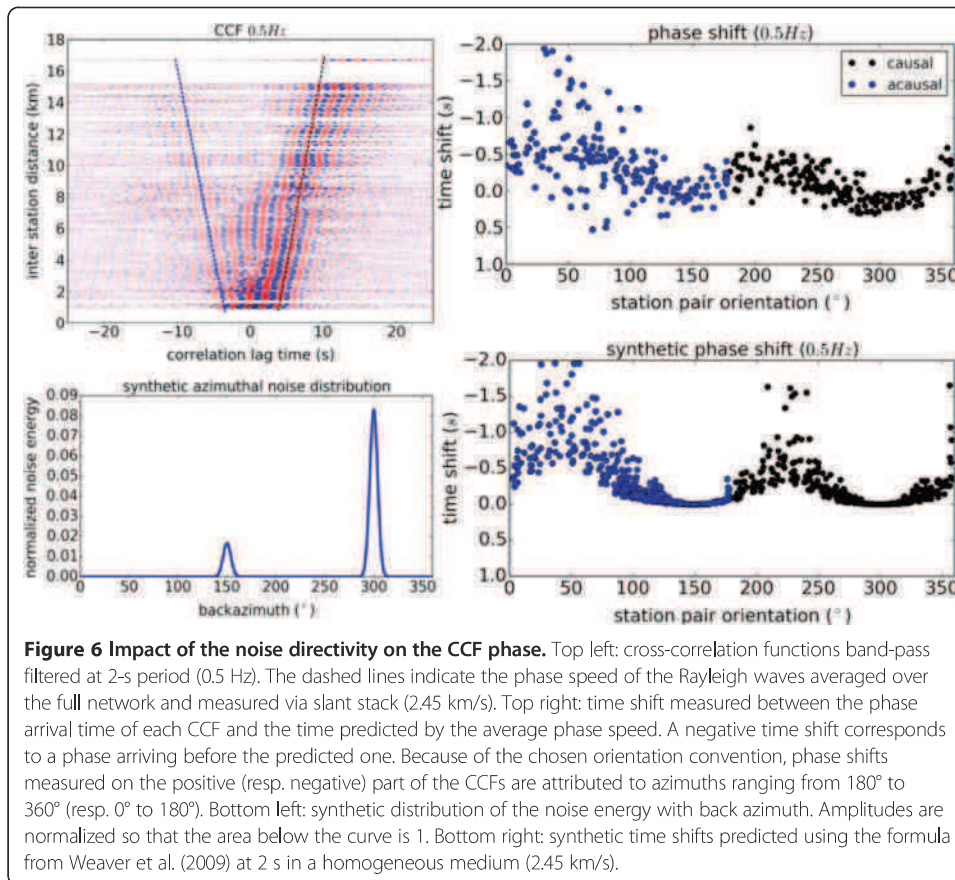
We propose two possible explanations for the poor quality of the reconstructed Green's function at periods below 1 s: (1) because of attenuation, the noise generated by low-energy local sources cannot travel far enough to be coherently recorded by two separate stations and/or (2) the non-uniform distribution of the local sources limits the reconstruction of Green's function, as theoretically predicted. The consequences of non-uniform noise sources are described in the following section.



Impact of a directive noise

We observe high signal-to-noise ratio on the phase of the CCFs between 0.2 and 1 s (Figure 5, top left). We should therefore be able to estimate phase velocities for each station pair and invert them to map their geographical variations. We start by estimating the average Rayleigh wave phase speeds over the whole network at each period by looking for phase alignments among band-pass-filtered CCFs in the time-distance domain (slant stack technique). Figure 6 (top left) presents the CCFs band-pass filtered around 2 s; the dashed lines correspond to the estimated average phase speed (2.45 km/s). We then measure the time shift between the phase arrival time picked on each CCF and the one predicted by the average dispersion law (time delay measured between the phase of each CCF and the dashed lines on Figure 6, top left). Negative time shifts correspond to phases arriving sooner than predicted by the reference phase velocity. In the ideal case, these time delays should only be caused by spatial variations of the phase velocities.

We display the measured time shifts as a function of the orientation of the station pair (Figure 6, top right). Because of the chosen orientation convention, phase shifts measured on the positive (resp. negative) part of the CCFs are attributed to azimuths ranging from 180° to 360° (resp. 0° to 180°) and are caused by eastward (resp. westward) propagating noise. We observe a sinusoidal shape with a minimum occurring for



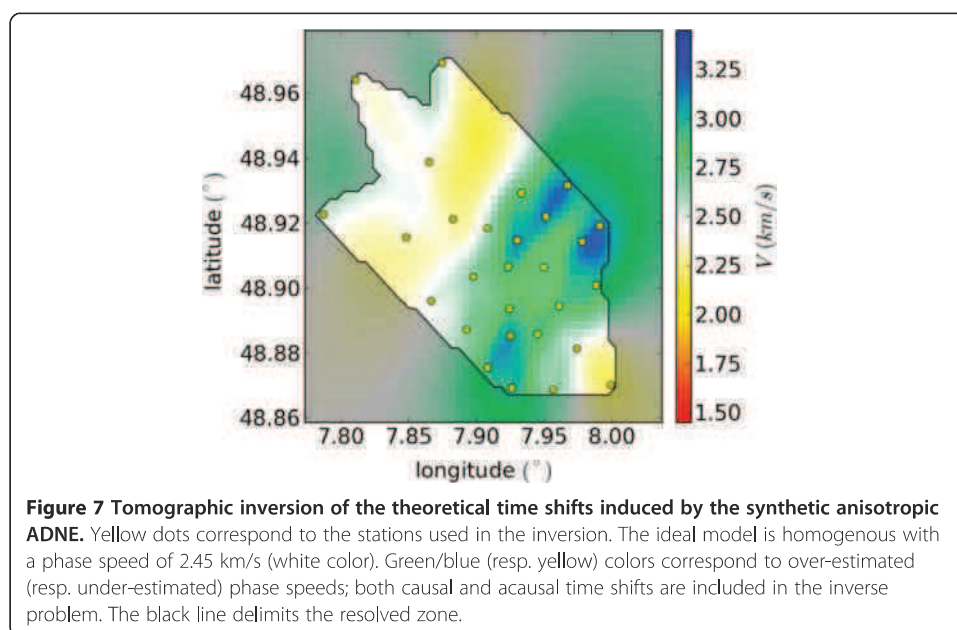
station pairs oriented approximately 300°, corresponding to the case in which the station pairs are aligned with the dominant direction of oceanic noise in this period range (Figure 3). Even though these phase shifts might be due to spatial variations of the phase speed at depth, the sinusoidal-shaped variation combined with a minimum phase shift at 300° suggests that the phase shifts might in reality be caused by noise directivity. In another context, Pedersen and Krüger (2007) observed apparent variations of the group speed that were actually caused by strong noise directivity.

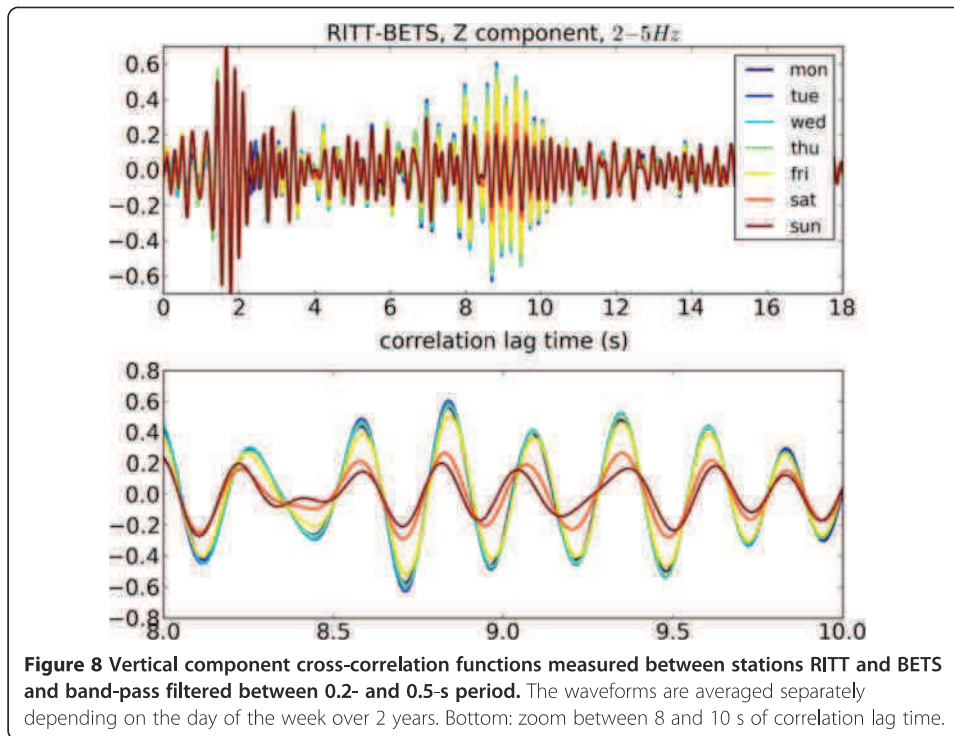
To corroborate the claim that our phase shifts are essentially caused by noise directivity, we propose a synthetic test with a homogeneous medium (constant phase speed of 2.45 km/s at 2-s period). Using the work of Weaver et al. (2009) and Froment et al. (2010), we estimate the theoretical phase shifts predicted by a given azimuthal distribution of the noise energy (ADNE). We find that a simple synthetic ADNE made of two Gaussian functions centered at 150° and 300° (the principal back azimuths of the noise directivity observed in Figure 3) reproduces the main features (sinusoidal shape and amplitudes) of the phase shifts measured on real data. Because the synthetic medium is homogeneous, these phase variations can be attributed unambiguously to the noise directivity. Interestingly, as soon as the ADNE contains an isotropic component, however small (even 0.01% of the dominant arrival), the phase shifts become negligible. This confirms the main conclusion of Weaver et al. (2009) and implies that a complete lack of coherent isotropic noise strengthens our observed phase variations.

The predicted time shifts in our synthetic test vary from 0% to +40% of the time needed by the phase to travel between two stations, depending on the distance separating the stations and how the pair is oriented with respect to the incoming noise. As our network is quite dense, each grid cell is observed by several station pairs having different orientations and separations. In a tomographic application, one can naively expect to restore the uniform distribution of the noise with azimuth by canceling out the noise-induced phase shift. To understand how the error on the phase of the CCF spreads over the spatial distribution of phase velocities through tomography, we invert the biased synthetic propagation times (Figure 7). We assume a homogeneous *a priori* velocity of 2.45 km/s, and set the smoothing distance to 5 km. As the computed phase shifts are all positive, most grid cells exhibit overestimated phase speeds that can reach 30% more than the true value (green/blue zones). These artefacts are heightened by the large number of station pairs oriented perpendicularly to the dominant noise arrival (300°). The inverse problem also produces zones of underestimated phase speeds (yellow zones) to balance the overestimations and satisfy most of the observations. Future work will focus on how to take this bias into account for a reliable estimation of velocity variations at depth.

Impact of localized and repetitive deterministic high-frequency sources

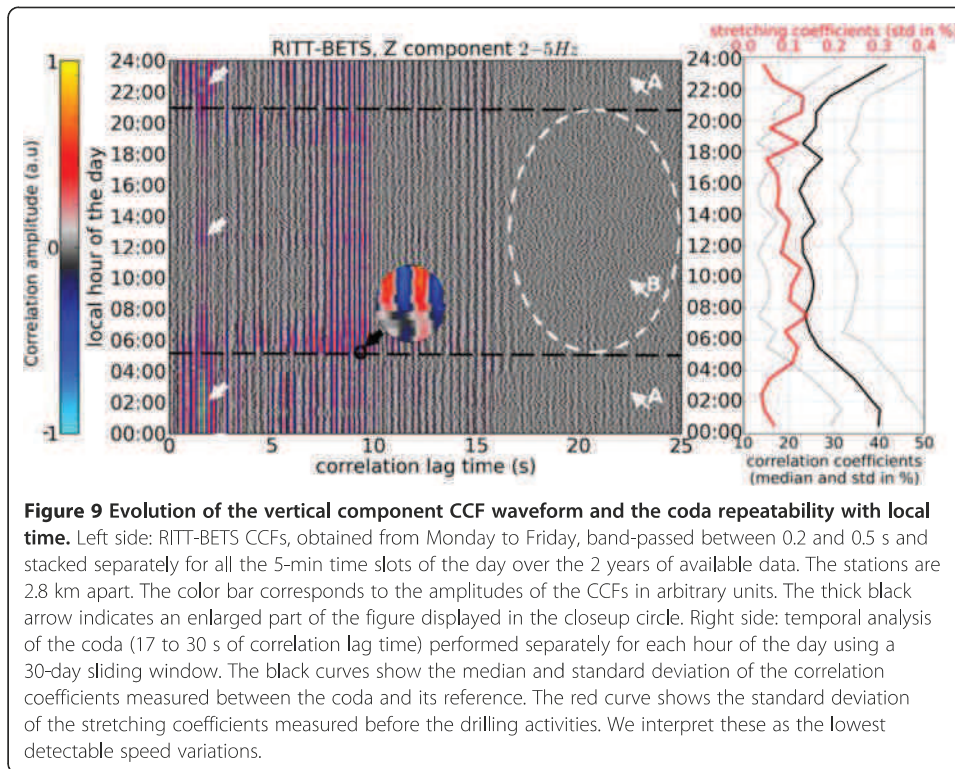
Since the energy of short-period noise (below 1 s) presents a strong weekly and daily periodicity resulting from human activity (Figure 2, bottom), we average the short-period CCFs (0.2 to 0.5 s) separately for each day of the week. Figure 8 illustrates the evolution of the CCFs for the 7 days of the week for the station pair RITT-BETS (2.8 km apart). We observe that the CCFs are very similar from Monday to Friday, while a clear change in phase and amplitude appears on Saturday and Sunday. The stability of the short-period CCFs during weekdays proves that anthropogenic noise can indeed be recorded coherently over several kilometers. We can therefore conclude that





the reconstruction of the short-period part of Green's function is limited only by the non-uniform distribution of short-period noise sources, and not by attenuation. Furthermore, this observation suggests that the anthropogenic sources are not only localized in space but also repetitive in time.

To refine our understanding of how the variability of anthropogenic sources impacts the correlations, we estimate the variability of the correlation waveform as a function of the local time of the day, restricting the analysis to weekdays (Monday to Friday). To do so, we first isolate the seismic noise recorded from Monday to Friday, then we compute the CCFs in 5-min windows. Finally, we stack the 5-min-long CCFs separately depending on the local time of the day over the whole acquisition period (for instance, we compute all the CCFs of the noise recorded at two stations every working day between local times 08:00 and 08:05 a.m. and stack them). The results for the RITT-BETS case are presented in Figure 9 (left side). Differences can be seen between day and night, with sudden changes of the waveform at 5 a.m. and 9 p.m. (horizontal dashed lines). A very energetic arrival is observed between 5 a.m. and about 7 a.m. (thick black arrow and closeup circle on Figure 9). Its origin has not yet been identified, but this arrival could be caused by a sudden increase of the traffic every morning at the same time along the same roads or by regular start-up times of machines in neighboring industries. The same energetic arrival between 5 a.m. and 7 a.m. is observed for other station pairs but at different correlation lag times, indicating that it is probably caused by a unique localized source. Some arrivals of the early part of the CCF (thick white arrows on Figure 9) can only be seen when the anthropogenic activity decreases (during the nighttime and lunchtime) and could be due to natural (wind related) or continuous anthropogenic noise sources (e.g., pumps or industries in continuous operation). Given



the chosen period range (0.2 to 0.5 s), the distance separating the stations (2.8 km), and an estimated group speed ranging from about 0.18 to 0.3 km/s, we expect fundamental-mode Rayleigh waves to occur between 9 and 16 s of correlation lag time. Earlier arrivals observed throughout the day may be caused by clustered noise sources that are not aligned with the axis formed by the pair of stations. Such sources generate wave fields that reach the two stations with delay times shorter than the Rayleigh wave propagation time from one first station to the other. Interpreting these phases as part of Green's function would lead to an over-estimation of the group speed between the stations.

The late part of the correlation function (coda, e.g., after 16 s in the RITT-BETS case; Figure 9, left side) results from diffuse wave fields recorded coherently at both stations (seismic waves refracted on scatterers while traveling from one station to the other). Sens-Schönfelder and Wegler (2006) proposed to study the variability of the CCF coda over time to highlight velocity changes within the medium. This technique first establishes a reference coda by averaging the CCFs on a time span over which the medium is assumed to be invariant. Then, the CCFs computed on a sliding window are compared to this reference in order to identify infinitesimal variations (waveform stretching) of the coda. Obviously, the method requires the coda to be extremely repeatable so that any modification in its waveform can be attributed to changes into the medium.

We observe that the coda part of the CCF seems more stable during the night than during the day (Figure 9, left side). The early part of the coda (i.e., between 17 and 25 s, arrows labeled 'A') displays similar waveforms from 10 p.m. to 4 a.m., while no coherent phases can be seen in this part of the coda from about 8 a.m. to 9 p.m. (white

dashed circle and arrow labeled 'B'). We infer that the positions of diurnal sources change more than those of nocturnal sources within our time resolution of 5 min. The daytime coda of the CCFs results from illuminating the scatterers around the station pair in a randomly time-varying manner, making it less repeatable.

In order to determine which part of the day is most suited for temporal analysis of the medium, we quantify the repeatability of the coda over time using the techniques of Sens-Schönfelder and Wegler (2006) and Brenguier et al. (2008). We conduct this analysis separately for each hour of the day. We first calculate 24 reference CCFs by averaging the CCFs separately as a function of local hour over the whole acquisition period. Then, for each local hour, we estimate how the coda computed over a 30-day sliding window resembles its reference CCF. Finally, for each local hour, we obtain a set of stretching coefficients (SCs) and their corresponding correlation coefficients (CCs). Medians and standard deviations of the CCs are used as indicators of coda repeatability (for instance, a value of $100\% \pm 0\%$ would correspond to a coda that always matches its reference whatever the position of the 30-day window). Results obtained in the RITT-BETS case, using the 17- to 30-s coda filtered between 0.2 and 0.5 s (2 to 5 Hz), are presented in Figure 9 (right side, black curves). The coda is confirmed to be more stable at nighttime (up to $40\% \pm 10\%$ correlation between the coda and its reference). The standard deviation of the SCs obtained before the first drilling (190 days) is also displayed as a function of local hour (Figure 9, right side, red curve). This curve is used as an indicator of the smallest detectable relative speed variation ($\Delta v/v$) that could be observed using our data set with a temporal resolution of 30 days. The detectable speed variation is about 0.1% during the day and 0.05% at night.

Conclusions

In this work, we benefited from the high station density available close to the two geothermal sites of Soultz-sous-Forêts and Rittershoffen and the long duration of available data (up to 4 years). We propose a detailed analysis of the seismic noise recorded in the area. The period range of interest is constrained by the dimension of the targeted structures. Based on the estimated seismic velocity model of the area, investigating the first 5 km of the crust requires working at periods between 0.2 and 5 s, which include seismic noise that has various origins and properties. At periods above 1 s, the secondary micro-seismic peak dominates the signal. This peak is characterized by a strong directivity (approximately 300° back azimuth) in good agreement with its origin (northern part of the Atlantic Ocean). At periods below 1 s, the noise has clear daily and weekly periodicities, which indicate its anthropogenic origin. The spatial analysis of this noise reveals that the sources are numerous but clustered around a few zones that roughly correspond to the densely populated villages of the area.

We compute CCFs for all station pairs of the network and analyze two of their properties. Firstly, we examine how the CCFs resemble Green's functions in terms of signal-to-noise ratio (SNR), dispersive behavior, and phase. This property of the CCFs is required for modeling the geographical distributions of seismic velocities (tomography), which will lead to better knowledge of the geological structures and characterization of the geothermal reservoir. At periods above 1 s, the SNR is low and the spatial distribution of the (mainly anthropogenic) noise sources limits our ability to reconstruct Green's function, making dispersion measurements difficult. At periods

below 1 s, the SNR is higher. However, the high directivity of the noise at these periods affects the phase of the CCFs in a way that cannot be neglected. We expect CCFs to provide reliable information about distributions of seismic velocities inside the reservoir only if accurate knowledge of the noise directivity and rigorous estimates of errors induced on the phase are taken into account. This issue will be addressed in a forthcoming study.

Secondly, we analyze the stability of the correlation functions in time. This property is commonly used to follow the temporal variations of seismic velocities at depth and does not require a perfect match between the CCF waveform and the true Green's function. This technique is expected to provide information about changes that could occur inside the reservoir due to geothermal activities (relative displacement of scatterers induced by pressure variations, thermal fluctuations, variations of the fluid content, etc.). We show that high-frequency noise (0.2 to 0.5 s) due to anthropogenic activity is more stable/repeatable at night. The nocturnal noise sources, although non-uniformly distributed, seem to be more stable in space and time, making nocturnal CCFs more suited for temporal analysis. With a time resolution of 30 days, we estimate the smallest detectable relative phase speed variation to be about 0.05% to 0.1%. Future work will focus on the temporal variations of the medium induced by the operations conducted at the geothermal sites (drilling, injection/production tests, etc.).

Additional files

Additional file 1: Supplementary materials. This file contains a discussion of spectrograms and pre-processing of the noise.

Additional file 2: Figure S1. Long-term spectrograms measured on vertical component of stations LAMP (top, settled away from any village), RITT (middle, located about 1 km away from the nearest village), and BETS (bottom, located very close to a village). The spectra are computed per 24 h. The color corresponds to the amplitude of the Fourier spectrum of the ground acceleration expressed in decibels ($20 \log(\text{m}\cdot\text{s}^{-2}\cdot\text{Hz}^{-1})$); the color scale is defined in the same manner for the three stations in order to facilitate comparison. The white dashed lines delimitate the noise dominated by anthropogenic noise (below the line) from the one dominated by the secondary micro-seismic peak (above the line).

Additional file 3: Figure S2. Evolution of the RITT-BETS causal CCF, computed on vertical components over 2 years of data in the 0.2- to 5-s period band. The CCF is computed on a 1-week-long sliding window with a 1-day sliding step. Five processing schemes are compared to understand how the order in which temporal (ONEB) and spectral (WH) normalizations are applied affects the CCF stability. The blue circles show a high-frequency signal occurring close to the 0 correlation lag time regardless of the processing method. This signal corresponds to the two drilling stages performed on the Rittershoffen platform. The red circles indicate a sudden frequency change observed on both ONEB and ONEBWH methods.

Competing interests

The authors declare that they have no competing interests.

Authors' contributions

ML participated in data acquisition, performed the data processing and analysis and drafted the manuscript. JV designed and coordinated the study, and participated in data acquisition. JS and AM participated in the design and coordination of the study. JS also contributed to the data acquisition. All authors have read and approved the final manuscript.

Acknowledgements

This work has been published under the framework of the LABEX ANR-11-LABX-0050_G-EAU-THERMIE-PROFONDE and benefits from a funding from the state managed by the French National Research Agency as part of the Investments for the future program. ML is funded by Groupe Electricité de Strasbourg. We thank GEIE EMC, ECOGI and EOST for providing the data of the permanent network. The array equipment (ARIT and AKUL) was supplied by the SisMob component of the RESIF National Research Infrastructure. We thank the Geophysical Instrument Pool Potsdam (GFZ) for providing temporary stations, as well as E. Gaucher (KIT), V. Maurer (ES-G), H. Wodling, H. Jund, and M. Grunberg (EOST) who deployed the stations and collected the data. We are grateful to the three anonymous reviewers for their constructive criticisms that greatly helped improve the content of this manuscript.

Received: 30 May 2014 Accepted: 2 December 2014

Published online: 01 February 2015

References

- Bensen GD, Ritzwoller MH, Barmin MP, Levshin AL, Lin F, Moschetti MP, Shapiro NM, Yang Y (2007) Processing seismic ambient noise data to obtain reliable broad-band surface wave dispersion measurements. *Geophys J Int* 169(3):1239–1260, doi:10.1111/j.1365-246X.2007.03374.x
- Bonnefoy-Claudet S, Cotton F, Pierre-Yves B (2006) The nature of noise wavefield and its applications for site effects studies: a literature review. *Earth Sci Rev* 79(3–4):205–227, doi:10.1016/j.earscirev.2006.07.004
- Brenguier F, Shapiro NM, Campillo M, Ferrazzini V, Duputel Z, Coutant O, Necessian A (2008) Towards forecasting volcanic eruptions using seismic noise. *Nat Geosci* 1(2):126–130
- Brenguier F, Clarke D, Aoki Y, Shapiro NM, Campillo M, Ferrazzini V (2011) Monitoring volcanoes using seismic noise correlations. *Comptes Rendus Geosci* 343(8–9):633–638, doi:10.1016/j.crte.2010.12.010
- Bussat S, Kugler S (2011) Offshore ambient-noise surface-wave tomography above 0.1 Hz and its applications. *Leading Edge* 30(5):514–524, doi:10.1190/1.3589107
- Calò M, Dorbath CC (2013) Different behaviours of the seismic velocity field at Soultz-sous-Forêts revealed by 4-D seismic tomography: case study of GPK3 and GPK2 injection tests. *Geophys J Int* 194(2):1119–1137
- Calò M, Dorbath C, Cornet FH, Cuenot N (2011) Large-scale aseismic motion identified through 4-DP-wave tomography. *Geophys J Int* 186(3):1295–1314
- Calò M, Kinnaert X, Dorbath C (2013) Procedure to construct three-dimensional models of geothermal areas using seismic noise cross-correlations: application to the Soultz-sous-Forêts enhanced geothermal site. *Geophys J Int* 194(3):1893–1899, doi:10.1093/gji/ggt205
- Campillo M, Sato H, Shapiro NM, van der Hilst RD (2011) Nouveaux Développements de L'imagerie et Du Suivi Temporel à Partir Du Bruit Sismique. *Comptes Rendus Geosci* 343(8–9):487–495, doi:10.1016/j.crte.2011.07.007
- Derode A, Larose E, Campillo M, Fink M (2003a) How to estimate the Green's function of a heterogeneous medium between two passive sensors? Application to acoustic waves. *Appl Phys Lett* 83(15):3054–3056, doi:10.1063/1.1617373
- Derode A, Larose E, Tanter M, de Rosny J, Tourin A, Campillo M, Fink M (2003b) Recovering the Green's function from field-field correlations in an open scattering medium (L). *J Acoust Soc Am* 113(6):2973–2976, doi:10.1121/1.1570436
- Dziewonski A, Bloch S, Landisman M (1969) A technique for the analysis of transient seismic signals. *Bull Seismol Soc Am* 59(1):427–444
- Froment B, Campillo M, Roux P, Gouédard P, Verdel A, Weaver RL (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
- Gaucher E, Maurer V, Wodling H, Grunberg M (2013) Towards a dense passive seismic network over Rittershoffen geothermal field. 2nd European Geothermal Workshop. KIT, EOST, Strasbourg, France
- Gouédard P, Roux P, Campillo M, Verdel A (2008) 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
- Groos JC, Ritter JRR (2009) Time domain classification and quantification of seismic noise in an urban environment. *Geophys J Int* 179(2):1213–1231
- Gutenberg B (1936) On microseisms. *Bull Seismol Soc Am* 26(2):111–117
- Hadziioannou C, Larose E, Coutant O, Roux P, Campillo M (2009) Stability of monitoring weak changes in multiply scattering media with ambient noise correlation: laboratory experiments. *J Acoust Soc Am* 125(6):3688–3695
- Kedar S, Longuet-Higgins M, Webb F, Graham N, Clayton R, Jones C (2008) The origin of deep ocean microseisms in the North Atlantic Ocean. *Proc Royal Soc A Math Phys Eng Sci* 464(2091):777–793, doi:10.1098/rspa.2007.0277
- Larose E (2005) Diffusion multiple des ondes sismiques et expériences analogiques en ultrasons. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, France
- Larose E, Roux P, Campillo M (2007) "Reconstruction of Rayleigh-Lamb Dispersion Spectrum Based on Noise Obtained from an Air-Jet Forcing". *The Journal of the Acoustical Society of America* 122(6):3437–44, doi:10.1121/1.2799913
- Lin F-C, Tsai VC (2013) Seismic interferometry with antipodal station pairs. *Geophys Res Lett* 40(17):4069–4613, doi:10.1002/grl.50907
- Lin F-C, Tsai VC, Schmandt B, Duputel Z, Zhan Z (2013) Extracting seismic core phases with array interferometry. *Geophys Res Lett* 40(6):1049–1053, doi:10.1002/grl.50237
- Lobkis OI, Weaver RL (2001) On the emergence of the Green's function in the correlations of a diffuse field. *J Acoust Soc Am* 110(6):3011–3017, doi:10.1121/1.1417528
- Longuet-Higgins MS (1950) A theory of the origin of microseisms. *Phil Trans R Soc A* 243(857):1–35, doi:10.1098/rsta.1950.0012
- McNamara DE, Buland RP (2004) Ambient noise levels in the continental United States. *Bull Seismol Soc Am* 94(4):1517–1527
- Mordret A, Landès M, Shapiro NM, Singh SC, Roux P, Barked OI (2013) Near-surface study at the Valhall oil field from ambient noise surface wave tomography. *Geophys J Int* 193(3):1627–1643, doi:10.1093/gji/ggt061
- Obermann A, Planès T, Larose E, Campillo M (2013) Imaging preeruptive and coeruptive structural and mechanical changes of a volcano with ambient seismic noise. *J Geophys Res Solid Earth* 118(12):6285–6294, doi:10.1002/2013JB010399
- Pedersen HA, Krüger F (2007) Influence of the seismic noise characteristics on noise correlations in the Baltic shield. *Geophys J Int* 168(1):197–210
- Poli P, Campillo M, Pedersen H (2012) Body-wave imaging of Earth's mantle discontinuities from ambient seismic noise. *Science* 338(6110):1063–1065, doi:10.1126/science.1228194
- Rost S, Thomas eC (2002) Array seismology: methods and applications. *Rev Geophys* 40(3):1008, doi:10.1029/2000RG000100
- Roux P, Kuperman WA, and the NPAL Group (2004) Extracting coherent wave fronts from acoustic ambient noise in the ocean. *J Acoust Soc Am* 116(4):1995–2003, doi:10.1121/1.1797754
- Roux P, Sabra KG, Kuperman WA, Roux A (2005) Ambient noise cross correlation in free space: theoretical approach. *J Acoust Soc Am* 117(1):79–84, doi:10.1121/1.1830673
- Sabra KG, Gerstoft P, Roux P, Kuperman WA, Fehler MC (2005a) Extracting time-domain Green's function estimates from ambient seismic noise. *Geophys Res Lett* 32(3):L03310

- Sabra KG, Gerstoft P, Roux P, Kuperman WA, Fehler MC (2005b) Surface wave tomography from microseisms in southern California. *Geophys Res Lett* 32(14):L14311
- Sabra KG, Roux P, Kuperman WA (2005c) Arrival-time structure of the time-averaged ambient noise cross-correlation function in an oceanic waveguide. *J Acoust Soc Am* 117(1):164–174
- Sens-Schönfelder C, Wegler U (2006) Passive image interferometry and seasonal variations of seismic velocities at Merapi Volcano, Indonesia. *Geophys Res Lett* 33(21):L21302, doi:10.1029/2006GL027797
- Sergeant A, Stutzmann E, Maggi A, Schimmel M, Arduin F, Obrebski M (2013) "Frequency-Dependent Noise Sources in the North Atlantic Ocean." *Geochem Geophys Geosyst* 14(12):5341–5353, doi:10.1002/2013GC004905
- Shapiro NM, Campillo M (2004) Emergence of broadband Rayleigh waves from correlations of the ambient seismic noise. *Geophys Res Lett* 31(7):L07614
- Shapiro NM, Campillo M, Stehly L, Ritzwoller MH (2005) High-resolution surface-wave tomography from ambient seismic noise. *Science* 307(5715):1615–1618, doi:10.1126/science.1108339
- Stehly L, Campillo M, Shapiro NM (2006) A study of the seismic noise from its long-range correlation properties. *J Geophys Res* 111(B10):B10306
- Weaver R, Froment B, Campillo M (2009) On the correlation of non-isotropically distributed ballistic scalar diffuse waves. *J Acoust Soc Am* 126(4):1817–1826, doi:10.1121/1.3203359
- Weaver RL, Hadziioannou C, Larose E, Campillo M (2011) On the precision of noise correlation interferometry. *Geophys J Int* 185(3):1384–1392, doi:10.1111/j.1365-246X.2011.05015.x
- Withers MM, Aster RC, Young CJ, Chael EP (1996) High-frequency analysis of seismic background noise as a function of wind speed and shallow depth. *Bull Seismol Soc Am* 86(5):1507–1515

II.3 Compléments sur les caractéristiques du bruit et leur impact sur les fonctions de corrélation

II.3.1 Modes harmoniques des ondes de Rayleigh et ondes de volume

Dans l'article précédent, nous avons montré que le bruit ambiant enregistré au-delà de 1s de période permet de reconstruire un champ d'onde dispersif correspondant à l'onde de Rayleigh. Ce bruit, dominé par le pic micro-sismique secondaire, est aujourd'hui couramment utilisé pour l'imagerie des structures à différentes échelles (e.g. Shapiro et al., 2005; Sabra et al., 2005b). En plus des ondes de surface, de nombreuses études ont rapporté l'émergence d'ondes de volume dans les fonctions de corrélation (Roux et al., 2005b; Poli et al., 2012a; Poli et al., 2012b; Zhan et al., 2010; Nishida, 2013; Lin et al., 2013b; Lin et Tsai, 2013; Boué et al., 2013b).

Une technique permettant d'identifier les différents types d'ondes qui émergent des fonctions de corrélation ainsi que leur vitesse est la transformation $\tau - p$ (ou « slant-stack », Yilmaz, 2001) qui identifie des alignements de la phase du signal dans le domaine temps-distance. Pour analyser les ondes de surface dont la vitesse varie avec la période, les fonctions de corrélation sont filtrées à différentes périodes et représentées dans le domaine temps de la corrélation - distance inter-capteur. On applique ensuite la transformation $\tau - p$ de façon indépendante pour chaque période et les résultats sont obtenus sous la forme d'un diagramme période - vitesse de phase (figure II.8).

Classiquement, la méthode consiste à sommer les amplitudes rencontrées le long d'une droite du domaine temps-distance (voir par exemple les lignes pointillées noire et bleue sur la figure 6, p54) et de rapporter la somme obtenue en un point du domaine période-vitesse de phase. Une autre possibilité est de mesurer l'écart type des valeurs de phase instantanée rencontrées le long de cette droite du domaine temps-distance. Si la droite proposée correspond effectivement à un alignement de phase, l'écart type des valeurs de phase instantanées rencontrées sera proche de 0, si au contraire la droite ne correspond pas à un alignement de phase, l'écart type des valeurs de phase instantanées rencontrées sera élevé. On dispose ainsi d'un indicateur permettant d'identifier des alignements de phase entre les fonctions de corrélations obtenues pour différentes paires de stations (figure II.8, échelle de couleur. La valeur 1 correspond à un bon alignement de la phase instantanée des fonctions de corrélation).

La méthode a été appliquée aux réseaux temporaires et permanents disponibles autour des sites de Soultz-sous-Forêts et Rittershoffen (figure II.8). Conformément aux observations décrites précédemment, on distingue un signal dispersif net aux périodes supérieures à 1s. Plus précisément, la courbe de dispersion semble se dédoubler entre environ 2 et 5s de période. Les vitesses de phase observées sont en bon accord avec les lois de dispersion du mode fondamental (courbe SZ0, figure II.8) et du premier mode harmonique (courbe SZ1, figure II.8) de l'onde de Rayleigh. Ces courbes sont calculées à l'aide des programmes développés par Herrmann et Ammon (2002) à partir du modèle

de vitesse 1D de la zone de Soultz-sous-Forêts (e.g. Beauce et al., 1992 ; Charléty et al., 2006 ; Calò et al., 2013). En revanche, aucun signal dispersif significatif n'est observé pour le second mode harmonique de l'onde de Rayleigh (courbe SZ2, figure II.8).

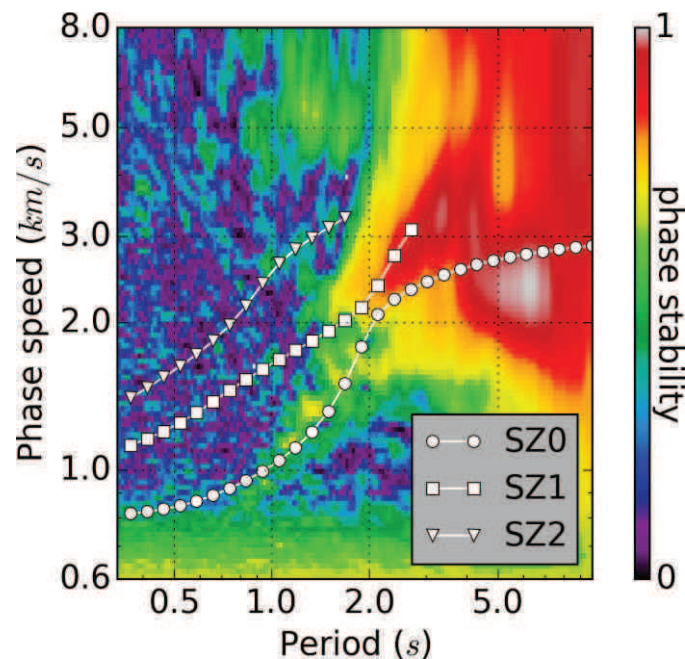


Figure II.8: Mesure des courbes de dispersion moyennes par transformation $\tau - p$ des fonctions de corrélation sur les réseaux permanents et temporaires de la région de Soultz-sous-Forêts et Rittershoffen. Les différentes courbes représentent les 3 premiers modes de l'onde de Rayleigh calculées pour le modèle de vitesse tabulaire de la région de Soultz-sous-Forêts.

Il est peu probable que le dédoublement de la courbe de dispersion observé soit la cause d'une variation spatiale de la vitesse des ondes de Rayleigh à l'échelle du réseau car ce dédoublement peut être vu sur certaines paires de stations individuelles. A longue période ($> 7s$), cette analyse semble indiquer des vitesses de phase très rapides (entre 5 et 8km/s). Ces signaux sont interprétés comme des artefacts liés à la trop faible extension latérale du réseau par rapport aux longueurs d'onde des ondes de Rayleigh à ces périodes. En revanche, on distingue une arrivée rapide à 5km/s entre 1 et 2s. Il est probable que cette arrivée corresponde à une onde P.

II.3.2 Impact d'une source de bruit cohérente sur la fonction de corrélation

La méthode de corrélation de bruit repose fondamentalement sur la valorisation des signaux suffisamment énergétiques pour affecter deux stations distinctes. La moyenne des fonctions de corrélation sur une longue durée renforce l'impact de ces sources dite « cohérentes spatialement » par sommation constructive tandis que les sources de bruit « incohérentes spatialement » - c'est à dire qui n'affectent qu'une seule des stations de la paire - sont éliminées par sommation destructive. De ce fait, certaines sources de bruit cohérentes et répétitives peuvent avoir un fort impact sur la fonction de corrélation même si elles sont très peu énergétiques. Dans cette section, on s'intéresse à certaines de ces sources et à leur influence sur la fonction de corrélation.

II.3.2.1 Analyse du bruit nocturne haute-fréquence

L'étude des caractéristiques spatiales et temporelles du bruit montre que l'activité humaine diurne joue un rôle prépondérant dans la génération du bruit enregistré en dessous de 1s de période (voir la section II.2). D'une part, ce bruit semble provenir principalement des nombreux villages situés dans le voisinage des stations. D'autre part, l'énergie du bruit haute fréquence présente des périodicités diurne, semi-diurne et hebdomadaire. Bien que la nature exacte des sources à l'origine de ce bruit ne soit pas clairement identifiée, la réduction du niveau de bruit pendant la nuit et le week-end suggère qu'elles sont liées à l'activité de production (activité industrielle, agricole, circulation routière et ferroviaire, ...). On constate notamment que le niveau de bruit enregistré en dessous de 1s est au plus bas entre minuit et 2h du matin, temps local. L'analyse du bruit sur cet intervalle de temps révèle la présence des sources secondaires masquées pendant la journée par des sources anthropiques dominantes. Deux types de bruit ont été mis en évidence : Autour de 1s, on distingue des événements transitoires de durées variables. Par ailleurs, une multitude de raies spectrales continues ont été identifiées en dessous de 1s de période.

II.3.2.1.a Événements transitoires

La figure II.9 représente l'évolution dans le temps du spectre du bruit calculé entre minuit et 2h, pour la composante verticale de la station RITT. Entre 0.7s et 1.1s (0.9Hz et 1.5Hz), on observe des augmentations épisodiques du niveau de bruit. Ces événements transitoires de faible amplitude se distinguent particulièrement au voisinage de 1s où le contraste avec les périodes calmes est maximal (figure II.9, flèches blanches). Leur durée varie de quelques jours à plusieurs dizaines de jours contiguës et ne montrent pas de périodicité particulière.

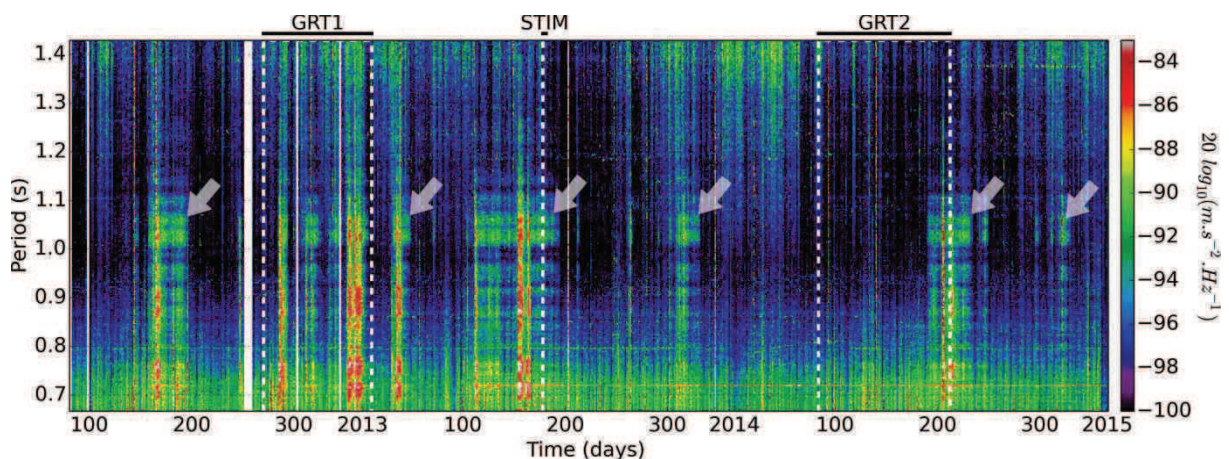


Figure II.9 : Variation long-terme du spectre du bruit nocturne enregistré entre minuit et 2h (temps local) sur la composante verticale de la station RITT. L'échelle de couleur correspond à l'amplitude du spectre en accélération (exprimé en $20 \log(m.s^{-2}.Hz^{-1})$). Les lignes blanches pointillées indiquent les dates de forage des puits du site de Rittershoffen (GRT1 et GRT2), STIM indique la date de la stimulation hydraulique effectuée sur le puits GRT1. Les flèches blanches indiquent certains des événements transitoires visibles dans le bruit nocturne.

On les observe sur l'ensemble des stations des réseaux temporaires et permanents de la zone de Soultz-sous-Forêts et Rittershoffen. Bien que ces signaux soient légèrement plus marqués sur les stations permanentes proches du site de Rittershoffen, ils ne sont pas corrélés avec les activités de forage ou les stimulations de puits menées sur la plate-forme du site de Rittershoffen (voir les indications GRT1, STIM et GRT2 sur la figure II.9).

II.3.2.1.b Raies spectrales haute-fréquence

Plusieurs raies spectrales ont également été observées aux périodes inférieures à 1s. De même que pour les événements transitoires décrit précédemment, ces signaux ne sont identifiables qu'aux heures où le niveau de bruit anthropique est réduit, la figure II.10 montre un agrandissement du spectre de la station RITT où l'on peut voir l'une de ces raies à 0.207s (4.8Hz) qui émerge du bruit pendant la nuit et durant le week-end.

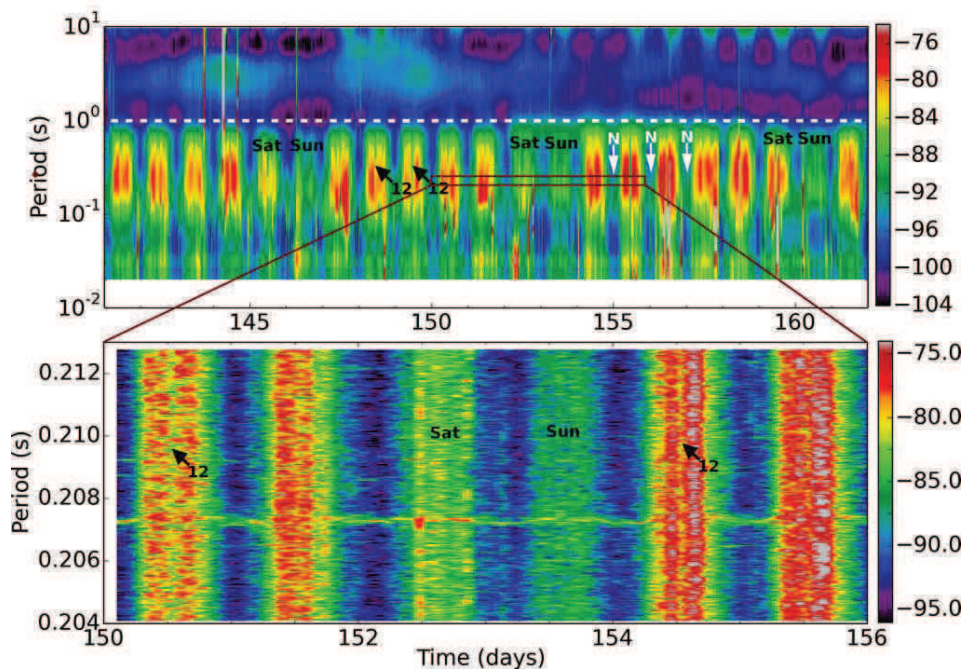


Figure II.10 : Agrandissement du spectrogramme de la figure 2 (p49) montrant une raie spectrale à 0.207s (4.8Hz). Ce signal est très stable dans le temps mais est masqué par des sources plus énergétiques aux heures de forte activité. Les indication « Sat » et « Sun » correspondent aux jours samedi et dimanche. Les lettres N indiquent une réduction du bruit nocturne, les chiffres 12 indiquent une réduction du bruit anthropique à midi, temps local.

Ces raies spectrales sont faiblement énergétiques mais elles affectent continuellement l'ensemble des stations installées à proximité des sites de Soultz-sous-Forêts et Rittershoffen. En outre, on les observe de façon cohérente sur la station ECH du réseau Geoscope située à plus de 100km au sud de la zone d'étude (voir la carte II.11). On distingue deux types de raies spectrales. Certaines d'entre elles sont extrêmement stables dans le temps. Elles apparaissent aux périodes 0.6s, 0.4s, 0.21s, 0.2s, 0.06s (i.e. 5/3Hz, 2.5Hz, 4.75Hz, 5Hz, 50/3Hz). D'autres montrent des variations temporelles

apériodiques (dérive temporelle, interruptions momentanées, sauts, ...). La figure II.11 est une comparaison entre les spectres nocturnes mesurés dans un voisinage de la période 0.207s (4.8Hz) par les stations KUHL (du réseau permanent de Soultz-sous-Forêts) et ECH (située en dehors de la zone d'étude). Sur cette figure, on peut observer des raies spectrales stables (voir les flèches rouges montrant les raies à 0.2s et 0.21s (4.75Hz et 5Hz)) et instables (flèches jaune, verte et bleu clair). Etonnamment, on note un saut de la raie spectrale à 0.207s (4.8Hz) qui coïncide avec la date du forage du puits GRT1 à Rittershoffen (figure II.11 flèche jaune) et une brève interruption de cette raie durant les quelques jours suivants les opérations de stimulations du puits GRT1 (figure II.11, flèche verte). Cependant l'existence d'un lien entre ces changements du contenu spectral du bruit et les activités géothermiques est très improbable car les mêmes changements s'observent à la station ECH. De plus on observe des variations similaires de la raie spectrale à 0.207s (4.8Hz) qui sont antérieures à l'aménagement du site de Rittershoffen.

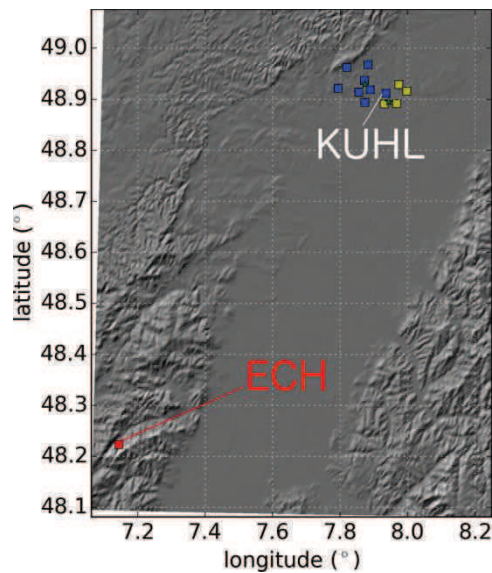


Figure II.11 : Carte montrant la position relative des stations KUHL et ECH dont les spectres nocturnes sont représenté sur la figure II.12. Les carrés bleus correspondent au réseau permanent de Soultz-sous-Forêts et les carrés jaunes correspondent au réseau permanent de Rittershoffen.

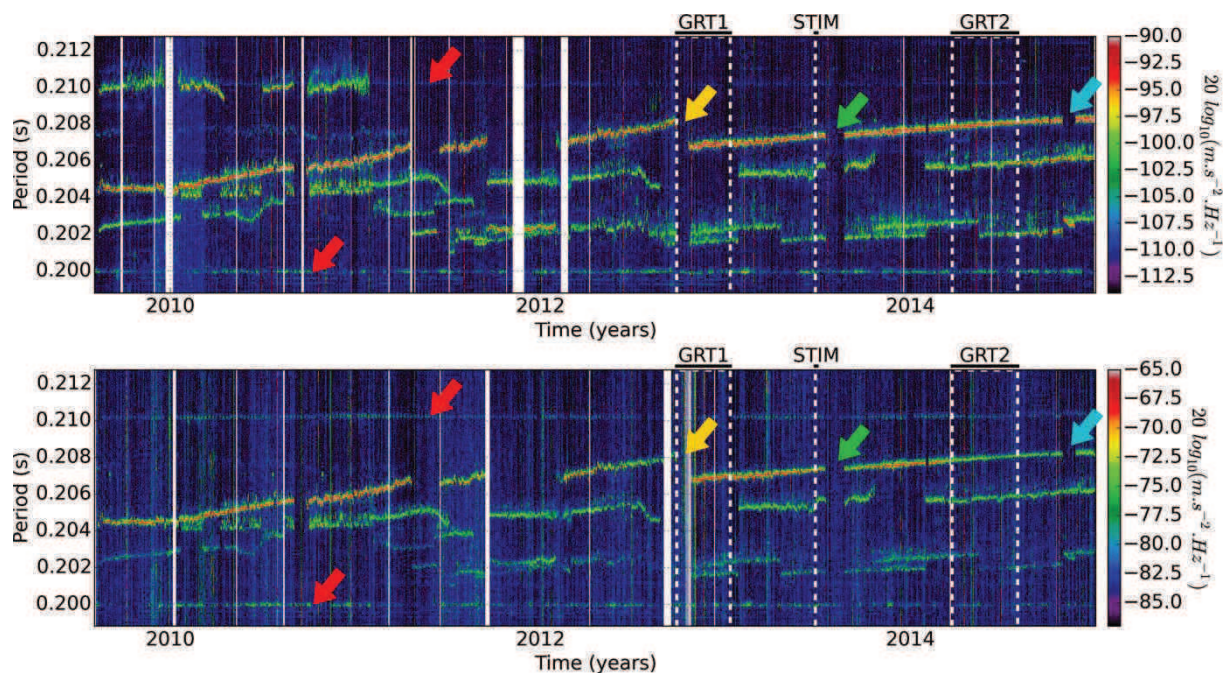


Figure II.12 : Variation long-terme du spectre du bruit nocturne enregistré entre minuit et 2h (temps local) sur les composantes verticales des stations ECH (haut) et KUHL (bas) autour de la période 0.207s (4.83Hz). La station ECH est située à environ 100km du réseau et la station KUHL est proche du site de Rittershoffen (voir figure II.11). L'évolution temporelle de ces raies spectrales est observée de façon similaire sur l'ensemble des stations disponibles. Les lignes blanches pointillées indiquent les forages des puits GRT1 et GRT2 ainsi que la stimulation hydraulique menée au puits GRT1 (STIM). Les flèches rouges indiquent des raies stables observées à 0.2s et 0.21s (5Hz et 4.75Hz). Les flèches jaune, verte et bleu clair indiquent des changements de la raie spectrale principale.

II.3.2.2 Effets sur le spectre des fonctions de corrélation

II.3.2.2.a Mise en évidence d'une évolution temporelle du contenu spectral des fonctions de corrélation

Nous avons montré que le bruit enregistré en dessous de 1s, inclut des sources de faible amplitude qui sont partiellement masquées par l'augmentation quotidienne de l'activité anthropique. Ces signaux sont observés de façon similaire sur des distances importantes ce qui indique qu'ils sont cohérents spatialement.

Afin d'évaluer l'impact de ces signaux sur les fonctions de corrélations, j'ai analysé l'évolution temporelle du spectre médian des fonctions de corrélation. Pour l'obtenir, les fonctions de corrélation sont calculées pour chaque paire de stations disponible (Estof-250 excepté) sur une fenêtre de temps glissante d'une durée de 6 heures entre fin 2009 et fin 2014 (NB : contrairement à l'étude du bruit ambiant nocturne, toutes les heures de la journée sont utilisées). Ces fonctions de corrélation sont dérivées et on calcule le module de leur spectre. Pour chaque fenêtre de 6 heures, on retient la médiane des spectres disponibles. L'évolution temporelle de ce spectre médian est présentée sur la figure II.13. En raison des différentes étapes de prétraitement appliquées au bruit (voir la méthode WHONEB, tableau II.5), l'amplitude du spectre des fonctions de corrélation n'a pas de sens physique et on la représente à l'aide d'une échelle logarithmique normalisée selon les valeurs extrémales du spectre

sur la gamme de @période 0.125s – 8s (0.125Hz – 8Hz ; voir les échelles de couleur sur la figure II.13).

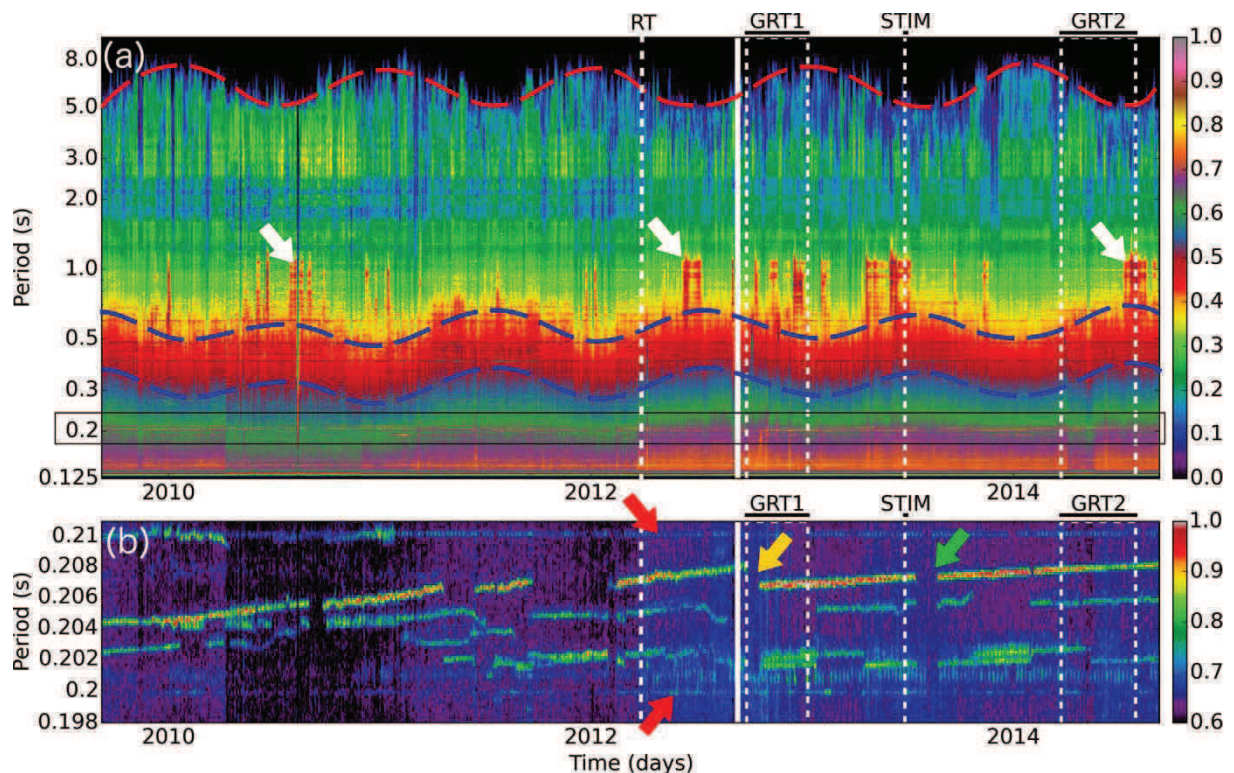


Figure II.13 : (a) Spectre médian des fonctions de corrélation obtenu pour l'ensemble des paires de stations des réseaux permanents et temporaires disponibles dans la région entre fin 2009 et fin 2014 pour des fenêtres de 6h glissant sur toutes les heures de la journée (excepté EstOf-250 ; la station ECH n'est pas incluse). Les amplitudes sont mesurées selon une échelle logarithmique ramenée à l'intervalle 0 - 1. Les flèches blanches indiquent les événements transitoires observés sur les spectres de bruit nocturnes (figure II.9). Les courbes sinusoïdales rouge et bleues sont des lignes d'iso-amplitude du spectre des fonctions de corrélation. L'encadré noir indique la section du spectre qui est agrandie sur la partie (b) de la figure. (b) agrandissement du spectre médian des fonctions de corrélation autour de la période 0.207 s (4.8Hz). La ligne blanche pointillée notée RT correspond à l'installation du réseau temporaire de Rittershoffen, les lignes notées GRT1, STIM et GRT2 correspondent au forage et à la stimulation des puits GRT1 et GRT2 du site de Rittershoffen. La ligne blanche verticale continue correspond à une absence de données.

On peut d'abord noter que le spectre des fonctions de corrélation n'est pas uniforme en fréquence (le spectre n'est pas « blanc »). De plus, il varie au cours du temps. Or le prétraitement du bruit appliqué dans cette thèse implique un blanchiment spectral qui vise à uniformiser le module du spectre du bruit heure par heure (figure II.4). En conséquence, on pourrait s'attendre à ce que le module du spectre de la fonction de corrélation soit constant et égal à 1. Cet effet est discuté dans la section suivante.

Plusieurs variations caractéristiques apparaissent. D'abord, on note une très nette périodicité annuelle du spectre des corrélations. Entre 5s et 8s, l'amplitude du spectre augmente significativement pendant l'hiver (figure II.13.a, sinusoïde rouge). J'interprète cet effet comme la conséquence directe de l'augmentation du niveau de bruit

micro-sismique secondaire pendant l'hiver (figure 2 p49, flèches notées « W »). Entre 0.3s et 0.6s (1.7Hz et 3.3Hz), on note une périodicité annuelle inverse, avec une augmentation de l'amplitude du spectre pendant l'été (figure II.13.a, sinusoïdes bleues). Par ailleurs, on constate que les événements transitoires observés dans le bruit nocturne aux alentours de 1s dominant le spectre des fonctions de corrélation (figure II.13.a, flèches blanches). De même, les raies spectrales (dont la raie à 0.207s (4.8Hz)) apparaissent très nettement et on peut distinguer leurs variations temporelles (figure II.13.b, flèches jaune et verte).

Ces observations démontrent que, malgré leurs très faibles niveaux énergétiques, certaines sources de bruit cohérentes sont mises en valeur par l'opération de corrélation et dominant le spectre des fonctions de corrélation y compris pendant la journée. La variabilité temporelle de ces sources de bruit influence la stabilité des fonctions de corrélation dans le temps ce qui est une limite pour l'étude des variations temporelles du milieu.

II.3.2.2.b Discussion sur le rôle du blanchiment spectral pour la stabilisation temporelle du spectre des corrélations

Le blanchiment spectral appliqué aux enregistrements continus du bruit en amont de la corrélation vise à uniformiser l'énergie apportée par chaque source individuelle et tend probablement à reproduire artificiellement la condition d'uniformité des sources requise par la méthode de corrélation. Dans la section II.3.3 nous avons vu que cette étape joue effectivement un rôle important dans la stabilisation temporelle des fonctions de corrélation. Cependant, il apparaît clairement que des variations temporelles du contenu spectral des fonctions de corrélation persistent malgré l'application d'un blanchiment spectral. Plus précisément, on constate que certaines sources de bruit haute fréquence, telles que les événements transitoires à 1s (figure II.9) et les multiples raies spectrales (figure II.12), affectent l'ensemble du réseau et dominant le spectre des fonctions de corrélation malgré leur faible niveau énergétique.

Intuitivement, on pourrait s'attendre à ce que la corrélation de bruit blanchi soit un signal de spectre blanc. Prenons par exemple le cas simple de deux stations A et B enregistrant des signaux u_A et u_B dont le module est unitaire et indépendant de la fréquence. En domaine fréquentiel on peut écrire :

$$\begin{cases} u_A(\nu) = e^{i\varphi_A(\nu)} \\ u_B(\nu) = e^{i\varphi_B(\nu)} \end{cases} \Rightarrow u_A^*(\nu) \times u_B(\nu) = e^{i(\varphi_B(\nu) - \varphi_A(\nu))} \quad [\text{II.1}]$$

où * désigne la conjugaison complexe, ν est la fréquence, φ_A et φ_B sont les phases des signaux A et B. On constate que le produit de corrélation de ces signaux $u_A^*(\nu) \times u_B(\nu)$ est effectivement un signal de module unitaire. Cette explication simple ne satisfait pas les observations faites sur données réelles puisque le spectre des fonctions de corrélation n'est manifestement pas blanc et qu'il varie au cours du temps (figure II.13).

On peut expliquer ce phénomène en considérant que le bruit de fond se compose non seulement de sources cohérentes spatialement, c'est à dire qui sont enregistrées par plusieurs stations distinctes, mais aussi de sources incohérentes n'affectant qu'une seule station. Cette représentation est particulièrement vraie à haute fréquence où une grande partie des sources de bruit sont fortement atténuées et n'affectent jamais plus d'une station. Considérons une source émettant un champ d'onde coloré non atténué de vitesse de phase c et dont la fonction source est une fonction de la fréquence notée $S(\nu)$, cette source représente la partie « cohérente » du bruit vue par les deux stations. On suppose par ailleurs que les deux stations A et B enregistrent des signaux locaux nommés μ_A et μ_B qui sont non corrélés et qui représentent la partie « incohérente » du bruit. Les enregistrements obtenus en A et B s'écrivent, en domaine de Fourier :

$$\begin{cases} u_A(\nu) = S(\nu)e^{i\psi_A(\nu)} + \mu_A(\nu) \\ u_B(\nu) = S(\nu)e^{i\psi_B(\nu)} + \mu_B(\nu) \end{cases} \quad [\text{II.2}]$$

Où $\psi_A(\nu)$ et $\psi_B(\nu)$ sont les déphasages associés à la propagation de l'onde depuis la source cohérentes jusqu'aux stations A et B. On a notamment $\psi_A(\nu) = -2\pi\nu r_A/c(\nu)$ avec r_A la distance entre la source cohérente et la station A. Le blanchiment et la corrélation de ces signaux s'écrit en domaine fréquentiel :

$$\begin{aligned} C_{AB}(\nu) &= \left(\frac{u_A}{|u_A|} \right)^* \times \frac{u_B}{|u_B|} \\ &= \frac{(Se^{i\psi_A} + \mu_A)^* \times (Se^{i\psi_B} + \mu_B)}{|u_A||u_B|} \\ &= \frac{|S|^2}{|u_A||u_B|} e^{i(\psi_B - \psi_A)} + \frac{S^* \times \mu_B}{|u_A||u_B|} e^{-i\psi_A} + \frac{\mu_A^* \times S}{|u_A||u_B|} e^{i\psi_B} + \frac{\mu_A^* \times \mu_B}{|u_A||u_B|} \end{aligned} \quad [\text{II.3}]$$

Tous les termes temporellement incohérents s'annulent lorsqu'on les corrèle sur les temps infinis, de sorte que : $S^* \times \mu_B = \mu_A^* \times S = \mu_A^* \times \mu_B = 0$. On obtient alors :

$$C_{AB}(\nu) = \frac{|S(\nu)|^2}{|u_A(\nu)||u_B(\nu)|} e^{i(\psi_B(\nu) - \psi_A(\nu))} \quad [\text{II.4}]$$

Dans l'hypothèse d'une absence complète de bruit incohérent, on a $\mu_A(\nu) = \mu_B(\nu) = 0$ ce qui implique que $|u_A(\nu)| = |u_B(\nu)| = |S(\nu)|$ et donc $|C_{AB}(\nu)| = 1$. Dans ce cas précis, on voit que le spectre de la fonction de corrélation des signaux blanchi est effectivement un signal blanc, quel que soit le contenu fréquentiel émis par la source de bruit cohérente $S(\nu)$. Au contraire, en présence d'un bruit incohérent non nul, le spectre de la fonction de corrélation a un module non unitaire dont le numérateur varie comme la densité spectrale d'énergie de la source cohérente $|S(\nu)|^2$. Si par exemple la source cohérente est une raie spectrale de fréquence ν_o alors la fonction source est de la forme $S(\nu) = \delta(\nu - \nu_o)$ et le module de la fonction de corrélation devient également une raie

spectrale centrée sur la fréquence ν_0 avec $|C_{AB}(\nu)| \propto \delta(\nu - \nu_0) / (|u_A(\nu)||u_B(\nu)|)$. Ceci indique qu'en présence d'un bruit incohérent affectant les stations, la coloration spectrale des sources de bruit cohérentes se répercute sur le module du spectre des fonctions de corrélation malgré l'opération de blanchiment. Ceci est en accord avec les observations faites sur données réelles. On peut valider cette affirmation à l'aide de bruit synthétique enregistré par deux capteurs fictifs (Annexe).

En résumé, le blanchiment spectral tel qu'il est appliqué dans cette thèse (section II.1.3.1, figure II.4) est un traitement du bruit qui permet de réduire l'influence des sources les plus énergétiques sur la fonction de corrélation et de rehausser l'effet des sources les plus faibles. Cette propriété est très importante pour la stabilisation temporelle de la fonction de corrélation (figure II.7). Cependant, à cause de la présence de bruit incohérent dans l'environnement des stations, le blanchiment spectral ne suffit pas à annuler la coloration fréquentielle des sources de bruit cohérentes (figure II.13). De ce fait, le spectre de la fonction de corrélation reproduit les caractéristiques principales du bruit cohérent et la fonction de corrélation est dépendante de la variabilité temporelle des sources de bruit.

II.3.2.3 Bilan sur l'influence des sources de bruit cohérentes à haute fréquence et implications pour le suivi temporel du milieu

Dans cette section, nous avons vu que le bruit ambiant enregistré dans la région de Soultz-sous-Forêts et Rittershoffen en dessous de 1s résulte de la somme de signaux issus non seulement de l'activité anthropique périodique mais aussi d'autres sources continues observables la nuit et le week-end sur les enregistrements de bruit des stations individuelles. L'origine de ces sources est inconnue. Les variations épisodiques du niveau de bruit observées vers 1s pourraient être liées au vent et à son action sur les structures de surface, auquel cas l'alternance des périodes calmes et bruitées pourrait être liée aux conditions climatiques locales. Les raies spectrales sont probablement issues de sources anthropiques en fonctionnement continu et potentiellement localisées à plusieurs centaines de kilomètres du réseau (machines industrielles, stations d'épuration, éoliennes, ...). La localisation de ces sources à l'aide des méthodes de beamforming ou de filtres en domaine fréquence - nombre d'onde (e.g. Rost et Thomas, 2002) apportera des informations complémentaires sur la nature de ces sources.

Bien qu'ils soient difficilement observables sur les enregistrements de bruit, ces signaux dominant le spectre des fonctions de corrélation et le blanchiment spectral ne permet pas d'annuler complètement leurs effets sur la fonction de corrélation. Malheureusement, il apparaît que ces sources de bruit sont instables dans le temps ce qui influence fortement la stabilité temporelle de la fonction de corrélation. Cette caractéristique du bruit haute fréquence a un fort impact pour l'étude de la variabilité temporelle du milieu et est discuté dans le chapitre IV.

II.4 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai présenté la méthode de corrélation de bruit qui permet de déterminer la fonction de Green d'un milieu séparant deux stations à partir du bruit de fond sismologique. Cette technique présente un fort intérêt dans le cadre d'une application géothermique car elle ne dépend pas de l'occurrence de sources déterministes tels que les événements sismiques naturels et induits. Cette méthode passive permet d'imager et de suivre l'évolution temporelle du sous-sol à coûts modérés par rapport aux méthodes d'imagerie active. Cependant, la méthode repose sur un certain nombre d'hypothèses qui doivent être vérifiées pour assurer la qualité des résultats : pour l'imagerie, le bruit doit être spatialement uniforme ce qui peut s'obtenir par une distribution uniforme des sources de bruit ou bien par la diffraction multiple des champs d'onde sur les hétérogénéités du sol. Pour le suivi temporel en revanche, l'uniformité spatiale des sources de bruit n'est pas indispensable si les sources de bruit sont stables dans le temps ou que leurs variations sont bien connues.

J'ai présenté les caractéristiques principales du bruit de fond dans la zone d'étude et dans la gamme de période ciblée, à savoir 0.2s – 5s. En résumé, le bruit enregistré entre 1s et 5s vient principalement de l'Atlantique nord (pic micro-sismique secondaire) et atteint le réseau selon une direction dominante très marquée d'environ 290° à 300° Nord. Au dessous de 1s, le bruit est dominé par l'activité anthropique locale caractérisée par une forte périodicité diurne et hebdomadaire et une distribution spatiale très hétérogène. Grâce à la réduction du niveau de bruit anthropique la nuit et le week-end, des sources de bruit secondaires ont été détectées. Vers 1s, le niveau de bruit augmente de façon transitoire sur des durées de quelques jours à plusieurs dizaines de jours. Par ailleurs des raies spectrales extrêmement cohérentes spatialement ont été identifiées et certaines d'entre elles sont instables dans le temps. Par exemple, à 4.8Hz, on observe une raie spectrale dominante dont la fréquence dérive lentement au cours du temps et subits des sauts rapides.

Ces différentes caractéristiques du bruit ont un fort impact sur la méthode de corrélation de bruit. A partir des différentes techniques classiquement utilisées pour le prétraitement du bruit (e.g. Bensen et al., 2007; Groos et Ritter, 2009 ; Cupillard et al., 2011) j'ai établi une procédure de traitement qui vise à minimiser l'influence des sources de bruit sur les fonctions de corrélation et à les stabiliser dans le temps. Grâce à un ensemble d'outils développés au cours de cette thèse, ces traitements ont été appliqués à l'ensemble des données disponibles dans la zone d'étude entre 2009 et fin 2014. Malgré ces traitements, certaines caractéristiques du bruit ambiant ont une influence sur les fonctions de corrélation. Notamment, la directivité du bruit enregistré dans la gamme de période du pic micro-sismique secondaire (1s – 7s) induit un biais significatif sur la phase des fonctions de corrélation ce qui peut causer de fortes erreurs sur les mesures de vitesse entre les stations. Dans la gamme de période dominée par l'activité anthropique (<1s), la distribution hétérogène des sources de bruit limite la

reconstruction de la fonction de Green entre les stations. La nuit, ce bruit est plus stable et donc plus adapté à l'analyse temporelle du milieu. Enfin nous avons vu qu'en présence de sources de bruit incohérentes spatialement (c'est à dire, n'affectant qu'une seule station du réseau), le contenu fréquentiel et la stabilité temporelle des fonctions de corrélation sont dépendant des sources de bruit. Tous ces effets doivent être pris en compte pour une estimation fiable des valeurs de vitesse dans la région et pour identifier d'éventuelles perturbations du milieu induites par les activités géothermiques. Ces problématiques font l'objet des chapitres III et IV.

Chapitre III Imagerie par corrélation de bruit à l'échelle d'un réservoir géothermique

III.1 Introduction

Ce chapitre se focalise sur les apports du bruit de fond sismologique pour déterminer la variation spatiale des vitesses d'ondes sismiques dans les 5 premiers kilomètres de la croûte. En particulier, on souhaite imager le réservoir géothermique de Rittershoffen qui se situe à la base de la couverture sédimentaire du fossé rhénan (terrains fracturés du Trias) et dans la partie supérieure du socle granitique hercynien (e.g. Baujard, 2015). A Rittershoffen, cette zone se situe entre 2.5 et 3km de profondeur. Les puits GRT1 et GRT2 forés respectivement fin 2012 et début 2014 (projet ECOGI) atteignent cette profondeur et forment un doublet qui permettra la mise en circulation de l'eau géothermale à travers le réseau de failles. Cette étude vise à élaborer un ensemble d'outils pour la construction d'un modèle de vitesse des ondes sismique local à 3 dimensions. A terme, ce modèle permettra (1) d'améliorer notre connaissance des structures à l'échelle du réservoir, et (2) d'améliorer les localisations des événements sismiques naturels et induits.

La fonction de Green décrit la propagation des ondes depuis une source vers un récepteur. Elle dépend de la vitesse des ondes et de la géométrie interfaces du sous-sol entre ces deux points et apporte donc une information sur les structures du sous-sol. Dans le chapitre I, j'ai présenté la méthode de corrélation de bruit qui permet d'estimer cette fonction de manière empirique entre chaque paire de capteurs d'un réseau. Contrairement aux méthodes d'imagerie passives basées sur l'étude des séismes induits, la résolution spatiale des images tomographiques ne dépend que de la densité et de la position des stations sismologiques. En effet, toutes les stations du réseau peuvent être vues comme des sources impulsionnelles fictives. De ce point de vue, la tomographie par corrélation de bruit s'approche des méthodes d'imagerie active (sismiques, électriques ou MT) où on choisit la position des sources et des récepteurs selon la zone que l'on souhaite imager.

Que la fonction de Green soit obtenue par corrélation de bruit ou à partir de sources sismiques ponctuelles, ce sont les mêmes méthodes qui sont utilisées pour l'imagerie. En raison d'une dominance des ondes de surface dans le bruit de fond, ces ondes constituent généralement la première information qui émerge des fonctions de corrélation. On privilégie donc les méthodes d'imagerie en ondes de surface qui impliquent certaines contraintes : par exemple, la gamme de période d'étude est déterminée par la profondeur des structures que l'on souhaite imager. De même, l'extension latérale du réseau doit être adaptée à la longueur des ondes de surface étudiées. En outre, les ondes de surface sont sensibles à des structures de grande échelle

et ne permettent pas l'imagerie des détails structuraux tels que les failles, les interfaces ou les couches sédimentaires de faible épaisseur.

Dans le chapitre II, j'ai montré que les fonctions de corrélation ne sont pas parfaitement indépendantes des sources de bruit. Du point de vue de l'imagerie, la limite principale de la méthode est la distribution spatialement hétérogène des sources de bruit. En dessous de 1s, la non-uniformité spatiale des sources de bruit anthropiques empêche la reconstruction de la fonction de Green. Dans la gamme de période micro-sismique (1-7s), la directivité du bruit océanique induit une erreur non négligeable sur la détermination des fonctions de Green.

Nous rappellerons tout d'abord les méthodes usuelles permettant l'imagerie en ondes de surface par corrélation de bruit. Puis nous proposerons deux applications qui visent à étendre ces méthodes aux cas d'une distribution hétérogène des sources de bruit. La section III.3 est dédiée à la construction de cartes de dispersion en vitesse de phase et de groupe de l'onde de Rayleigh, dans la gamme de période dominée par le bruit micro-sismique secondaire. La section III.4 porte sur la gamme de période inférieure à 1s, où l'activité anthropique local est la source dominante du bruit ambiant.

III.2 Rappels méthodologiques

III.2.1 Problèmes inverses

III.2.1.1 Définition

Les problèmes inverses désignent l'ensemble des situations pour lesquelles on cherche à déterminer les causes d'un phénomène dont on connaît les conséquences. On les rencontre très fréquemment en sciences observationnelles et expérimentales car ils permettent de construire des modèles approchant la réalité (causes) à partir de mesures et observations (conséquences). Tous ces problèmes reposent sur l'utilisation d'une fonction « théorie » qui, à un modèle associe des données synthétiques. Mathématiquement, la résolution d'un problème inverse revient à évaluer la réciproque de la fonction théorie pour déterminer le modèle qui explique un jeu de données (e.g. Ramm, 2006; Tarantola, 2005).

On dit qu'un problème inverse est bien posé, au sens de Hadamard, si une solution existe, que cette solution est unique et que la fonction théorie est une fonction continue. En physique, les problèmes inverses sont généralement mal posés. Par exemple, lorsque les données sont entachées d'une erreur, il n'existe aucun modèle capable d'expliquer l'ensemble des données. Dans ce cas, on relâche l'hypothèse d'existence de la solution et on cherche le modèle qui approche *au mieux* les données, par exemple au sens des moindres carrés. La solution du problème est non unique lorsque plusieurs modèles distincts peuvent expliquer les mêmes observations. On ajoute alors une information dite *a priori* qui vise à départager les solutions possibles du problème.

III.2.1.2 Représentation probabiliste des problèmes inverses

Un problème inverse peut être vu comme un ensemble d'informations. L'information *a priori* représente les éléments connus du problème inverse. Celle-ci comprend, d'une part, les observations et les mesures (données) et d'autre part, une éventuelle estimation *a priori* de la solution cherchée (modèle *a priori*). L'information *a posteriori* décrit les différentes solutions du problème inverse. Enfin, la théorie du problème est l'application qui, à un élément de l'espace des modèles (un jeu de paramètres), associe des observations dans l'espace des données.

Tous les problèmes inverses peuvent être traités par la théorie des probabilités en représentant les différents éléments du problème à l'aide de fonctions densité de probabilité. L'espace des solutions du problème est décrit par une densité de probabilité *a posteriori* sur l'espace des modèles et on admet que la solution du problème inverse est le modèle le plus probable du point de vue de cette fonction densité de probabilité. Une première approche permettant d'évaluer la densité de probabilité *a posteriori* se base sur les probabilités conditionnelles et la formule de Bayes (e.g. Drilleau, 2013). Alternativement, Tarantola (2005) propose de représenter la densité de probabilité *a posteriori* comme la combinaison des « états d'information » du problème. Formellement, cette représentation est basée sur les fonctions densité de probabilité suivantes (voir la représentation schématique de la figure III.1):

- Les observations sont représentées par une densité de probabilité sur l'espace des données notée $\rho_D(d)$ avec d un vecteur de l'espace des données. On peut estimer cette fonction de manière empirique en répétant les observations un grand nombre de fois ; ou bien la modéliser par une loi de probabilité connue comme par exemple, une loi Normale centrée sur la mesure la plus probable notée d_{obs} et d'écart type l'incertitude sur la mesure.
- La connaissance du modèle *a priori* est introduite à l'aide d'une densité de probabilité sur l'espace de modèles notée $\rho_M(m)$. On peut également la modéliser par une loi Normale centrée sur le modèle favori m_{prior} et d'écart type ajusté selon la fiabilité que l'on accorde à ce modèle.
- La théorie du problème est notée g . Dans l'hypothèse d'une théorie parfaite, la probabilité que le modèle m produise les observations $d = g(m)$ vaut 1.
- La capacité d'un modèle m à expliquer les observations est décrite par la fonction vraisemblance notée $L(m)$ qui est une densité de probabilité sur l'espace des modèles. Elle s'obtient en projetant la loi de probabilité ρ_D sur l'espace des modèles par l'intermédiaire de la fonction théorie g et on a $L(m) \propto \rho_D(g(m))$ (voir la figure III.1). Au final, la densité de probabilité *a posteriori* sur l'espace des modèles est notée $\sigma_M(m)$ et s'obtient à partir du produit de la fonction de vraisemblance $L(m)$ et de la densité de probabilité sur le modèle *a priori* $\rho_M(m)$.

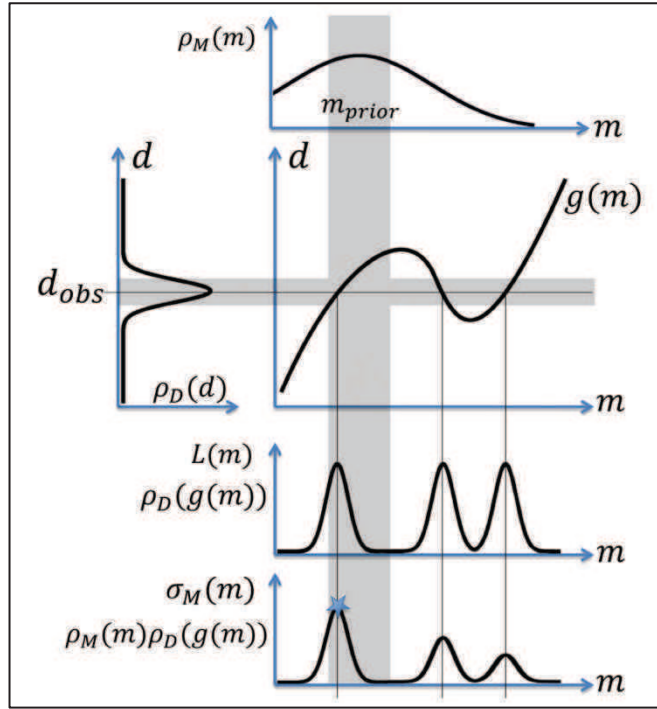


Figure III.1 : Représentation schématique de la « combinaison des états d'information » pour la résolution des problèmes inverses selon Tarantola (2005). L'axe horizontal dénommé « m » désigne l'espace des modèles. L'axe vertical « d » désigne l'espace des données. La loi $g(m)$ est la théorie du problème inverse et relie les deux espaces, elle est supposée parfaite ici. ρ_D désigne la densité de probabilité sur l'espace des données et d_{obs} est la mesure la plus probable. ρ_M désigne la densité de probabilité a priori et m_{prior} est le modèle favori. L est la loi de vraisemblance des modèles et σ_M est la densité de probabilité a posteriori qui permet de déterminer les différentes solutions du problème inverse. L'étoile bleue représente le modèle qui satisfait au mieux l'ensemble des informations a priori données par ρ_D et ρ_M .

III.2.1.3 Méthodes de résolutions

Dans tous les cas, résoudre le problème inverse équivaut à chercher un maximum de la fonction densité de probabilité *a posteriori*. Dans certains cas particuliers, il n'est pas nécessaire de déterminer cette fonction dans son ensemble car on dispose d'une expression analytique de la solution. C'est le cas des problèmes linéaires pour lesquels le problème direct peut s'écrire comme un simple produit matriciel :

$$d = g(m) = G \times m \quad [\text{III.1}]$$

où d est le vecteur de données, m et le vecteur des paramètres du modèle et G est la matrice théorie. Si on suppose que les fonctions densité de probabilité *a priori* ρ_D et ρ_M suivent des lois Normales, alors le maximum de la fonction densité de probabilité s'obtient de manière analytique et la solution du problème est le modèle \tilde{m} défini par (Tarantola, 2005)

$$\tilde{m} = m_{prior} + (G^T C_D^{-1} G + C_M^{-1})^{-1} G^T C_D^{-1} (d_{obs} - G m_{prior}) \quad [\text{III.2}]$$

Avec d_{obs} le vecteur de données mesurées ; m_{prior} le modèle *a priori* ; C_D la matrice de covariance sur les composantes du vecteur de données et C_M la matrice de covariance sur les composantes du modèle *a priori*.

Dans le cas des problèmes non-linéaires, plusieurs méthodes sont couramment utilisées. On peut linéariser le problème en approchant la fonction théorie g par une loi affine, auquel cas, le problème est ramené au cas linéaire (Tarantola et Valette, 1982). Cette méthode est applicable si on dispose d'une expression de la dérivée de la fonction théorie qui est une fonction vectorielle de l'espace des modèles dans l'espace des données. Comme l'approximation affine n'est valide que localement, l'inversion est répétée de manière itérative et le système converge vers une solution stable (i.e. un maximum local de la densité de probabilité *a posteriori* σ_M). La méthode dite du gradient est une approche qui consiste à évaluer directement la fonction scalaire σ_M ainsi que son gradient pour se déplacer de façon itérative vers un maximum local en suivant la ligne de plus grande pente. Un exemple d'application de la méthode du gradient est présenté dans le cas 2D sur la figure III.2.a. Cet exemple met en évidence le fait que la solution trouvée peut dépendre du choix du modèle de départ si la fonction densité de probabilité possède plusieurs maxima locaux. On ne peut l'utiliser que si la fonction σ_M est suffisamment lisse et que l'on dispose d'une bonne connaissance *a priori* de la solution cherchée.

Lorsque le problème possède de trop nombreuses solutions, les méthodes présentées précédemment deviennent insuffisantes. Par exemple, le processus itératif peut se trouver piégé dans un maximum local de la fonction densité de probabilité *a posteriori*. Dans ce cas, une estimation complète de la densité de probabilité *a posteriori* est nécessaire. Elle peut s'obtenir par exploration complète de l'espace des modèles (selon une grille de recherche) ou par les méthodes d'exploration pseudo-aléatoires de Monte-Carlo (Metropolis et Ulam, 1949). Parmi ces méthodes, les chaînes de Markov sont couramment utilisées pour définir la marche aléatoire dans l'espace des modèles. Les modèles générés au cours de cette marche aléatoire sont soumis à un algorithme de Metropolis-Hastings qui sélectionne une partie des modèles et reconstitue la densité de probabilité *a posteriori* (Hastings, 1970; Tarantola, 2005; Drilleau, 2013). Grâce à cette approche, les zones peu probables de l'espace des solutions sont échantillonnées grossièrement et les zones probables sont échantillonnées plus finement. La figure III.2.b montre un exemple d'inversion par la méthode de Monte-Carlo par chaînes de Markov.

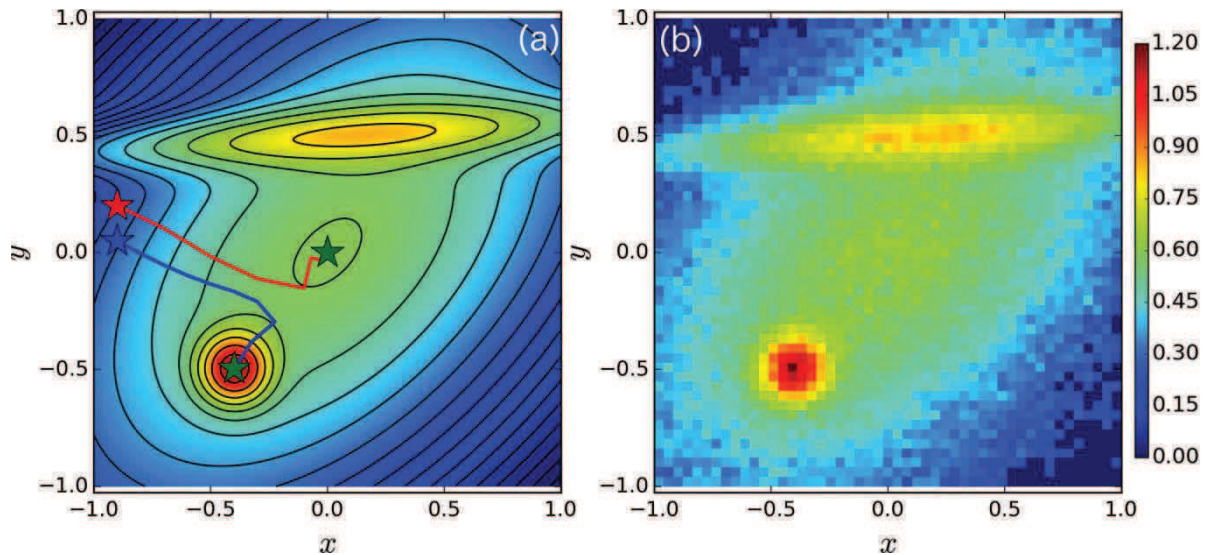


Figure III.2 : Comparaison entre la méthode du gradient et la méthode de Monte-Carlo par chaînes de Markov pour l'évaluation d'une densité de probabilité a posteriori dans un espace à deux dimensions (x, y) . (a) fonction densité de probabilité théorique et exemple d'optimisation par la méthode des gradients : Les étoiles bleue et rouge représentent deux modèles initiaux différents, les lignes rouge et bleue sont les lignes de plus grande pente suivies par chacun des deux modèles. Les étoiles vertes sont les maxima locaux identifiés par la méthode des gradients. (b) histogramme des modèles (i.e. des paires de paramètres x et y) gardés par l'algorithme de Metropolis-Hastings. L'espace des modèles est échantillonné grâce à 12 chaînes de Markov indépendantes.

III.2.1.4 Utilisation des problèmes pour l'imagerie par corrélation de bruit

Les problèmes inverses interviennent à deux étapes de la méthode d'imagerie par corrélation de bruit en ondes de surface. Une première inversion est généralement utilisée pour construire des cartes de dispersion à différentes périodes (e.g. Shapiro et al., 2005). Cette inversion est linéaire et consiste à « régionaliser » les mesures de vitesses des ondes de surfaces effectuées sur plusieurs paires de stations distinctes. Une seconde étape d'inversion est nécessaire pour convertir ces cartes de dispersion en un modèle élastique à 3 dimensions spatiales (e.g. Brenguier, 2007; Stehly et al., 2009; Zigone et al., 2014). Ce second problème inverse est non linéaire et peut être abordé par une inversion linéarisée (e.g. Shapiro et al., 1997) ou à l'aide d'une inversion basée sur les méthodes d'échantillonnage pseudo-aléatoire de Monte-Carlo (e.g. Brenguier, 2007; Stehly et al., 2009). Dans ce travail, on utilise une inversion basée sur la méthode des gradients afin d'interpréter les fonctions de corrélation obtenues dans un milieu hétérogène et pour une distribution non-uniforme des sources de bruit (partie III.3).

III.2.2 Ondes de surface

Les ondes de surfaces sont des ondes qui se propagent horizontalement depuis la source qui les a générées selon un front d'onde de forme cylindrique. Ces ondes résultent d'une interférence d'ondes de volume avec la surface libre et sont stationnaires verticalement. On peut expliquer l'émergence de ces ondes en considérant un modèle de Terre élastique auquel on impose les conditions aux limites suivantes : (1)

la nullité des contraintes en surface (c'est à dire pression nulle en surface), (2) la nullité du déplacement des particules à très grande profondeur et (3) la continuité selon l'axe vertical de la contrainte et du déplacement. Sous ces conditions, les couches superficielles du modèle sont susceptibles de vibrer selon plusieurs « modes » qui correspondent à différentes distributions verticales des contraintes et de l'amplitude des déplacements des particules. Ces modes sont associés à des vitesses de propagation différentes. Pour les modes dits « harmoniques », il apparaît des nœuds de vibration qui correspondent aux profondeurs pour lesquelles les contraintes sont maximales et les déplacements nuls. L'épaisseur de la couche affectée par les ondes de surface augmente avec la longueur d'onde.

Dans un milieu isotrope, on distingue les ondes de Love et celles de Rayleigh. Les ondes de Love sont issues d'une interférence d'ondes SH (onde de cisaillement à polarisation horizontale). Leur polarisation est horizontale et orthogonale à la direction de propagation. Les ondes de Rayleigh sont issues d'une interférence d'ondes P et SV (onde de compression et de cisaillement à polarisation verticale) et ont une polarisation elliptique dans le plan vertical aligné avec la direction source-récepteur. Dans ce travail, on utilise seulement le bruit enregistré par les composantes verticales des capteurs et on n'observe donc pas d'ondes de Love.

Dans les milieux verticalement hétérogènes (par exemple les milieux tabulaires), les ondes de surface sont soumises au phénomène de dispersion qui implique que la vitesse de propagation de l'onde dépend de sa fréquence. A basse fréquence, ces ondes sont sensibles à une couche épaisse et leur vitesse est principalement contrôlée par les couches profondes, généralement plus rapides. Au contraire, les hautes fréquences sont surtout sensibles aux couches superficielles généralement plus lentes. Du fait de la dispersion, les ondes de surface s'observent sur une durée d'autant plus longue que la distance source-récepteur est grande. La sommation des trains d'ondes de fréquence et de vitesse différentes implique que la phase du signal ne se propage pas à la même vitesse que son enveloppe : la vitesse de déplacement de l'enveloppe est appelée vitesse de groupe et correspond à la vitesse de propagation de l'énergie de l'onde qui est généralement plus lente que la phase. Pour chaque mode, on peut construire une courbe de dispersion qui décrit la vitesse de phase ou de groupe de l'onde de surface en fonction de la fréquence. L'imagerie en ondes de surface consiste d'abord à mesurer ces courbes de dispersion pour en déduire ensuite, une information sur les variations spatiales des paramètres élastiques du sous-sol.

III.2.3 Méthodes usuelles de détermination de la vitesse des ondes de surface par corrélation de bruit

La corrélation de bruit permet de déterminer la fonction de Green empirique entre deux capteurs (voir chapitre I). Ces fonctions sont ensuite utilisées pour imager les structures. Du fait de la nature du bruit de ambiant, les ondes de surface sont généralement les ondes qui apparaissent le plus clairement dans les fonctions de

corrélation (e.g. Campillo et Paul, 2003; Shapiro et Campillo, 2004; Paul et al., 2005; Campillo et al., 2011), bien que de nombreuses études aient rapportées l'émergence d'ondes de volume dans les fonctions de corrélation (Roux et al., 2005b; Poli et al., 2012a; Poli et al., 2012b; Zhan et al., 2010; Nishida, 2013; Lin et al., 2013b; Lin et Tsai, 2013; Boué et al., 2013b). Dans cette section on présente les méthodes usuelles permettant de déterminer les courbes de dispersion des ondes de surface entre deux stations sismologiques à partir des fonctions de Green empiriques.

III.2.3.1 Analyse temps-fréquence des fonctions de Green

L'analyse temps-fréquence permet de déterminer les variations temporelles du contenu spectral d'un signal et donc de mesurer la date d'arrivée des ondes de surface en fonction de la fréquence. Connaissant la distance qui sépare la source et le récepteur (en l'occurrence, la distance inter-stations), on en déduit la vitesse moyenne de l'onde de surface pour chaque fréquence.

Parmi ces méthodes on compte la méthode des filtres multiples (e.g. Dziewonski et al., 1969; Levshin et al., 1992) selon laquelle le signal est filtré à différentes fréquences à l'aide d'une fenêtre d'apodisation gaussienne appliquée en domaine de Fourier et dont la largeur s'adapte à la fréquence (la gaussienne s'élargie à basse fréquence). Cette méthode s'inscrit dans les techniques de transformation en ondelettes qui, par extension de la transformée de Fourier, décompose le signal en une somme de sinusoides localisées dans le temps (e.g. Mallat, 2008). Une limite importante de ces méthodes provient du fait qu'elles sont soumises au principe d'incertitude d'Heisenberg qui implique que l'incertitude sur la date d'arrivée de l'onde et l'incertitude sur la fréquence sont liées : une estimation précise de la date d'arrivée d'une onde induit une forte incertitude sur sa fréquence et inversement (e.g. Ovarlez J.P.)

D'autres méthodes d'analyse temps-fréquence permettent d'affiner la détermination de la distribution d'énergie du signal à la fois dans les domaines temporels et fréquentiels. Parmi ces méthodes, la distribution de Wigner-Ville est très utilisée en traitement du signal car elle est relativement simple à calculer numériquement à l'aide d'une transformée de Fourier (Claasen, 1980). Elle s'écrit (Ovarlez J.P.) :

$$W(t, f) = \int_{-\infty}^{+\infty} z\left(t + \frac{u}{2}\right) z^*\left(t - \frac{u}{2}\right) e^{-2i\pi f u} du = \int_{-\infty}^{+\infty} Z\left(f + \frac{\nu}{2}\right) Z^*\left(f - \frac{\nu}{2}\right) e^{2i\pi f \nu} d\nu \quad [\text{III.3}]$$

où t et f représentent le temps et la fréquence respectivement, z est le signal analytique, Z est la transformée de Fourier de z , $*$ représente la conjugaison complexe. L'utilisation directe de cette méthode induit généralement des interférences dans le domaine temps-fréquence qui gênent l'interprétation de la distribution. Pour cette raison, un lissage peut être appliqué dans les domaines temporel et fréquentiel. Ce lissage est effectué en convoluant la distribution d'énergie temps-fréquence $W(t, f)$ par une fonction paire

centrée sur 0 (par exemple une gaussienne). On obtient ainsi une distribution dénommée pseudo Wigner-Ville lissée. Le choix des coefficients de lissage donne lieu à un compromis : un lissage fort élimine efficacement les franges d'interférence mais diminue la précision sur la mesure de dispersion du signal.

La figure III.3 illustre les méthodes de filtres multiples ainsi que la distribution de pseudo Wigner-Ville lissée. Le signal utilisé pour cet exemple est un train d'onde dispersif généré à partir de la loi de dispersion en vitesse de phase du mode fondamental des ondes de Rayleigh. Cette loi de dispersion est calculée à l'aide des programmes développés par Herrmann et Hammon (2002) et se base sur le modèle de vitesse à une dimension de Soutz-Sous-Forêts.

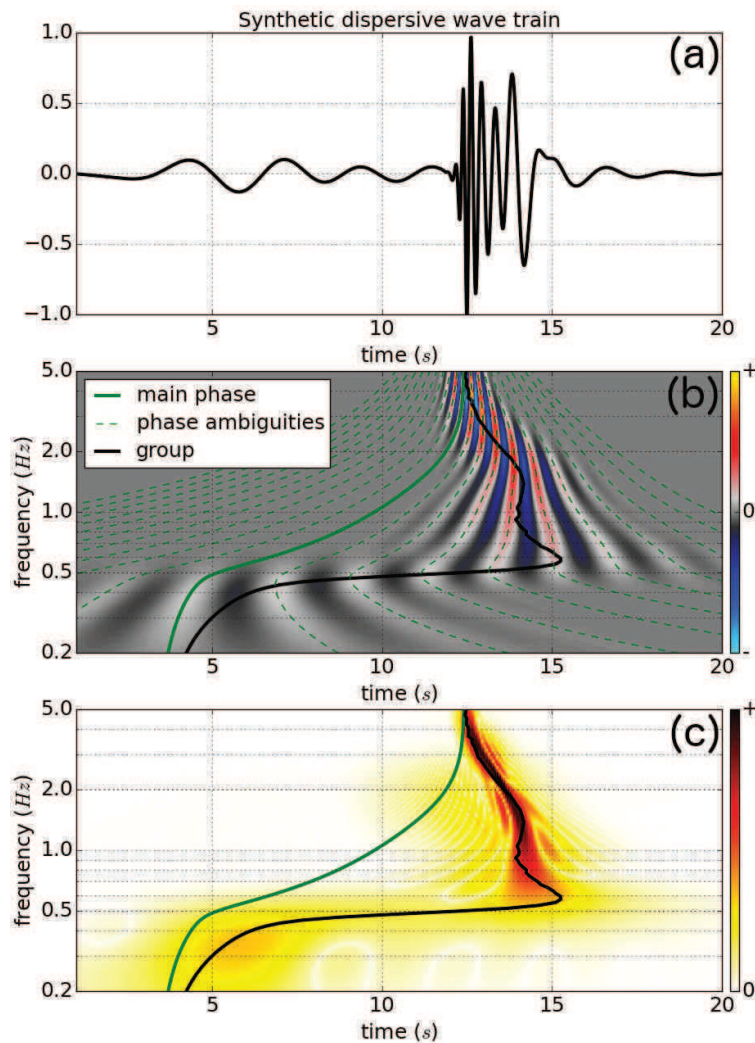


Figure III.3 : Méthode de détermination des lois de dispersion par analyse temps-fréquence (a) : Train d'onde dispersif synthétique obtenu selon la loi de dispersion du mode fondamental de l'onde de Rayleigh calculée dans le modèle de vitesse moyen de Soutz-Sous-Forêts pour une distance source-récepteur de 10km. La forme d'onde est filtrée dans la gamme de fréquence 0.2 et 5Hz. (b) : mise en évidence du caractère dispersif de l'onde par la méthode des filtres gaussiens multiples : chaque ligne de la figure b correspond à la forme d'onde filtrée dans le voisinage d'une fréquence représentée en ordonnée. La courbe verte correspond à la date théorique d'arrivée de la phase principale du signal (elle s'obtient grâce à la loi de dispersion en vitesse de phase), les lignes vertes pointillées représentent les multiples ambiguïtés de phase associées à la phase

principale. La courbe noire correspond à la date d'arrivée de l'énergie du train d'onde (et s'obtient grâce à la loi de dispersion en vitesse de groupe). (c) : Distribution de pseudo Wigner-Ville lissée. Cette méthode d'analyse ne préserve pas la phase mais affine la distribution de l'énergie du signal dans le domaine temps-fréquence.

III.2.3.2 Détermination d'une vitesse de groupe

La vitesse de groupe est la vitesse de l'énergie des ondes de surface. Elle correspond à la vitesse de propagation de l'enveloppe du signal. Pour la méthode des filtres multiples, la date d'arrivée du groupe est la date à laquelle l'enveloppe du signal est maximale (figure III.3.b, courbe noire). Pour la distribution de Wigner-Ville cette information s'obtient en déterminant le maximum d'énergie du signal dans le domaine temps-fréquence (figure III.3.b, courbe noire). Cette mesure donne une estimation de la vitesse de groupe moyenne entre chaque paire de capteurs et pour chaque fréquence. Classiquement, les mesures de vitesse de groupe sont ensuite régionalisées pour construire des cartes de dispersion en vitesse de groupe à chaque période. Cette étape de régionalisation passe par la résolution d'un problème inverse linéaire (e.g. Ritzwoller et Levshin 1998).

III.2.3.3 Détermination d'une vitesse de phase

La méthode des filtres multiples permet d'accéder à la phase du signal à différentes fréquences (figure III.3.b). Une expression de la phase de la fonction de corrélation en champ lointain (c'est à dire pour des distances inter-station supérieures à 3 longueurs d'ondes) est proposée par Lin et al. (2008) et s'écrit :

$$\varphi(t) = \frac{\omega r}{c(\omega)} - \omega t + \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{4} + N \cdot 2\pi + \lambda \quad [\text{III.4}]$$

Où r et t représentent respectivement la distance inter-station et le temps, ω est la fréquence angulaire (pulsation) et $c(\omega)$ est la vitesse de phase recherchée. Plusieurs termes correctifs sont nécessaires pour déterminer la vitesse de phase du milieu $c(\omega)$:

- Les termes constants $\pi/2$ et $-\pi/4$ sont propres à la méthode de corrélation de bruit : plus précisément, le terme $\pi/2$ permet de prendre en compte la dérivation des fonctions de corrélation recommandée par les approches théoriques de Snieder (2004) et Roux et al. (2005b). Le terme en $-\pi/4$ compense un effet d'interférences entre les sources de bruit distribuées uniformément. Ces deux corrections de la phase des corrélogrammes sont discutées dans la section I.1.2.3.a (dédiée à la contribution des sources de bruit en conditions uniforme, figure II.7.d).
- Le terme $N \cdot 2\pi$, appelé ambiguïté entière ou ambiguïté cyclique vient du fait que l'on ne sait pas, *a priori*, quelle est la phase qui a été émise par la source. A cause du retard du groupe, cette phase ne correspond pas nécessairement à la phase la plus énergétique. Cette propriété des signaux dispersifs est représentée sur la

figure III.3.b. La ligne verte pleine correspond à la phase « principale » qui a été émise par la source et les lignes vertes pointillées représentent les dates d'arrivées des différentes ambiguïtés de phase possibles (i.e. obtenues pour plusieurs valeurs de N). Généralement, on peut déterminer le terme d'ambiguïté entière à basse fréquence si on possède un modèle de vitesse *a priori* (e.g. Lin et al., 2008; Harmon et al., 2008). La continuité de la courbe de dispersion permet d'en déduire la courbe de vitesse de phase à haute fréquence.

- Le terme λ est un réel qui décrit la phase à l'origine, c'est à dire la valeur de phase émise par la station source au temps origine. Dans l'hypothèse théorique d'une distribution parfaitement homogène des sources, la fonction de corrélation converge vers la fonction de Green exacte. Dans ce cas λ doit être nul car la fonction de Green décrit la propagation des ondes indépendamment de la source qui les a générées. En pratique, la distribution imparfaite des sources de bruit introduit un biais constant dans la phase de la fonction de corrélation (Yao et van der Hilst, 2009; Weaver et al., 2009; Froment et al., 2010) et le terme λ n'est pas nul. Grâce à une méthode basée sur des triplets de stations quasi-alignées, Lin et al. (2008) proposent de déterminer le terme λ de façon empirique.

De même que pour le groupe, on peut établir des cartes de dispersion en vitesse de phase à chaque fréquence. Ces cartes s'obtiennent soit par la résolution d'un problème inverse linéaire pour « régionaliser » les mesures de vitesse de phase effectuées sur chaque paire de stations (e.g. Lin et al., 2008) soit par la méthode de tomographie basée sur l'équation eikonale (e.g. Lin et al., 2009; Ritzwoller et al., 2011; Lin et al., 2013a; Mordret et al., 2013b; Le Chenadec, 2015) pour laquelle on s'intéresse à la propagation spatiale du champ d'onde émis par des sources virtuelles (i.e. les stations du réseau). Un avantage de cette dernière méthode vient du fait qu'il n'est pas nécessaire de résoudre un problème inverse pour régionaliser les mesures de vitesse. Cependant, cette méthode requiert une forte densité de capteurs.

III.2.3.4 Approximation de champ lointain

Généralement, les mesures de dispersion des ondes de surface sont effectuées dans l'approximation dite de « champ lointain », c'est à dire pour des distances source-récepteur supérieures à quelques longueurs d'onde. Dans le cas de la corrélation de bruit, cette limite est généralement fixée à 3 fois la longueur des ondes de surface et les paires de stations séparées d'une distance plus courte que cette limite sont souvent rejetées (e.g. Yao et al., 2006; Yang et al., 2007; Bensen et al., 2007; Lin et al., 2008; 2009; Stehly et al., 2009). Les mesures de dispersion des ondes de surface obtenues en champ « proche » sont jugées trop imprécise pour permettre la construction de cartes de vitesses fiables. Plusieurs explications peuvent être proposées pour justifier ce choix :

- D'abord, les paires de stations trop proches ne permettent pas une dispersion suffisante des ondes de surface. Toutes les fréquences du train d'onde atteignent

le récepteur sur une durée très courte et les méthodes usuelles d'analyse temps-fréquence ne sont pas suffisamment précises pour décomposer ces signaux en une somme d'ondelettes distinctes.

- Ensuite, les effets d'une distribution hétérogène des sources deviennent prépondérants en champ proche (voir la partie I.1.2.3.b).
- Enfin, l'incertitude sur la mesure d'un temps de trajet se propage sur la mesure de vitesse comme l'inverse de la distance source-récepteur :

$$t = \frac{d}{v} \Rightarrow \delta t \approx \left| \frac{\partial t}{\partial v} \right| \delta v = \frac{d}{v^2} \delta v \Rightarrow \delta v = \frac{v^2 \delta t}{d} \quad [\text{III.5}]$$

où t, d, v représentent respectivement le temps de trajet de l'onde, la distance source-récepteur et la vitesse de l'onde. δt est l'incertitude sur la mesure du temps et δv est l'incertitude sur la mesure de vitesse. Les mesures de temps de trajets effectuées sur les paires de stations trop proches (d petit) donnent donc des mesures de vitesse très incertaines.

Cette contrainte sur la distance inter-stations est une limitation importante pour l'application de l'imagerie en ondes de surface sur des réseaux locaux. Le nombre de paires de stations utilisables est d'autant plus faible que l'on travail à basse fréquence (et donc à grande longueur d'onde). Or les basses fréquences sont nécessaires pour l'imagerie des structures profondes car la profondeur d'investigation des ondes de surface augmente quand la fréquence diminue. En conséquence, la résolution latérale des structures profondes est beaucoup plus faible que pour les structures superficielles.

La figure III.4 représente la densité de paires de stations utilisées dans cette étude pour l'imagerie des sites géothermiques de Rittershoffen et Soultz-Sous-Forêts. Ces cartes représentent la couverture du réseau attendue aux périodes 1, 2, 3 et 4s si on se limite aux paires de stations dont la distance est supérieure à 3 longueurs d'onde. Les longueurs d'onde sont calculées pour le mode fondamental de l'onde de Rayleigh issu du modèle de vitesse de Soultz-Sous-Forêts. La couverture du réseau est évaluée grâce à la longueur cumulée des rais inter-station qui traversent un pixel donné et s'exprime en km/km^2 . On constate que le réseau offre une couverture relativement uniforme jusqu'à environ 3s de période (soit des longueurs d'onde d'environ 7km). A partir de 4s de période, la résolution spatiale du réseau devient nulle.

Dans ce contexte, nous portons un grand intérêt à l'interprétation des fonctions de corrélation obtenues en champ proche. Les mesures de vitesse obtenues par ces paires de stations permettront de conserver une résolution latérale suffisante pour l'imagerie du réservoir au delà de 3s de période et donc à des profondeur de quelques kilomètres. Dans une autre gamme de période (5-100s), Luo et al. (2015) ont montré que la distance inter-station minimale pouvait être abaissée à une longueur d'onde ce qui offre de nouvelles possibilités pour l'imagerie par corrélation de bruit appliquée aux

réseaux locaux. Cependant, les mesures de vitesse obtenues en champ proche sont potentiellement biaisées par la directivité du bruit ce qui peut induire de fortes erreurs sur les cartes de vitesse (partie II). Cette problématique fait l'objet de la section III.3.

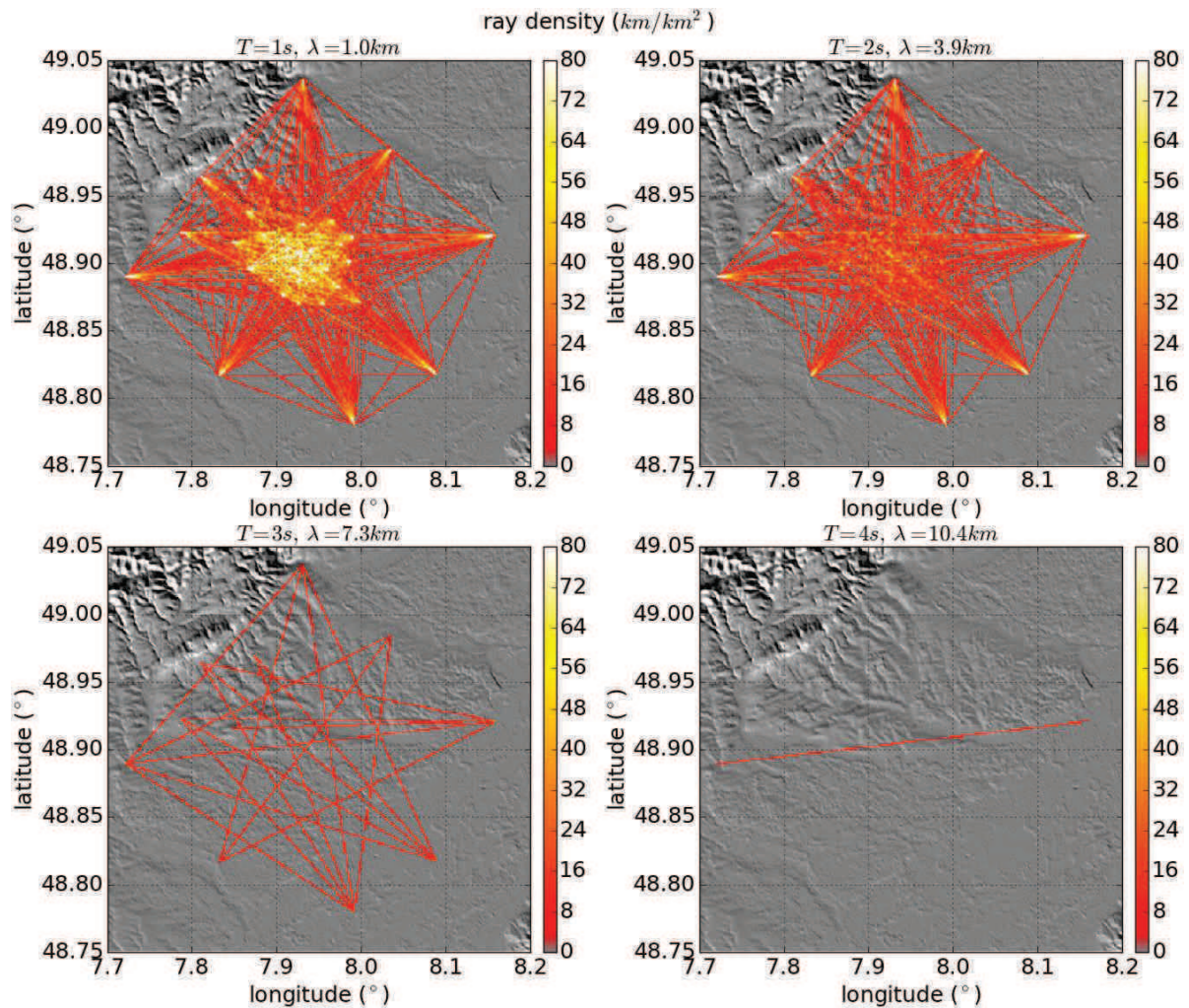


Figure III.4 : Couverture du réseau sismologique local de Rittershoffen et Soultz-Sous-Forêts évaluée à différentes périodes. Les paires de stations distantes de moins de 3 longueurs d'ondes sont éliminées. La couverture spatiale du réseau est estimée en cumulant les longueurs des rais inter-stations qui traversent un pixel donné et s'exprime en km/km^2 . T indique la période et λ la longueur d'onde du mode fondamental de l'onde de Rayleigh.

III.2.4 Inversion en profondeur

III.2.4.1 Principe

L'inversion en profondeur permet de convertir des cartes de dispersion à différentes fréquences en un modèle de vitesse à 3 dimensions. En effet, les vitesses de phase et de groupe des différents modes des ondes de surface sont directement liées aux paramètres élastiques du sol et à leur évolution en profondeur (ces paramètres sont, par exemple, la vitesse des ondes P notée α , la vitesse des ondes S notée β et la densité notée ρ). La connaissance des courbes de dispersion des ondes de surface en un point donné

permet de déterminer l'évolution en profondeur des paramètres élastiques à la verticale de ce point. Cette conversion passe par la résolution d'un problème inverse non linéaire.

III.2.4.2 Inversion linéarisée et noyaux de sensibilité des ondes de surface

Généralement, ce problème inverse est linéarisé. Pour cela, on suppose que l'on dispose d'une bonne connaissance *a priori* du modèle élastique en profondeur noté $\alpha(z), \beta(z), \rho(z)$ où z est la profondeur. La résolution du problème inverse linéarisé donne les corrections relatives des paramètres élastiques (c'est à dire les valeurs $\delta\alpha/\alpha$; $\delta\beta/\beta$ et $\delta\rho/\rho$ à chaque profondeur z) à appliquer au modèle *a priori* pour expliquer l'écart relatif entre la courbe de dispersion mesurée et la courbe de dispersion prédite par le modèle *a priori* (c'est à dire les valeurs $\delta c/c$ à chaque fréquence ν , où c est la vitesse de phase de l'onde de surface et dépend de ν). Les paramètres $\delta\alpha/\alpha$; $\delta\beta/\beta$ et $\delta\rho/\rho$ à chaque profondeur constituent le modèle du problème inverse linéarisé et les valeurs $\delta c/c$ à chaque fréquence ν sont les données du problème. Dans le cas d'une onde de Rayleigh et en négligeant les effets de la densité, on a en effet une relation linéaire entre ces paramètres (Aki et Richards, 2002):

$$\frac{\delta c}{c} \approx \int_0^\infty \left[\frac{\alpha}{c} \frac{\partial c}{\partial \alpha} \right]_{\nu, \beta, z} \frac{\delta \alpha}{\alpha} dz + \int_0^\infty \left[\frac{\beta}{c} \frac{\partial c}{\partial \beta} \right]_{\nu, \alpha, z} \frac{\delta \beta}{\beta} dz \quad [\text{III.6}]$$

Les termes $\partial c / \partial \alpha)_{\nu, \beta, z}$ et $\partial c / \partial \beta)_{\nu, \alpha, z}$ sont les dérivées partielles de la courbe de dispersion par rapport aux paramètres élastiques à chaque profondeur z . Les termes représentés entre crochets sont les noyaux de sensibilité de l'onde de surface en profondeur. Ces termes constituent la théorie du problème inverse linéarisé. Dans le cas des milieux tabulaires, on connaît une expression analytique de ces termes (voir Aki et Richards, 2002) qui permet de déterminer la région en profondeur qui est affectée par une fréquence donnée de l'onde de surface. La résolution de ce problème inverse est implémentée dans l'ensemble de programmes informatiques Computer Program in Seismology (CPS, Herrmann et Hammon, 2002; Herrmann, 2013).

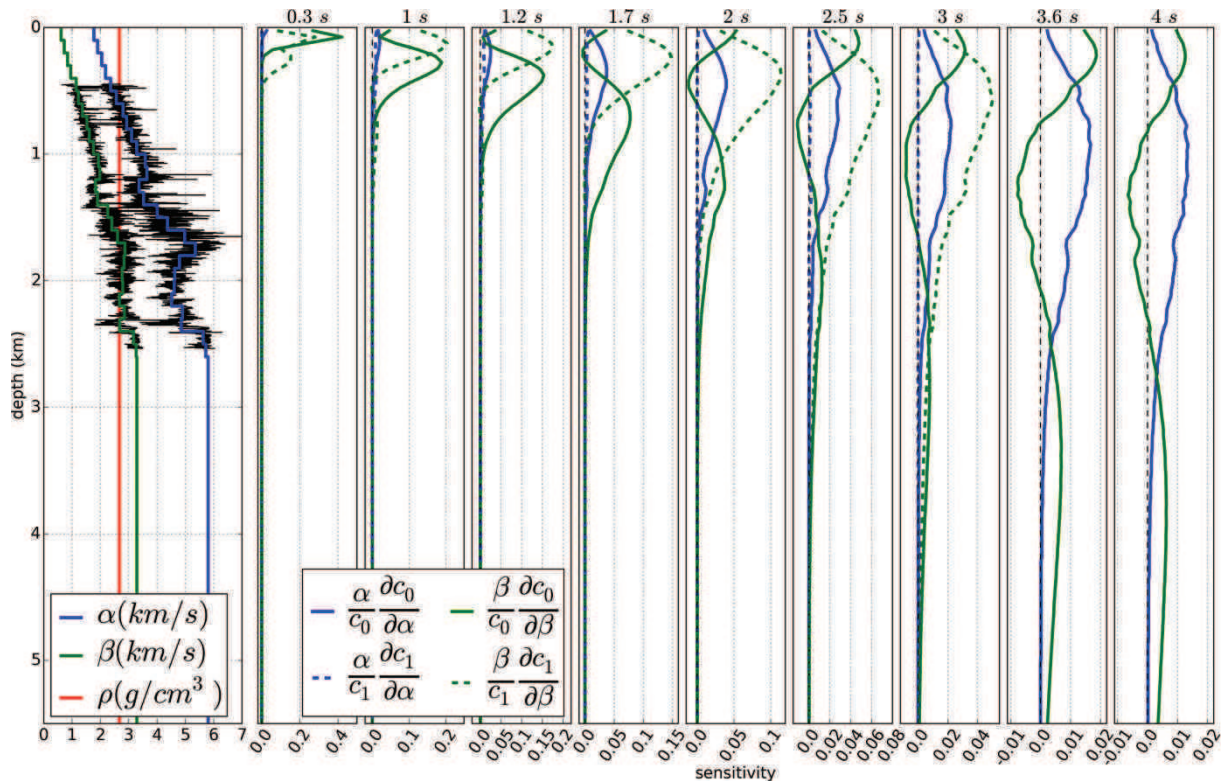


Figure III.5 : Noyaux de sensibilité du mode fondamental et du premier mode harmonique des ondes de Rayleigh pour un modèle élastique inspiré des mesures de vitesses du puits GRT1 (graphique de gauche ; α, β et ρ désignent la vitesse des ondes P, S et la densité respectivement). Chaque graphique vertical correspond à une période différente. Les courbes bleues (resp. vertes) représentent la sensibilité des ondes de surface à la vitesse des ondes P (resp. S). Les courbes pleines (resp. pointillées) correspondent au mode fondamental (resp. premier harmonique) de l'onde de Rayleigh.

La figure III.5 représente les noyaux de sensibilité des ondes de Rayleigh pour un modèle de vitesse en ondes P et S basé sur des mesures de puits du site de Rittershoffen. Pour cette analyse on s'intéresse seulement à l'influence des paramètres de vitesse des ondes P et S (α et β). A Soultz-sous-Forêts, la densité des terrains du Trias moyen et supérieur (Muschelkalk et Keuper) et du Jurassique est proche de la densité moyenne des roches de la croûte continentale $2.67 \cdot 10^3 \text{ kg.m}^{-3}$. Pour le Trias inférieur (Buntsandstein) et les terrains superficiels peu consolidé de l'Eocène, cette valeur est légèrement plus faible et varie entre $2 \cdot 10^3$ et $2.5 \cdot 10^3 \text{ kg.m}^{-3}$ (Valley, 2007). A Rittershoffen, ces mêmes couches sont situées à plus grande profondeur qu'à Soultz-sous-Forêts (figure I.13) ce qui modifie probablement le profil de densité. La présence de fluide dans les zones de fracture peut également influencer ce profil. Ici, on admet que les ondes de surface sont faiblement sensibles à la densité et on fixe la valeur de densité à la valeur de $2.67 \cdot 10^3 \text{ kg.m}^{-3}$.

Les noyaux de sensibilité sont calculés en perturbant successivement chaque couche du modèle de vitesse et en mesurant l'effet produit sur la courbe de dispersion à différentes fréquences. Les courbes de dispersion associées à un modèle de vitesse sont obtenues avec les programmes CPS. Cette analyse montre que la gamme de période permettant d'imager les 5 premiers kilomètres de la croûte s'étend approximativement

entre 0.2s et 5s. Pour imager le sous-sol aux profondeurs du réservoir (~3 km), il est nécessaire de travailler à des périodes supérieures à 2.5s. Cependant, on constate qu'à ces périodes, le mode fondamental des ondes de Rayleigh est également sensible aux vitesses d'ondes S dans les couches superficielles (voir par exemple la courbe verte pleine sur le graphique à 3.6s, figure III.5). La gamme de période 0.2 – 2.5s joue donc un rôle important pour contraindre la vitesse des ondes S dans le premier kilomètre ce qui doit améliorer la précision des mesures aux profondeurs du réservoir. Par ailleurs, on remarque que la vitesse de phase du mode fondamental des ondes de Rayleigh est sensible aux ondes P dans les 3 premiers kilomètres. Le premier mode harmonique est sensible à la vitesse des ondes S et n'existe qu'aux périodes inférieures à environ 3s (qui constitue la période de coupure théorique du premier mode harmonique).

III.2.4.3 Paramétrisation des profils de vitesse en courbes de Bézier cubiques

La méthode d'inversion linéarisée décrite précédemment est très performante si on souhaite ajuster un modèle de vitesse suffisamment proche de la solution cherchée. Du fait de la forte non-linéarité du problème, cette approche n'est applicable que si l'on dispose d'une bonne connaissance *a priori* de la solution (e.g. Campillo, 1996; Shapiro et al., 1997) et que les variations spatiales du modèle de vitesse sont modérées. Sinon, on peut explorer l'ensemble de l'espace des modèles à l'aide d'une grille de recherche (e.g. Macquet et al., 2014) ou par les méthodes d'échantillonnage pseudo-aléatoires de Monte-Carlo (e.g. Brenguier, 2007; Stehly et al., 2009). Ces méthodes fournissent une estimation de la fonction densité de probabilité *a posteriori* sur l'espace des modèles ce qui permet d'identifier les multiples solutions du problème et les incertitudes sur ces modèles. Cependant, elles sont généralement coûteuses en temps de calcul en raison du grand nombre de paramètres qui doivent être déterminés.

On peut paramétriser l'évolution des vitesses d'ondes sismiques en profondeur grâce à un empilement de couches d'épaisseurs variables (e.g. Herrmann et Hammon, 2002) ou par des fonctions continues de type B-splines définies à partir d'un ensemble de points de contrôle (e.g. Shapiro et Ritzwoller, 2002; Shen et al., 2013). Parmi ces fonctions, les courbes de Bézier cubiques sont intéressantes car elles permettent de modéliser des variations à la fois lisses et rugueuses du modèle de vitesse et avec peu de paramètres (Voir Drilleau, 2013 pour plus de détails sur les courbes de Bézier cubiques et leur utilisation pour la paramétrisation des logs en profondeurs). La figure III.6 illustre la paramétrisation d'un modèle de vitesse fictif en courbe de Bézier. Deux types de points de contrôle sont utilisés : les « points de Bézier » définissent des points de passage du modèle de vitesse (points rouges sur la figure III.6). Les « points intermédiaires » permettent d'ajuster la courbure du modèle de vitesse (points bleus sur la figure III.6). Pour passer d'une paramétrisation en courbes de Bézier à une paramétrisation par couches, on peut discrétiser le profil de vitesse (courbe noire, figure III.6).

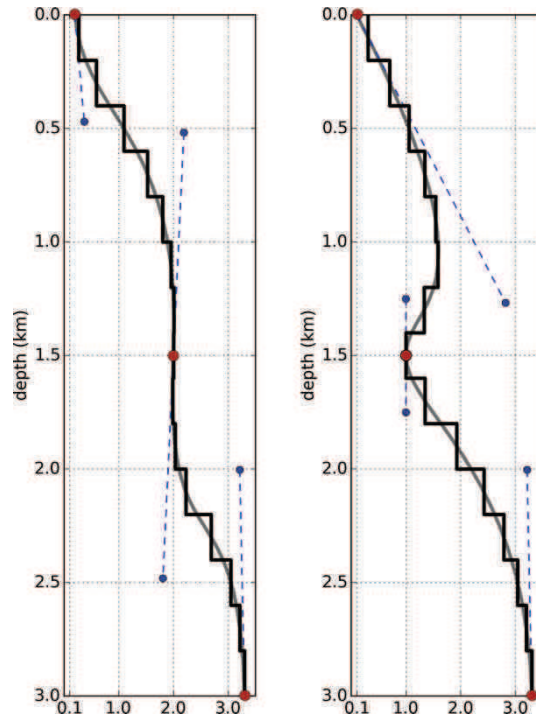


Figure III.6 : Deux exemples de paramétrisation d'un log de vitesse en courbes de Bézier cubiques. Les points rouges sont les points de Bézier qui définissent des points de passage du modèle de vitesse. Les points bleus sont des points intermédiaires qui contrôlent la courbure du modèle de vitesse. La courbe grise représente la courbe de Bézier obtenue et le modèle noir est une version discrétisée de la courbe grise.

III.3 Imagerie en ondes de surface par corrélation de bruit d'origine micro-sismique en champ proche et en condition de bruit non-uniforme.

III.3.1 Introduction

Le réservoir géothermique profond de Rittershoffen se situe à la base de la couverture sédimentaire du fossé rhénan (terrains fracturés du Trias) et dans la partie supérieure du socle granitique Hercynien.

Pour imager cette zone, située entre 2 et 3km de profondeur, on utilise les ondes de surface reconstruites par corrélation de bruit ambiant à partir des enregistrements continus des réseaux sismologiques temporaires et permanents. Plus précisément, on étudie la composante verticale des ondes de Rayleigh. Etant donné la profondeur ciblée, on doit travailler à des périodes supérieures à 1 seconde. A ces périodes, les ondes de Rayleigh émergent significativement des fonctions de corrélation (voir partie II.2, figure 5, p53). Du point de vue de la résolution latérale, le réseau de stations disponible mesure 30km de diamètre et offre une bonne couverture spatiale et azimutale. Les longueurs d'onde varient de ~1km à 1s de période jusqu'à ~20km à 6s de période. En conséquence, la plupart des paires de stations disponibles sont trop rapprochées pour que l'approximation dite de « champ lointain » soit vérifiée. La limite entre le champ proche et le champ lointain est généralement fixée à 3 fois la longueur de l'onde de surface (e.g. Yao et al., 2006; Bensen et al., 2007; Lin et al., 2008; voir la partie III.2.3.4).

Dans ces conditions, les effets de la non-uniformité des sources de bruit sur la phase des fonctions de corrélation ne peuvent pas être négligés (Weaver et al., 2009; Froment et al., 2010). En outre, dans la gamme de période visée, le bruit est dominé par le pic micro-sismique secondaire qui est très directif et issu principalement de l'Atlantique nord (partie II.2, figure 3, p51). Sur le réseau local de Rittershoffen, les erreurs sur les mesures de temps de trajet causées par la directivité du bruit à ces périodes peuvent atteindre 40% sur certaines paires de stations ce qui entraîne une erreur non négligeable sur les cartes de dispersion (partie II.2, figure 7, p55).

Ici, on propose une approche qui vise à interpréter les fonctions de corrélation en champ proche ou lointain et pour une distribution non-uniforme des sources de bruit. L'objectif de cette méthode est de construire des cartes de dispersion entre 1s et 7s malgré la forte directivité du bruit et la faible dimension du réseau par rapport aux longueurs d'ondes ciblées. Cette méthode se base sur une modélisation de la forme des fonctions de corrélation qui prend en compte les hétérogénéités spatiales de vitesse d'une part, et la distribution azimutale des sources de bruit d'autre part. En introduisant cette modélisation dans un problème inverse, on peut déterminer conjointement les anomalies spatiales de vitesse de phase et de groupe des ondes de Rayleigh et la distribution azimutale des sources de bruit. Dans la section III.3.2, nous mettrons en évidence les effets de la directivité du bruit sur les fonctions de corrélation. La section

III.3.3 présentera le problème direct de cette étude. Enfin, la section III.3.4 sera dédiée à la résolution du problème inverse.

III.3.2 Interprétation des fonctions de corrélation : signature de la directivité du bruit

Dans la partie II.2, nous avons vu que la phase des fonctions de corrélation mesurée au-delà de 1s de période varie selon l'orientation de la paire de station par rapport aux sources de bruit dominantes. A ces périodes, il apparaît que la plupart des paires de stations qui sont alignées avec la direction 290-300° Nord (correspondant à la direction de l'Atlantique Nord et à la direction dominante du bruit micro-sismique pour le pic secondaire) ont des vitesses de phase plus lentes que les paires de stations orientées perpendiculairement à cette direction (Nord 200-210°). La variation azimutale de cet effet suggère qu'il est dû à la directivité du bruit plutôt qu'à une hétérogénéité du milieu (partie II.2, figure 6, p54).

La figure III.7 représente l'ensemble des fonctions de corrélation obtenues à partir des stations permanentes et temporaires des réseaux de Soultz-sous-Forêts et Rittershoffen filtrées entre 1 et 5s de période. Le tri des corrélogrammes en fonction de la distance inter-station (figure III.7, gauche) met en évidence la dispersion des ondes de Rayleigh. Dans cette étude, on cherche à déterminer la vitesse de ces ondes en fonction de la période et du lieu pour construire des cartes de dispersion. On observe une forte asymétrie des fonctions de corrélation en faveur de la partie causale correspondant à la partie du signal renseignée par les sources de bruit situées à l'ouest du réseau (voir la convention d'orientation des corrélogrammes dans la section I.1.2). Afin de mettre en évidence les distorsions de la phase des corrélations en fonction de l'azimut de la paire de station, on propose un tri des corrélogrammes à deux niveaux (figure III.7, droite): les corrélogrammes sont d'abord regroupés par intervalles de distance (entre 0 et 3km ; 3 et 5km ; 5 et 7km ; ...) et chaque groupe est ensuite trié en fonction de l'azimut de la paire de station (angle mesuré au niveau de la station ouest et compté positivement vers l'est, variant de 0° à 180°). On observe des courbures de la phase avec l'azimut qui sont d'autant plus importantes pour les basses fréquences. On note par ailleurs que l'amplitude de la fonction de corrélation dépend de l'azimut de la paire de station. Schématiquement, les paires orientées dans la direction nord-sud (d'azimuts proches de 0° et 180°) présentent des arrivées plus précoces et des amplitudes plus faibles tandis que les paires de stations orientées dans la direction est-ouest présentent des amplitudes plus fortes et des arrivées plus tardives.

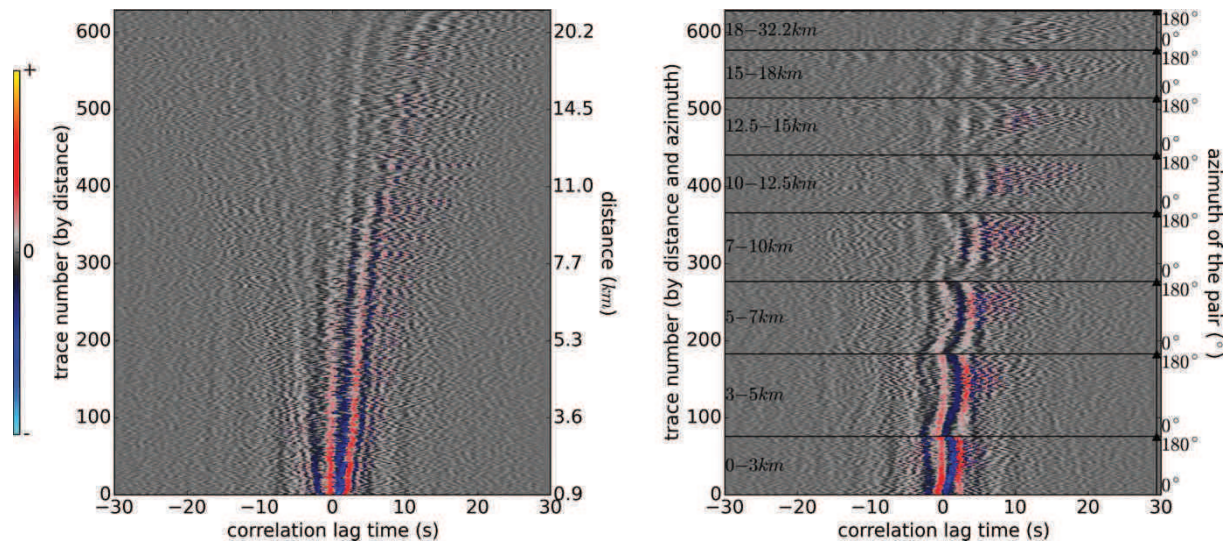


Figure III.7 : Fonctions de corrélation filtrées entre 1s et 5s de période et triées de deux manières différentes. Gauche : les fonctions de corrélation sont triées en fonction de la distance inter-station. Par convention, on corrèle toujours le signal de la station est avec celui de la station ouest de sorte que la partie causal (resp. acausale) de la fonction de corrélation correspond au bruit en provenance de l'ouest (resp. de l'est). Droite : les fonctions de corrélation sont d'abord triées par distance inter-station puis regroupées par intervalle de distance (0-3km, 3-5km, ...). Chaque sous-sélection est triée en fonction de l'azimut de la paire de station par rapport au nord (angle α mesuré à la station ouest depuis le nord dans le sens horaire et variant entre 0 et 180°).

Pour préciser les variations azimutales de la phase des fonctions de corrélation, on propose de représenter le champ d'onde reconstruit par corrélation de bruit dans le plan horizontal et à différents temps (figure III.8). Dans le cas théorique d'un milieu homogène et d'une distribution uniforme des sources de bruit, ce champ d'onde est parfaitement cylindrique d'axe vertical centré sur la source virtuelle. Comme chaque station du réseau joue le rôle de source virtuelle, on peut représenter ce type de champ d'onde pour chacune des stations ce qui permet par exemple l'imagerie par tomographie basée sur l'équation eikonale (e.g. Lin et al., 2009 ; Lin et Ritzwoller 2011 ; Shen et al., 2013 ; Mordret et al., 2013 ; Le Chenadec, 2015). Ici, on choisit de ramener toutes les sources virtuelles en un même point central afin d'augmenter le rapport signal-sur-bruit et de réduire l'influence des hétérogénéités de vitesse sur la déformation du champ d'onde dans son ensemble. La figure III.8 est une représentation de ce champ d'onde à 3s de période et aux temps $t = 5s$ et $t = 9.5s$. On constate qu'il n'est pas cylindrique. On l'interprète comme la superposition de deux champs d'ondes quasi-plans (figure III.8.a, courbes pointillées noires et blanches) se propageant dans les directions approximatives 290°N en 150°N qui correspondent aux directions dominantes du bruit de fond à cette période.

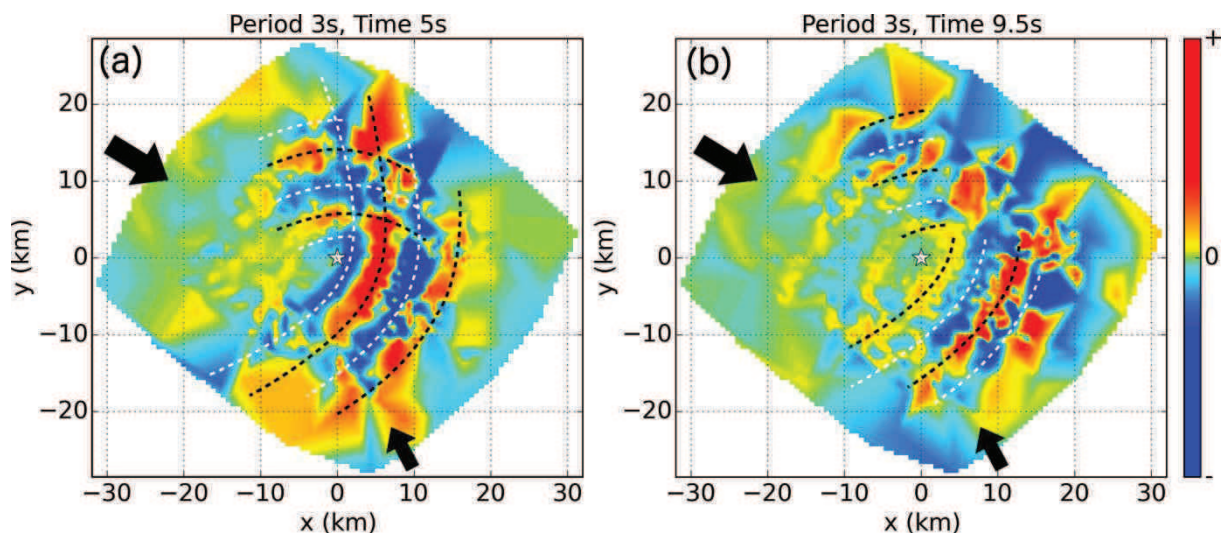


Figure III.8 : Représentation du champ d'onde reconstruit par corrélation de bruit et filtré à 3s de période. Ce champ se propage depuis une source impulsionnelle virtuelle (étoile blanche centrale). On le représente aux dates $t = 5s$ (a) et $t = 9.5s$ (b). Les données causales (resp. acausales) apparaissent sur la partie est (resp. ouest) de la carte. Les fonctions de corrélation sont normalisées selon leur amplitude maximale ce qui facilite la distinction des phases positives (rouge) et négatives (bleu) mais ce procédé augmente le niveau de bruit de l'image. Les courbes pointillées indiquent une interprétation des deux champs d'onde dominants et se propageant selon les directions $300^\circ N$ et $150^\circ N$ (flèches noires).

Il apparaît donc que les champs d'onde reconstruits par corrélation du bruit dans la gamme de période micro-sismique sont fortement affectés par la directivité du bruit. Pour les longues périodes et pour les temps de trajet courts, les distorsions de la phase deviennent prépondérantes ce qui est en accord avec les prédictions théoriques de Weaver et al., (2009) et Froment et al. (2010) (voir la partie I.1.2.3.b.ii). Souvent, ces déformations de la phase peuvent être négligées si les distances inter-station sont importantes et que la distribution azimutale des sources est suffisamment lisse (Weaver et al., 2009). Ici, on constate que ces effets ne sont pas négligeables car (1) la dimension du réseau est faible par rapport aux longueurs d'onde du bruit enregistré au-delà de 1s de période et (2) la distribution azimutale du bruit est très hétérogène. On interprète ce résultat par le fait que le milieu de propagation est très peu diffusant aux longueurs d'onde étudiées et que le phénomène de diffraction multiple ne suffit pas à uniformiser les champs d'ondes qui composent le bruit ambiant.

Une méthode permettant de réduire l'influence de la distribution spatialement non-uniforme des sources de bruit sur les images tomographiques est de rejeter les données faussées (il s'agit, en général, des paires de stations courtes et/ou orientées perpendiculairement aux directions préférentielles du bruit). Cette méthode présente deux inconvénients : d'une part, il est difficile de déterminer *a priori* quelles sont les mesures qui doivent être rejetées et d'autre part, cette procédure réduit fortement le volume de données disponible, ce qui nuit à la résolution spatiale des images tomographiques. Elle est difficilement envisageable dans le cas des réseaux locaux peu denses. Ici, on choisit une autre approche qui vise à corriger les effets de la directivité du bruit pour réduire leur influence sur les mesures de vitesse. Pour cela, il est nécessaire

de déterminer la distribution spatiale des sources de bruit. L'approche proposée par la suite propose de déterminer simultanément les variations spatiales de vitesse et la distribution azimutale du bruit ambiant.

III.3.3 Modélisation complète des fonctions de corrélation en conditions de bruit non uniforme : Le problème direct

Les données du problème inverse que l'on propose de résoudre ici sont les fonctions de corrélation inter-station. Le modèle se constitue d'un ensemble de paramètres décrivant d'une part, la distribution spatiale des anomalies de vitesse des ondes de Rayleigh et d'autre part, la distribution spatiale des sources du bruit de fond sismologique. Dans cette section on établit la théorie du problème direct qui vise à modéliser les fonctions de corrélation (données) associées à un certain modèle.

III.3.3.1 Théorie du problème direct

III.3.3.1.a Représentation intégrale de la fonction de corrélation

Le bruit ambiant peut être représenté comme la superposition de signaux émis par des sources ponctuelles se produisant aléatoirement dans le temps et dans l'espace. Cette représentation du bruit permet de démontrer l'émergence de la fonction de Green par corrélation de signaux continus (Snieder, 2004; Roux et al., 2005a). Compte tenu de la gamme de période étudiée (1s-7s) et de l'origine du bruit à ces périodes (pic micro-sismique secondaire), on suppose que les sources de bruit sont situées uniquement en surface.

Ainsi, le déplacement du sol U enregistré au point \mathbf{r} du plan peut s'écrire comme la somme des sources situées aux points \mathbf{r}_s et pondérées par leurs fonctions sources respectives (e.g. Roux et al., 2005a). En domaine fréquentiel, on peut écrire

$$U(\mathbf{r}, \nu) = \int_{\mathbb{R}^2} S(\mathbf{r}_s, \nu) G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s, \nu) d\mathbf{r}_s \quad [\text{III.7}]$$

où ν désigne la fréquence ; $S(\mathbf{r}_s, \nu)$ désigne la fonction source émise au point \mathbf{r}_s et $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s, \nu)$ désigne la fonction de Green, c'est à dire le signal reçu au point \mathbf{r} pour une source impulsionnelle émise au point \mathbf{r}_s . Dans cette formulation, G peut prendre une forme très complexe incluant tous les modes de propagation (trajets directs et réfléchis, dispersion des ondes de surface, atténuation géométrique et intrinsèque ou même la diffraction multiple des ondes sur les hétérogénéités du milieu).

On considère deux récepteurs A et B situés aux points $\mathbf{r}_A = (+a, 0)$ et $\mathbf{r}_B = (-a, 0)$ (figure III.9). La corrélation de leurs enregistrements s'écrit

$$C_{AB}(\nu) = U^*(\mathbf{r}_A, \nu) U(\mathbf{r}_B, \nu) \quad [\text{III.8}]$$

où $*$ désigne le complexe conjugué. D'après Snieder (2004), on suppose que les sources sont non corrélées ce qui signifie que la corrélation des fonctions sources entre deux

points \mathbf{r}_s et $\mathbf{r}_{s'}$ distincts est nulle si on considère une durée infinie (ce qui est implicitement vérifié par la transformée de Fourier). Cette propriété s'écrit

$$S^*(\mathbf{r}_s, \nu)S(\mathbf{r}_{s'}, \nu) = |S(\mathbf{r}_s, \nu)|^2 \delta(\mathbf{r}_s - \mathbf{r}_{s'}) = E(\mathbf{r}_s, \nu) \delta(\mathbf{r}_s - \mathbf{r}_{s'}) \quad [\text{III.9}]$$

où δ désigne la fonction delta de Dirac. L'autocorrélation de la fonction source en un point quelconque du plan correspond à sa densité spectrale de puissance et peut être interprétée comme l'énergie sismique libérée en ce point. Par la suite, on la note $E(\mathbf{r}_s, \nu)$ et on la désigne par « *distribution plane des sources de bruit* ». La combinaison des équations [III.7] à [III.9] donne

$$C_{AB}(\nu) = \int_{\mathbb{R}^2} E(\mathbf{r}_s, \nu) G^*(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_s, \nu) G(\mathbf{r}_B, \mathbf{r}_s, \nu) d\mathbf{r}_s \quad [\text{III.10}]$$

L'équation [III.10] est une expression générale de la fonction de corrélation entre deux capteurs A et B. D'une part, la distribution spatiale (potentiellement non-uniforme) de l'énergie émise par les sources de bruit est prise en compte grâce à la fonction $E(\mathbf{r}_s, \nu)$. D'autre part, la complexité du milieu et les différents modes de propagation des ondes sont pris en compte par les inter-corrélations de la fonction de Green ($G^* \times G$) excitées par les sources individuelles. Ainsi, la connaissance de la *distribution plane des sources* associée à une estimation *a priori* de la fonction de Green permet de calculer la fonction de corrélation entre deux récepteurs. Ceci représente l'objet de cette étude.

Pour établir le lien entre la fonction de corrélation et la fonction de Green entre les capteurs A et B, Snieder (2004) et Roux et al. (2005a) proposent de résoudre l'intégrale [III.10] analytiquement. Pour cela, des hypothèses simplificatrices sont nécessaires ; par exemple : seules les ondes directes sont prise en compte dans la fonction de Green et la distribution spatiale des sources de bruit est supposée uniforme. Dans la réalité, la distribution spatiale des sources (ou même des points diffractants qui jouent le rôle de sources secondaires) n'est jamais parfaitement uniforme et la fonction de corrélation est une version approchée de la fonction de Green véritable.

Dans ce travail, on choisi de ne pas négliger les effets d'une distribution hétérogène des sources de bruit. De ce fait, les fonctions de corrélation ne peuvent pas être interprétées comme des fonctions de Green puisqu'elles sont potentiellement faussées par la distribution non-uniforme des sources. Néanmoins, les fonctions de corrélation restent sensibles à la vitesse des ondes et peuvent être utilisées si la directivité des sources est prise en compte. Afin d'effectuer des mesures de vitesse fiables malgré la forte directivité du bruit, je propose une modélisation des fonctions de corrélation grâce à la résolution numérique de l'équation [III.10].

III.3.3.1.b Passage en coordonnées elliptiques

Le système de coordonnées elliptique est particulièrement adapté à la corrélation de bruit car l'ensemble des sources qui affectent un même temps t de la fonction de

corrélation est situé sur une hyperbole dont les foyers sont occupés par les stations A et B (Roux et al., 2005a). Dans ce système, on peut repérer les sources de bruit par le couple de coordonnées (ξ, μ) avec ξ le paramètre hyperbolique variant, par convention, de 0 à π et μ le paramètre elliptique variant de $-\infty$ à $+\infty$ (figure III.9). Dans un espace plan, le lien entre les systèmes de coordonnées elliptique et cartésien est donné par les relations $x = a \cos \xi \cosh \mu$ et $y = a \sin \xi \sinh \mu$, où a désigne la demi distance inter-station. Le jacobien de cette transformation est $J(\xi, \mu) = a^2(\cosh^2 \mu - \cos^2 \xi)$. On peut montrer que dans ce système, on a les relations suivantes

$$\begin{cases} SA + SB = +2a \cosh \mu \\ SA - SB = -2a \cos \xi \\ SA \times SB = a^2(\cosh^2 \mu - \cos^2 \xi) = J(\xi, \mu) \end{cases} \quad [\text{III.11}]$$

avec S un point du plan repéré par le couple de coordonnées (ξ, μ) et $SA = \|\mathbf{r}_A - \mathbf{r}_S\|$ la distance entre les points S et A.

Dans ce nouveau système, l'équation [III.10] devient

$$C_{AB}(v) = \int_0^\pi \int_{-\infty}^{+\infty} E(\xi, \mu, v) G_A(\xi, \mu, v) G_B^*(\xi, \mu, v) J(\xi, \mu) d\mu d\xi \quad [\text{III.12}]$$

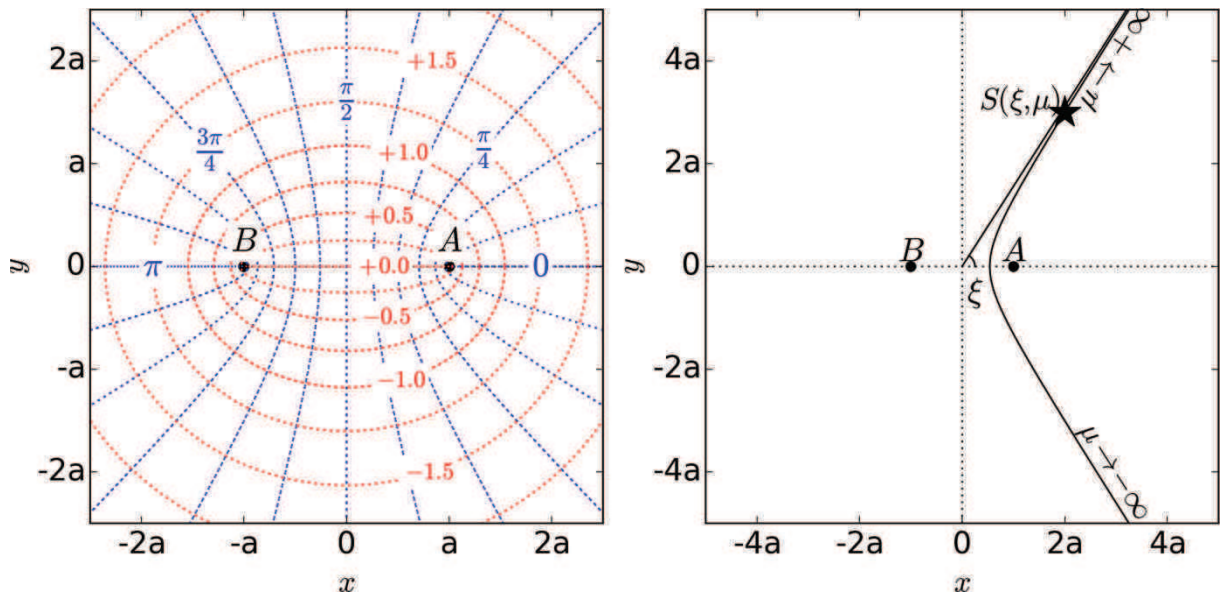


Figure III.9 : Système de coordonnées elliptique permettant de repérer une source de bruit dans le référentiel de la paire de stations A et B séparées d'une distance $2a$. Gauche : lignes d'iso valeur du paramètre elliptique μ (ellipses rouges) et du paramètre hyperbolique ξ (hyperboles bleues) ; Droite : repérage d'une source S par ses coordonnées elliptiques. Dans le cas de sources lointaines, on a $|\mu| \rightarrow \infty$ et le système de coordonnées elliptique se confond avec le système de coordonnées polaire centré sur le milieu du segment AB.

III.3.3.1.c Hypothèses sur la fonction de Green

Pour modéliser les fonctions de corrélation et en déduire une information sur la vitesse des ondes dans le sous-sol, on doit connaître une expression théorique de la

fonction de Green du milieu. Or ce sont les ondes de surfaces qui émergent le plus nettement des fonctions de corrélation (partie II.2 figure 5, p53) et on ne travaille qu'avec les composantes verticales des capteurs. Pour cette raison, on choisit de ne modéliser que la composante verticale des ondes de Rayleigh. De plus, on fait l'hypothèse que l'onde de surface ne se compose que d'un seul mode. En réalité, la fonction de Green inclut potentiellement d'autres arrivées comme les trajets directs et réfléchis des ondes de volume, une superposition des modes harmoniques de l'onde de Rayleigh et la diffraction multiple formant la coda du corrélogramme. Dans les corrélogrammes, ces arrivées sont très faibles par rapport aux ondes de Rayleigh directes et on choisit de les négliger. Ainsi, on suppose que la fonction de Green du milieu entre une source S du plan et un récepteur A est de la forme

$$G(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_S, \nu) = \frac{e^{-\gamma(\nu)SA} e^{i\left(2\pi\nu\frac{SA}{c(\nu)} + \varphi_o\right)}}{\sqrt{2\pi h(\nu)SA}} \quad \text{[III.13]}$$

avec $SA = \|\mathbf{r}_A - \mathbf{r}_S\|$ la distance entre la source et le récepteur A. $h(\nu)$ la profondeur d'investigation de l'onde de Rayleigh à la fréquence ν . L'atténuation géométrique est décrite par le dénominateur de l'équation [III.13]. L'onde de surface se propageant horizontalement selon un front d'onde cylindrique vertical centré sur S, son énergie (et donc le carré de son amplitude) décroît comme la surface du cylindre à savoir $2\pi h(\nu)SA$. $\gamma(\nu)$ est une fonction réelle de la fréquence décrivant le caractère anélastique du sol et responsable de l'atténuation intrinsèque de l'onde; φ_o est la phase à l'origine. Dans le cas de l'onde de Rayleigh en champ lointain, sa valeur est de $\pi/4$ (e.g. Aki et Richards, 2002). Enfin, $c(\nu)$ est la vitesse moyenne de la phase de l'onde de Rayleigh sur le trajet SA.

III.3.3.1.d Enoncé du problème direct

i Formalisation

En introduisant l'expression de la fonction de Green (équation [III.13]) dans l'expression de la fonction de corrélation (équation [III.12]) et à l'aide des relations de [III.11], on montre que la fonction de corrélation se résume à une intégrale unique selon le paramètre hyperbolique ξ :

$$C_{AB}(\nu) = \frac{1}{2\pi h(\nu)} \int_0^\pi \mathcal{H}(\xi, \nu) e^{4i\pi\nu a \frac{\cos \xi}{c(\nu)}} d\xi \quad \text{[III.14]}$$

où $\mathcal{H}(\xi, \nu)$, dénommée par la suite « *distribution hyperbolique des sources de bruit* », est un terme qui correspond à l'énergie apportée à la fonction de corrélation par l'ensemble des sources qui sont situées sur l'hyperbole de paramètre ξ (figure III.9). La *distribution hyperbolique des sources* ($\mathcal{H}(\xi, \nu)$) est une version partiellement intégrée de la *distribution plane* ($E(\xi, \mu, \nu)$). Elles sont liées par la relation

$$\mathcal{H}(\xi, \nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(\xi, \mu, \nu) e^{-2a\gamma(\nu) \cosh \mu} \sqrt{J(\xi, \mu)} d\mu \quad [\text{III.15}]$$

Dans l'équation [III.14], $c(\nu)$ représente la vitesse de phase moyenne entre les stations A et B. On se place dans la théorie des rais en admettant que cette vitesse ne dépend que des structures situées sur le segment AB. On obtient donc une expression de $c(\nu)$ en intégrant les vitesses de phases locales rencontrées le long du trajet AB comme suit

$$c(\nu) = \frac{\int_A^B dx}{\int_A^B \frac{dx}{c(x, \nu)}} \quad [\text{III.16}]$$

où x est la coordonnée d'un point du segment SA. Les variations spatiales de la vitesse de phase constituent l'inconnue principale du problème.

ii Résolution du problème direct par intégration numérique

Par la suite, le terme $e^{4i\pi\nu a \frac{\cos \xi}{c(\nu)}}$ de l'équation [III.14] est appelé « *phase interférométrique* ». On note qu'il ne dépend pas de la phase à l'origine φ_o de la fonction de Green. Ceci est dû à l'inter-corrélation des fonctions de Green qui s'opère dans l'équation [III.10] (terme $G^* \times G$). L'intégration de la phase interférométrique (pondérée par la distribution hyperbolique des sources, équation [III.14]) permet de prédire la fonction de corrélation entre deux stations ce qui constitue le problème direct de cette étude.

La figure III.10 montre, en domaine temporel, comment l'intégration de la phase interférométrique permet de reconstruire une fonction de corrélation théorique. Dans cet exemple, la distance inter-station est fixée à $2a = 15\text{km}$; la loi de dispersion $c(\nu)$ correspond à la dispersion théorique du mode fondamental des ondes de Rayleigh, obtenue à partir du modèle de vitesse de Soutz-sous-Forêts et la période est limitée à l'intervalle 1 – 5s. Les zones de sommation constructive de la phase interférométrique sont appelées « zones de Fresnel ». Leur largeur dépend de la distance inter-station et de la longueur d'onde du signal (e.g. Roux et al., 2004; Snieder, 2004; Larose, 2005; Froment et al., 2010; voir la figure III.10, valeurs de ξ indiquées par les barres vertes à différentes fréquences). Mathématiquement, on peut déterminer une expression analytique de l'équation [III.14] en faisant appel au théorème de la phase stationnaire qui suppose que cette intégrale ne dépend que du comportement de la phase interférométrique dans les zones de Fresnel (Snieder, 2004). Cette approximation n'est valide qu'en conditions de bruit uniforme : c'est à dire si $\mathcal{H}(\xi, \nu)$ est une fonction constante.

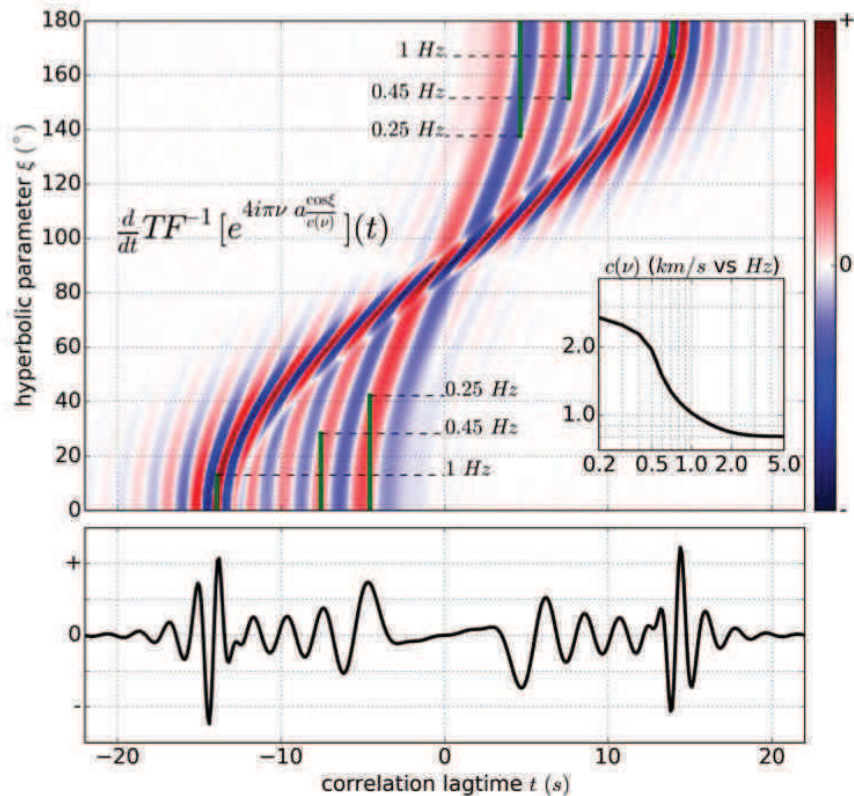


Figure III.10: Modélisation de la fonction de corrélation par intégration numérique de la phase interférométrique. Partie supérieure: Dérivée temporelle de la phase interférométrique en fonction du paramètre hyperbolique ξ (exprimé en degrés sur l'axe vertical) et du temps t (exprimé en secondes sur l'axe horizontal). Le code couleur indique l'amplitude de la fonction de phase interférométrique. Le graphe inclus dans la figure supérieure (insert) représente la loi de dispersion (vitesse de phase en fonction de la fréquence) utilisée pour cet exemple. Les barres verticales vertes indiquent la largeur angulaire de la zone de phase stationnaire à différentes fréquences (zones de Fresnel causale et acausale à un quart de période). Partie inférieure: Dérivée temporelle de la fonction de corrélation. Cette trace est obtenue par intégration verticale (i.e. intégration sur ξ) de la fonction représentée dans la partie supérieure de la figure.

La pondération de la phase interférométrique permet de prendre en compte la distribution hyperbolique des sources de bruit (équation [III.14]). La figure III.11 compare les fonctions de corrélation synthétiques obtenues pour une distribution hyperbolique uniforme et non-uniforme des sources. La distribution non-uniforme des sources utilisée pour cet exemple se compose d'une composante uniforme à laquelle on ajoute une fonction Gaussienne centrée sur $\xi = 140^\circ$ et d'écart type 10° (figure III. 11.gauche, courbe rouge). On constate qu'une hétérogénéité des sources de bruit se traduit par une asymétrie de la fonction de corrélation, une distorsion du contenu spectral, et un déphasage dont l'ampleur dépend de la fréquence (figure III. 11.bas, fonction de corrélation rouge) : ces effets sont couramment observés sur données réelles (Paul et al., 2005; Pedersen et Krüger, 2007; Weaver et al., 2009). Ils sont susceptibles d'introduire des biais dans les estimations de vitesse et donc dans les cartes de dispersion. La modélisation de la fonction de corrélation complète permet de les prendre en compte.

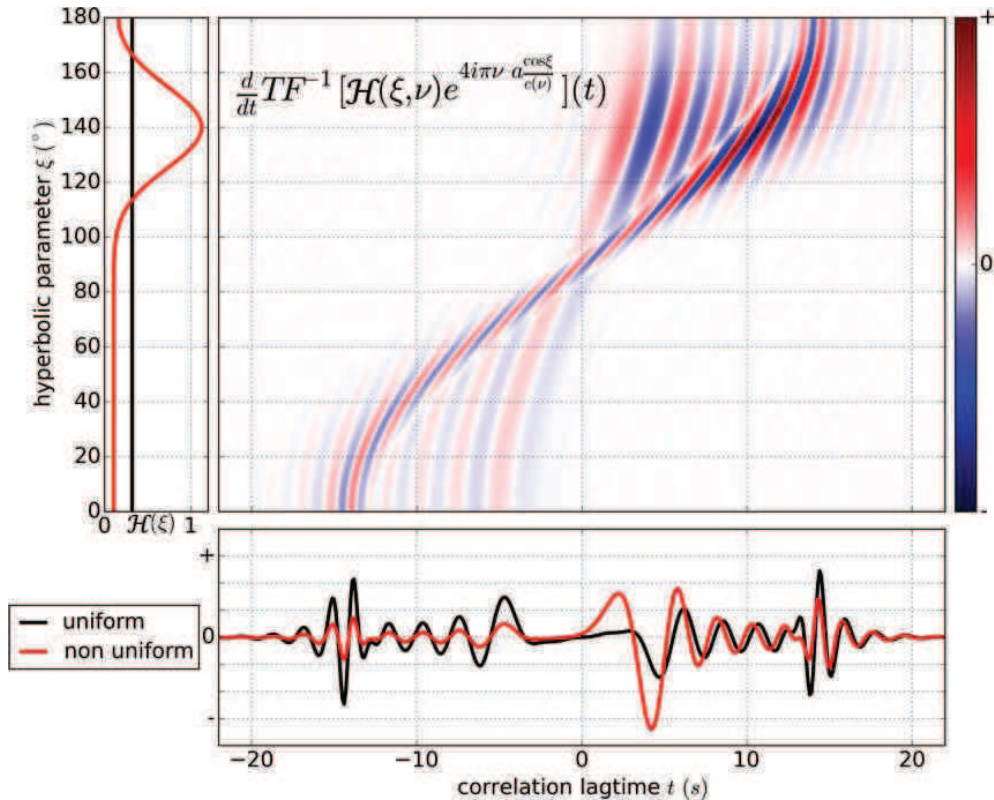


Figure III.11 : Modélisation de la fonction de corrélation par intégration de la phase interférométrique pondérée par la distribution hyperbolique des sources de bruit. Partie gauche : Distributions hyperboliques uniforme et non uniforme des sources exprimées en unités arbitraires et supposées indépendantes de la fréquence. Partie centrale : Dérivée temporelle de la phase interférométrique pondérée par la distribution de sources rouge. Partie inférieure : Fonctions de corrélation synthétiques obtenues dans les deux cas.

III.3.3.2 Paramétrisation du modèle

III.3.3.2.a Paramétrisation de la dispersion des ondes de Rayleigh

Afin d'obtenir des cartes de dispersion à différentes fréquences, le problème inverse est résolu séparément pour chaque fréquence. On modélise donc les fonctions de corrélation au voisinage d'une fréquence ν_0 et on les compare aux fonctions de corrélation réelles filtrées autour de ν_0 . Le filtre utilisé est un filtre passe-bande gaussien centré sur la fréquence ν_0 et de paramètre $\alpha = 15$ défini suivant Bensen et al. (2007) (figure III.12, courbe verte).

L'avantage d'une modélisation de la fonction de corrélation complète réside dans le fait que la phase et l'enveloppe du signal sont prises en compte dans l'inversion. Ceci permet de déterminer simultanément les vitesses de phase et de groupe de l'onde de Rayleigh. Pour cela la loi de dispersion en vitesse de phase $c(\nu)$ entre deux stations est approchée par une loi notée $\tilde{c}(\nu)$ qui reproduit ses propriétés (valeur et première dérivée) au voisinage de la fréquence ν_0 (figure III.12). La loi de dispersion approchée est définie par

$$\log(\tilde{c}(\nu)) = l(\nu_o) (\log \nu - \log \nu_o) + \log(c(\nu_o))$$

$$\text{avec } l(\nu_o) = \left. \frac{d \log c}{d \log \nu} \right|_{\nu_o} = \nu_o \frac{c'(\nu_o)}{c(\nu_o)} \quad [\text{III.17}]$$

La loi $\tilde{c}(\nu)$ est une fonction affine du domaine $(\log c, \log \nu)$ (nb : log désigne le logarithme décimal). Elle peut être déterminée de manière unique par le couple de paramètres $(c(\nu_o), l(\nu_o))$ (figure III.12, point bleu et trait rouge). On peut déduire la vitesse de groupe u de l'onde de Rayleigh à partir de ces deux paramètres grâce à la relation

$$u(\nu_o) = 2\pi \left. \frac{d\nu}{dk} \right|_{\nu_o} = \frac{c(\nu_o)}{1 - \frac{\nu_o c'(\nu_o)}{c(\nu_o)}} = \frac{c(\nu_o)}{1 - l(\nu_o)} \quad [\text{III.18}]$$

Où $k = 2\pi\nu/c(\nu)$ est le nombre d'onde.

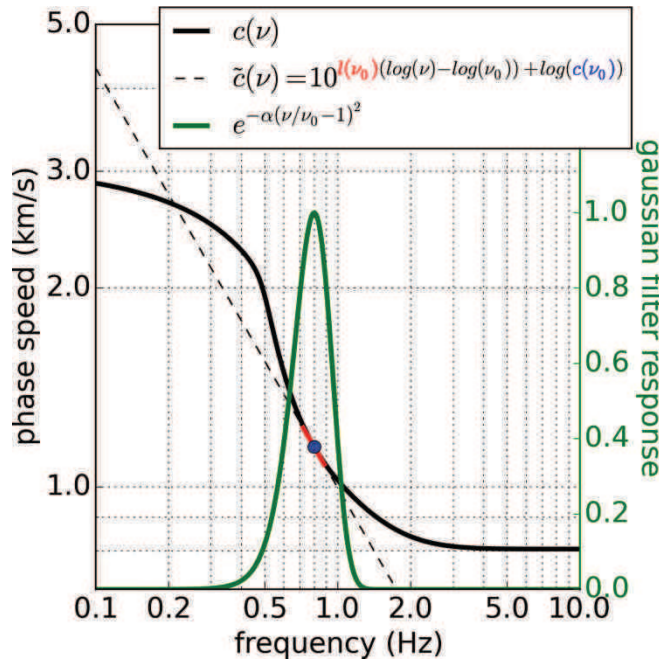


Figure III.12 : Paramétrisation de la courbe de dispersion au voisinage de la fréquence ν_o . La loi de dispersion (courbe noire) est approchée par un loi linéaire du domaine $\log c = f(\log \nu)$ (courbe pointillée). La courbe verte correspond au filtre passe-bande gaussien défini suivant Bensen et al. (2007) centré sur $\nu_o=0.8$ Hz et de paramètre $\alpha = 15$.

Afin de construire une carte de dispersion des ondes de Rayleigh à la fréquence ν_o , on peut définir une grille qui couvre la zone d'étude. Chaque cellule de cette grille accueille un couple de paramètres $(c_j(\nu_o), l_j(\nu_o))$, où j est un indice qui désigne une des cellules de la grille. La vitesse de groupe de la cellule j s'obtient à partir de l'équation [III.18] :

$$u_j(\nu_o) = \frac{c_j(\nu_o)}{1 - l_j(\nu_o)} \quad [\text{III.19}]$$

Pour une paire de capteur AB, les vitesses de phase et de groupe apparentes du milieu inter-station s'obtiennent en sommant les temps de trajet de l'onde dans chaque cellule traversée et on a :

$$\begin{cases} c(v_0) = \frac{\sum d_j}{\sum d_j/c_j(v_0)} \\ u(v_0) = \frac{\sum d_j}{\sum d_j/u_j(v_0)} \end{cases} \quad [\text{III.20}]$$

Avec d_j la distance de traversée du rai AB dans la cellule j (d_j est nul si le rai ne traverse pas la cellule j). D'après [III.18], [III.19] et [III.20], on détermine une valeur moyenne de la dérivée de la courbe de dispersion le long du trajet AB à partir des paramètres de dispersion rencontrés dans chaque cellule (les c_j et les l_j) :

$$l(v_0) = 1 - \frac{c(v_0)}{u(v_0)} = 1 - \frac{\sum d_j/u_j(v_0)}{\sum d_j/c_j(v_0)} = 1 - \frac{\sum d_j(1-l_j)/c_j}{\sum d_j/c_j} = \frac{\sum d_j l_j/c_j}{\sum d_j/c_j} \quad [\text{III.21}]$$

Ainsi, pour chaque paire de stations, on calcule les paramètres $c(v_0)$ et $l(v_0)$ moyennés le long du rai inter-stations. Ces paramètres permettent de définir des courbes de dispersion approchées (équation [III.17]) et de modéliser les fonctions de corrélation.

Toutes les paires de stations sont introduites dans le problème inverse ce qui contraint la cohérence spatiale des paramètres de dispersion à la fréquence ν_0 . Pour minimiser le nombre de cellules (et donc le nombre de paramètres du problème) tout en conservant une bonne résolution dans les zones où le réseau le permet, j'ai choisi d'utiliser une grille irrégulière définie à l'aide de la densité de rais inter-station (figure III.13.a) et de la couverture azimutale du réseau (figure III.13.b). Ces deux indicateurs sont normalisés et moyennés afin de déterminer un indice de « qualité de réseau » variant de 0 à 1. On dispose enfin des cellules de Voronoï dont la taille est ajustée selon la valeur de cet indice (figure III.13.c).

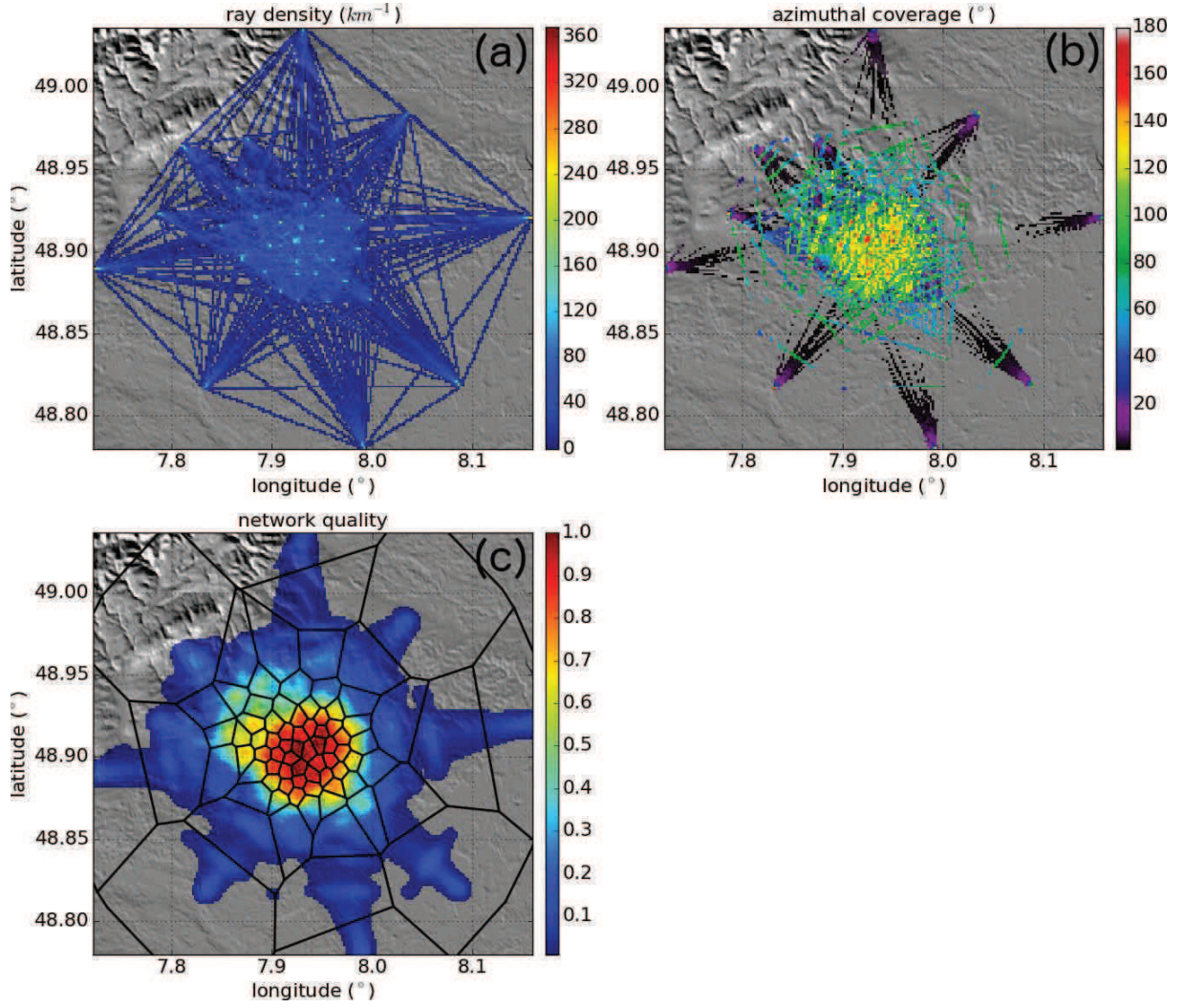


Figure III.13 : Construction d'une grille irrégulière pour la paramétrisation de la carte de dispersion des ondes de Rayleigh à une fréquence donnée. (a) : densité de rai inter-stations. L'échelle de couleur correspond à la longueur cumulée des rai traversant chaque pixel, exprimée en km/km². (b) : couverture azimutale du réseau. Elle est définie par l'angle supplémentaire du plus grand gap azimutal rencontré dans chaque pixel. Un pixel croisé par un seul rai donne une couverture de 0° et un pixel croisé par des rai uniformément distribués en azimut donne une couverture proche de 180°. (c) : Combinaison (arbitraire) de la densité de rai et de la couverture azimutale pour la détermination d'un indicateur de « qualité » du réseau variant de 0 à 1. Cette fonction est utilisée pour la construction d'une grille irrégulière de Voronoï offrant une meilleure résolution dans les zones où le réseau est dense et bien couvert en azimut.

III.3.3.2.b Paramétrisation du modèle de bruit

L'équation [III.14] montre que la fonction de corrélation dépend de la distribution hyperbolique des sources $\mathcal{H}(\xi, \nu)$ et non pas de la distribution plane $E(\xi, \mu, \nu)$. Cette propriété implique que plusieurs distributions planes très différentes peuvent produire la même fonction de corrélation. Considérons par exemple la distribution plane hypothétique \tilde{E} définie en ramenant les sources du plan sur une ellipse de paramètre μ_o positif très grand et en ajustant leur énergie. On pose :

$$\tilde{E}(\xi, \mu, \nu) = \frac{\delta(\mu - \mu_o)p(\xi, \nu) + \delta(\mu + \mu_o)q(\xi, \nu)}{e^{-2a\gamma \cosh \mu_o} \sqrt{J(\xi, \mu_o)}} \quad [\text{III.22}]$$

$$\text{avec } \begin{cases} p(\xi, \nu) = \int_0^{+\infty} E(\xi, \mu, \nu) e^{-2a\gamma \cosh \mu} \sqrt{J(\xi, \mu)} d\mu \\ q(\xi, \nu) = \int_{-\infty}^0 E(\xi, \mu, \nu) e^{-2a\gamma \cosh \mu} \sqrt{J(\xi, \mu)} d\mu \end{cases}$$

Le terme $\delta(\mu - \mu_o)$ correspond à la demi ellipse supérieure et le terme $\delta(\mu + \mu_o)$ à la demi ellipse inférieure (figure III.9). Les distributions planes E et \tilde{E} sont deux distributions différentes des sources mais elles produisent la même distribution hyperbolique \mathcal{H} si on les introduit dans l'équation [III.15]. Elles sont donc équivalentes du point de vue de la fonction de corrélation (équation [III.14]). $\tilde{E}(\xi, \mu_o, \nu)$ peut donc être utilisée en tant que distribution *effective* des sources de bruit. Autrement dit, $\tilde{E}(\xi, \mu_o, \nu)$ est une distribution fictive des sources de bruit qui produit les mêmes effets que la distribution réelle. Si μ_o est très grand, alors (1) l'ellipse sur laquelle sont disposées les sources effectives s'apparente à un cercle centré sur le milieu du segment [AB] et de rayon $R \approx a \cosh \mu_o \approx a \sinh \mu_o$ et (2) le centre de ce cercle peut être confondu avec le centre du réseau de sorte que toutes les paires de stations voient la même distribution effective des sources.

Une discrétisation de la fonction \tilde{E} pour ξ allant de 0 à π suffit à paramétriser le modèle de bruit dans le référentiel d'une paire de stations, cependant on cherche à établir une paramétrisation indépendante de l'orientation de la paire de station par rapport au nord. Pour définir un modèle de bruit qui soit commun à l'ensemble des paires de stations, on dispose des sources effectives sur un cercle centré sur le réseau et dont le rayon est grand devant la dimension du réseau. Ces sources sont repérées par l'angle θ compté positivement dans le sens horaire depuis le nord (figure III.14, étoiles bleue et verte) et leur énergie est notée $A(\theta, \nu)$ exprimée en unités arbitraires. On appelle α l'orientation de la paire de stations par rapport au nord. Le lien entre le modèle de bruit $A(\theta, \nu)$ et la distribution des sources vue par la paire de stations orientée d'un angle α est donnée par la relation (voir la figure III.14) :

$$\tilde{E}_\alpha(\xi, \nu) = A(\theta^+, \nu) + A(\theta^-, \nu) = A(\alpha - \xi, \nu) + A(\alpha + \xi, \nu) \quad [\text{III.23}]$$

En résumé, la distribution spatiale des sources de bruit est ramenée à une distribution équivalente $A(\theta, \nu)$ selon laquelle des sources effectives sont disposées sur un cercle centré sur le réseau. A s'exprime en unités arbitraires. Le modèle de bruit est paramétrisé à l'aide d'une version discrétisée de A pour θ allant de 0 à 2π . Cette distribution des sources effectives est vue différemment par chaque paire de station selon son orientation par rapport au nord et une conversion est nécessaire pour passer dans le référentiel de la paire de stations (équation [III.23]). Pour finir, l'équation [III.14] permet de déterminer les fonctions de corrélation correspondant au modèle de bruit A .

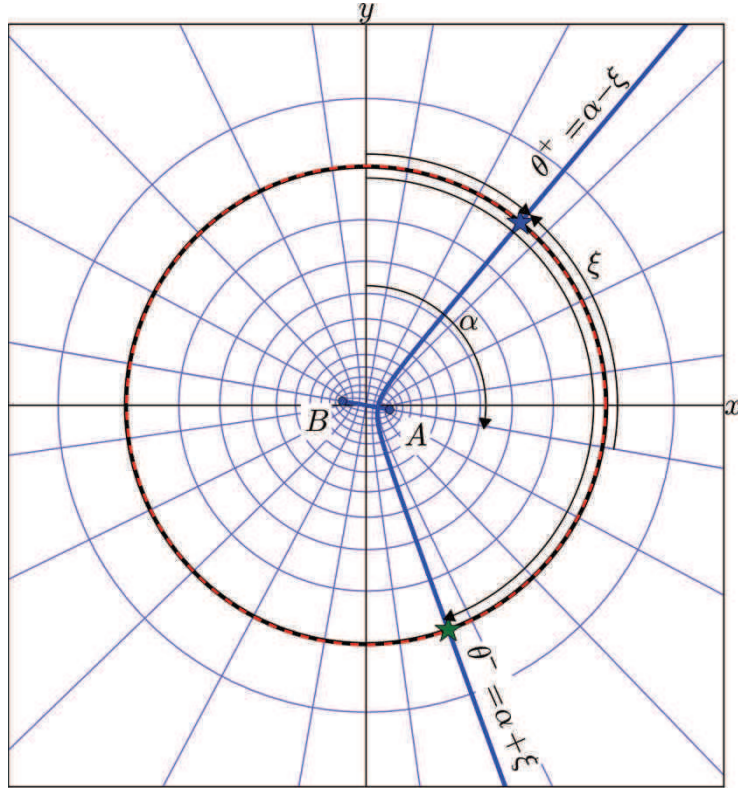


Figure III.14 : Paramétrisation du modèle de bruit. Des sources de bruit effectives (étoiles bleue et verte) sont positionnées sur une ellipse (représentée en trait noir plein) de paramètre μ_0 . Si μ_0 est suffisamment grand, cette ellipse se confond avec un cercle de rayon $R \approx a \cosh \mu_0$ (trait rouge pointillé). Les sources sont repérées par rapport au nord grâce à leur back-azimuth noté θ variant de 0 à 2π . Dans le référentiel d'une paire de station (points A et B), les sources sont repérées par le paramètre hyperbolique ξ variant de 0 à π . L'angle α correspond à l'orientation de la paire AB par rapport au nord.

III.3.3.2.c Construction du modèle

Nous avons vu que les fonctions de corrélation de toutes les paires de stations peuvent être modélisées au voisinage de la fréquence ν_0 pour une carte de dispersion donnée ainsi qu'une distribution azimutale des sources de bruit donnée. Le vecteur de paramètres $m = (c_{0,\dots,N-1}, l_{0,\dots,N-1}, A_{0,\dots,M-1})$ constitue un modèle, avec N le nombre de cellules de la grille et M le nombre de subdivisions du modèle de bruit sur l'intervalle $0, 2\pi$. L'espace des modèles est donc de dimension $2N + M$. Par la suite, on désigne par « modèle de vitesse » l'ensemble des paramètres de dispersion des ondes de Rayleigh, c'est à dire les termes $c_{0,\dots,N-1}$ et $l_{0,\dots,N-1}$. Le terme « modèle de bruit » fait référence aux paramètres $A_{0,\dots,M-1}$. Le modèle *a priori* est noté $m^{prior} = (c_{0,\dots,N-1}^{prior}, l_{0,\dots,N-1}^{prior}, A_{0,\dots,M-1}^{prior})$. Les incertitudes sur les composantes $c_{0,\dots,N-1}^{prior}$, $l_{0,\dots,N-1}^{prior}$ et $A_{0,\dots,M-1}^{prior}$ de ce modèle sont notées σ_c , σ_l et σ_A respectivement.

Aucun lissage des cartes de dispersion ou du modèle de bruit n'est introduit dans le problème inverse. Premièrement, on suppose que la matrice de covariance sur le modèle *a priori* (notée C_M) est diagonale. Deuxièmement, aucune information *a priori* concernant les variations spatiales de vitesses (gradient de vitesse) ou les variations azimutales de l'énergie des sources de bruit (dérivée du modèle de bruit) n'est

introduite dans la théorie du problème. En revanche, les cartes de dispersion obtenues sont lissées lors de la représentation graphique par interpolation linéaire des valeurs de vitesse obtenues dans chaque cellule de la grille de Voronoï.

III.3.3.3 Données et incertitudes

Les données du problème sont les fonctions de corrélation filtrées au voisinage de la fréquence ν_0 . On construit le vecteur de données noté d^{obs} de longueur I qui contient les amplitudes des échantillons de toutes les fonctions de corrélation. L'incertitude sur le $i^{\text{ème}}$ élément du vecteur d^{obs} est notée σ_i . On suppose que tous les échantillons d'une même fonction de corrélation ont la même incertitude que l'on définit par la moyenne quadratique (rms) des amplitudes de la coda du corrélogramme filtré à la fréquence ν_0 . Enfin, on suppose que les échantillons des fonctions de corrélation sont indépendants. La matrice de covariance sur les données (notée C_D) est donc une matrice diagonale dont les éléments diagonaux sont les σ_i^2 .

III.3.3.4 Validation de la théorie du problème direct

La validité de la théorie du problème direct présentée précédemment est testée à l'aide d'un modèle de bruit fictif et de deux cartes de dispersion fictives en vitesse de phase et de groupe. Le modèle de bruit se compose de deux gaussiennes centrées sur les directions dominantes du bruit à 2s de période (290°N et 150°N , figure III.15.a). Les cartes de dispersion hypothétiques sont construites à partir de la vitesse de ondes de Rayleigh à 2s de période calculées pour le modèle de Soultz-sous-Forêts (i.e. une vitesse de phase d'environ 2.2 km.s^{-1} et une vitesse de groupe d'environ 1.4 km.s^{-1} à 2s de période). On ajoute à ces cartes des anomalies de vitesse gaussiennes dont le signe, l'amplitude et l'écart type sont tirés aléatoirement (figure III.15.b et c).

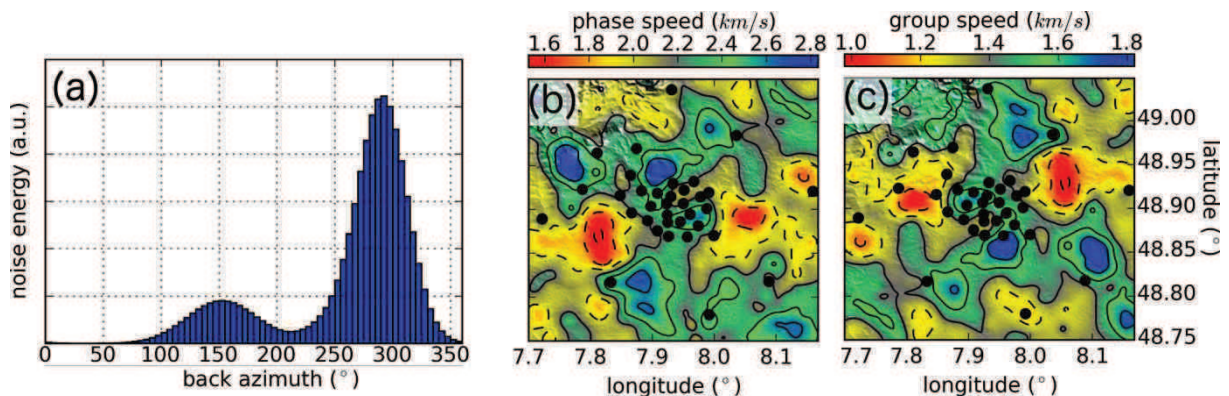


Figure III.15 : Modèles hypothétique de bruit (a) et cartes de dispersion hypothétiques des ondes de Rayleigh à 2s de période en vitesse de phase (b) et de groupe (c). Le modèle de bruit est obtenu à partir de deux gaussiennes centrées sur 290° et 150° de back-azimut et dont l'amplitude est exprimée en unités arbitraires. Les cartes de dispersion sont construites à partir de la vitesse des ondes de Rayleigh à 2s de période à laquelle on ajoute des anomalies de vitesse gaussiennes aléatoires. Les points noirs représentent les stations du réseau.

Les fonctions de corrélation réelles filtrées à 2s de période sont représentées sur la figure III.16.a (la méthode de tri des corrélogrammes est identique à celle utilisée

pour la figure III.7). A 2s de période, la longueur d'onde du mode fondamental de l'onde de Rayleigh est de 4.4km. La limite généralement utilisée pour distinguer le champ proche et le champ lointain (3 fois la longueur d'onde) est donc d'environ 13.4km ce qui est supérieur à la plupart des distances inter-station disponibles (plus de 60% des paires de stations, voir les barres blanches et noires verticales sur la figure III.16).

Un premier test est réalisé en supposant que le modèle de vitesse est uniforme ($c = 2.2km.s^{-1}$ et $u = 1.4km.s^{-1}$) et que le modèle de bruit est non-uniforme (figure III.15.a). Les fonctions de corrélation synthétiques obtenues dans ce cas sont représentées sur la figure III.16.b. Dans un second test, on suppose que le modèle de bruit est uniforme et que le modèle de vitesse est non-uniforme (figure III.15.b et c). Les fonctions de corrélation issues de ce second test sont présentées sur la figure III.16.c.

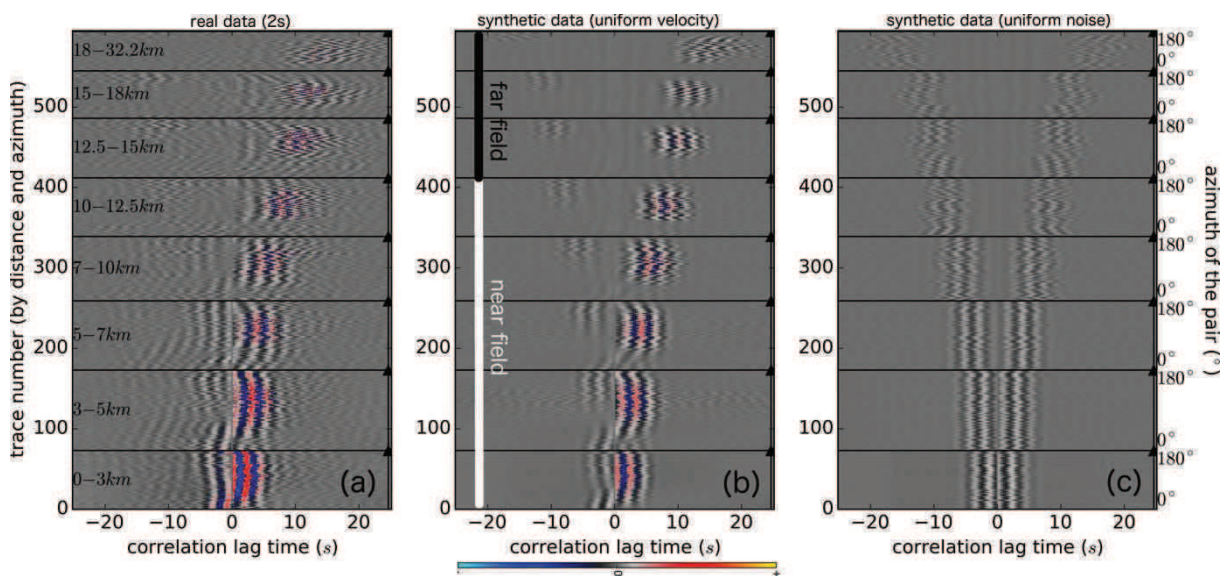


Figure III.16 : Fonctions de corrélation réelles et synthétiques obtenues à 2s de période. (a) fonctions de corrélation réelles triées par distance puis par azimuth. (b) fonctions de corrélation synthétiques obtenues pour un modèle de bruit non-uniforme (figure III.15.a) et un modèle de vitesse uniforme ($c = 2.2km.s^{-1}$ et $u = 1.4km.s^{-1}$). (c) fonctions de corrélation synthétiques obtenues pour un modèle de bruit uniforme et un modèle de vitesse non-uniforme (figure III.15.b et c). L'échelle de couleur représente l'amplitude des fonctions de corrélation exprimée en unités arbitraires. Les barres blanche et noire verticales indiquent approximativement la limite entre le champ dit proche (moins de 3 longueurs d'onde) et le champ lointain à 2s de période.

Ces tests montrent que la théorie du problème direct est relativement bien adaptée à la réalité car les caractéristiques générales des fonctions de corrélation sont reproduites (dates d'arrivée de la phase et de l'enveloppe, signe de la phase, étalement temporel du front d'onde qui augmente avec la distance inter-station du fait de la dispersion). Ces tests montrent aussi que les hypothèses simplificatrices faites sur la fonction de Green sont valables au premier ordre (i.e. on néglige les ondes de volume, on suppose que l'onde de Rayleigh se compose d'un mode unique et on ignore la diffraction multiple des ondes à l'origine de la coda des corrélogrammes, partie III.3.3.1.c).

On note que l'hétérogénéité du modèle de vitesse affecte la date d'arrivée des ondes mais qu'elle n'a aucun effet sur l'asymétrie des corrélogrammes III.16.c.

Au contraire la non-uniformité du modèle de bruit contrôle l'asymétrie d'amplitude et de phase des fonctions de corrélation. Elle permet également de modéliser la variation azimutale de l'amplitude des corrélogrammes et les courbures de la phase qui sont prépondérantes en champ proche (figure III.16.b, barre blanche).

La théorie du problème direct présentée ici peut donc être utilisée dans un problème inverse où les modèles de bruit et de vitesse deviennent les inconnues du problème.

III.3.4 Inversion des modèles de bruit et de dispersion

III.3.4.1 Evaluation de la qualité d'un modèle : fonction densité de probabilité a posteriori

Pour tester la validité d'un modèle m vis à vis des données et du modèle *a priori*, on compare les fonctions de corrélation réelles (d^{obs}) et les fonctions de corrélation synthétiques issues de la résolution du problème direct (le vecteur de données synthétique est noté $g(m)$ avec g la fonction théorie du problème direct décrite dans la partie précédente). On tient également compte de l'écart entre le modèle courant m et le modèle *a priori* m^{prior} . L'expression générale de la densité de probabilité *a posteriori* s'écrit (Tarantola, 2005) :

$$\sigma_M(m) = k \exp \left(-\frac{1}{2} \left((g(m) - d^{obs})^T C_D^{-1} (g(m) - d^{obs}) + (m - m^{prior})^T C_M^{-1} (m - m^{prior}) \right) \right) \quad \text{[III.24]}$$

avec k un coefficient réel de normalisation assurant que l'intégrale de σ_M sur l'espace des modèles est unitaire. Dans le cas présent, on peut simplifier cette expression car les matrices de covariances C_D et C_M sont diagonales.

Par ailleurs, le choix d'une paramétrisation de la carte de dispersion en cellules de tailles irrégulières implique que l'espace des modèles n'est pas un espace normé. Les écarts entre les paramètres de dispersion *a priori* ($c_{0,\dots,N-1}^{prior}$, $l_{0,\dots,N-1}^{prior}$) et les paramètres de dispersion courants ($c_{0,\dots,N-1}$, $l_{0,\dots,N-1}$) doivent être pondérés. Dans le cas d'une grille de Voronoï, les cellules ne se recoupent pas et l'espace des modèles est orthogonal (non-normé). Dans ce cas, les coefficients de pondération sont les S_j/S avec S_j la surface de la $j^{\text{ème}}$ cellule de la grille et S la surface totale de la grille (Vesnaver, 1996; Spakman et Bijwaard, 2001). Dans le cas des grilles irrégulières par nœuds, les cellules de la grille se recoupent et l'espace des modèles n'est pas orthogonal, un calcul adapté est alors nécessaire pour déterminer les coefficients de pondération (Zaroli et al., 2015 ; en révision). Pour le modèle de bruit, la pondération des paramètres du modèle n'est pas

nécessaire car les sources effectives sont distribuées régulièrement en azimut. L'équation [III.24] devient :

$$\sigma_M(m) = k \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\sum_{i=0}^{I-1} \left(\frac{g(m)_i - d_i^{obs}}{\sigma_i} \right)^2 + \sum_{j=0}^{N-1} \frac{S_j}{S} \left(\frac{c_j - c_j^{prior}}{\sigma_c} \right)^2 + \sum_{j=0}^{N-1} \frac{S_j}{S} \left(\frac{l_j - l_j^{prior}}{\sigma_l} \right)^2 + \sum_{k=0}^{M-1} \left(\frac{A_k - A_k^{prior}}{\sigma_A} \right)^2 \right) \right) \quad [III.25]$$

On peut ajuster l'importance accordée au modèle a priori à l'aide des incertitudes σ_c , σ_l et σ_A qui jouent le rôle de coefficients de régularisation. Par exemple, si ces valeurs tendent vers l'infini, alors le modèle *a priori* n'a aucune influence sur la fonction densité de probabilité *a posteriori* et donc sur la solution.

III.3.4.2 Méthode d'inversion

La résolution du problème inverse passe par la recherche du maximum de la fonction densité de probabilité sur l'espace des modèles $\sigma_M(m)$ (équation [III.25]). Comme la fonction théorie g n'est pas une fonction linéaire, on ne peut pas déterminer la solution du problème de façon analytique. On exclut également une linéarisation du problème inverse qui impliquerait de déterminer une expression de la dérivée de la fonction vectorielle g (voir partie III.2.1). On choisit d'utiliser la méthode du gradient qui consiste à calculer numériquement le gradient de la fonction scalaire σ_M . Le problème est initialisé à partir du modèle *a priori* m_{prior} . Ce modèle est adapté de manière itérative en suivant la ligne de plus grande pente de la fonction σ_M . L'opération est répétée jusqu'à ce qu'un maximum local soit atteint (voir l'application de cette méthode sur un exemple à deux dimensions, figure III.2). En pratique on suppose que $k = 1$ (équation [III.25]) car la normalisation de la fonction densité de probabilité n'a pas d'influence sur la localisation de son maximum. De même, on utilise plutôt le logarithme népérien de la fonction σ_M pour des raisons de stabilité numérique ce qui est sans incidence sur la solution du problème.

L'inversion est menée en deux étapes : dans une première étape, le modèle de vitesse est supposé uniforme (la grille se compose d'une cellule unique englobant tout le réseau) et on recherche les deux paramètres de dispersion moyens ($c(v_o)$ et $l(v_o)$) ainsi que le meilleur modèle de bruit (modèle à 36 paramètres soit une source effective tous les 10° d'azimut). Le modèle initial de bruit est nul pour tous les azimuts et le modèle initial de dispersion est calculé à partir du modèle de vitesse à une dimension de Soutz-sous-Forêts (à l'aide des programmes Computer Program in Seismology, Herrmann et Ammon, 2002). Les résultats de cette première inversion sont utilisés comme information a priori pour la seconde inversion au cours de laquelle la grille est divisée

en 81 cellules comprenant chacune 2 paramètres de dispersion ($c_j(v_o)$ et $l_j(v_o)$). Au cours de cette seconde étape, on ajuste conjointement les variations spatiales des paramètres de dispersion et le modèle de bruit. Cette procédure d'inversion en deux étapes est d'abord testée sur un jeu de données synthétiques puis appliquée aux données réelles.

III.3.4.3 Validation de la procédure inverse sur données synthétiques

III.3.4.3.a Objectifs

Dans cette section, on cherche à valider l'approche inverse décrite précédemment (inversion en deux étapes). Pour cela, on construit un modèle fictif constitué de deux cartes de dispersion (une en vitesse de phase et l'autre en vitesse de groupe figure III.18a et b) ainsi qu'une distribution hypothétique des sources de bruit (figure III.17, courbe bleue). Par application du problème direct, on détermine les fonctions de corrélation synthétiques qu'auraient enregistrées les réseaux temporaires et permanents de Rittershoffen et Sultz-sous-Forêts (figure III.20.a). Les objectifs de ce test sont les suivants :

- D'abord, on veut estimer l'erreur commise sur les mesures de vitesse si on ignore la non-uniformité spatiale des sources de bruit. Pour cela on réalise deux inversions distinctes : dans la première inversion (« inversion A »), on suppose que le modèle de bruit est uniforme (il se compose d'un seul paramètre correspondant à l'énergie moyenne reçue par le réseau dans tous les azimuts). Pour la seconde inversion (« inversion B »), le modèle de bruit est divisé en 36 paramètres (une source effective tous les 10° d'azimut) ce qui permet de prendre en compte sa complexité.
- Ensuite, on sait que la forme des fonctions de corrélation (phase et enveloppe) dépend non seulement du modèle de vitesse mais aussi du modèle de bruit. Une erreur sur le modèle de bruit peut engendrer une erreur sur le modèle de vitesse tout en expliquant les données de façon satisfaisante. On peut donc s'attendre à ce que la fonction densité de probabilité *a posteriori* (équation [III.25]) possède plusieurs maxima locaux. Ce risque est d'autant plus grand lorsque que le réseau de stations est peu dense et mal contraint en azimut. L'approche synthétique permet d'estimer la capacité du réseau disponible à distinguer les effets liés aux anomalies de vitesse de ceux liés à la directivité du bruit.
- Par ailleurs, si la fonction densité de probabilité *a posteriori* possède de trop nombreux maxima locaux, alors on peut s'attendre à ce que la solution du problème inverse soit fortement dépendante du modèle initial. Comme le problème est résolu par la méthode des gradients, le processus itératif peut être « piégé » dans un maximum local de la fonction densité de probabilité (voir l'exemple à deux dimensions ; figure III.2). L'approche synthétique permet d'évaluer l'influence du modèle initial sur la solution du problème inverse.

- Enfin, on souhaite identifier les zones de la carte que l'on peut espérer résoudre compte tenu de la configuration du réseau et de la taille des mailles de la grille. L'approche synthétique permet d'aborder ce problème en comparant le modèle fictif imposé et la solution obtenue lors de l'inversion.

Les données synthétiques sont générées seulement pour les paires de stations qui sont disponibles en réalité. Un bruit blanc gaussien est ajouté aux fonctions de corrélation synthétiques pour simuler des erreurs de mesure. Pour les deux inversions A et B, on choisit une incertitude sur le modèle *a priori* qui est infinie ce qui signifie que le modèle de vitesse *a priori* n'a aucune influence sur la solution (σ_c, σ_l et σ_A sont infinis dans l'équation [III.25]). Plusieurs modèles initiaux différents sont testés pour estimer l'influence du modèle initial sur la solution. Le modèle de vitesse synthétique est obtenu par sommation d'anomalies de vitesse aléatoires de tailles et d'amplitudes variables (figure III.18, a et b). Le modèle de bruit est une somme de fonctions gaussiennes d'amplitude et d'écart types variables (figure III.17, courbe bleue). Le test est mené de façon similaire pour les deux périodes 2s et 4,5s.

III.3.4.3.b Résultats de l'inversion synthétique

Les figures III.17 à III.20 présentent les résultats des inversions de données synthétiques à 2s de période (ces résultats sont obtenus à l'issue des deux étapes d'inversion).

- Du point de vue du modèle de bruit (figure III.17), l'inversion A converge vers un modèle dont l'amplitude correspond à l'énergie moyenne des sources de bruit (figure III.17, l'aire sous l'histogramme rouge correspond à peu près à l'aire sous la courbe bleue). L'inversion B reproduit très fidèlement le modèle de bruit synthétique et ce, pour tous les modèles initiaux qui ont été testés (plusieurs valeurs de vitesse de phase et de groupe initiales, plusieurs modèles de bruit initiaux dont le modèle de bruit nul, et plusieurs modèles de bruit uniformes non-nuls). On interprète ce résultat par le fait que le réseau a une forme quasi-circulaire ce qui contraint efficacement la détermination du modèle de bruit. En effet, les mêmes sources sont observées par plusieurs paires de stations orientées dans différentes directions.

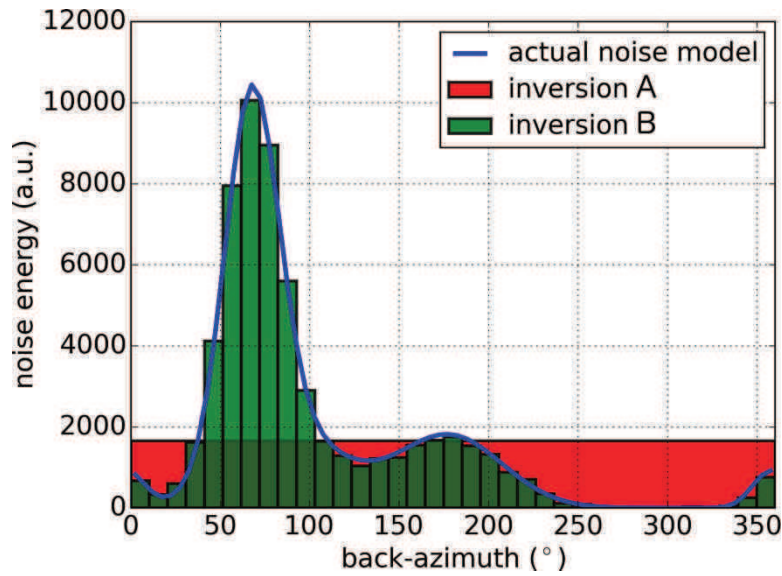


Figure III.17 : Modèle de bruits synthétique (courbe bleue) et solutions des inversions A et B (histogrammes rouge et vert) à 2s de période. Pour l'inversion A, on suppose que les sources de bruit sont uniformément distribuées et le modèle de bruit se limite à un paramètre unique. (Nb : les paramètres de bruit et de vitesse sont inversés simultanément, les cartes de dispersion correspondantes sont montrés sur la figure III.18).

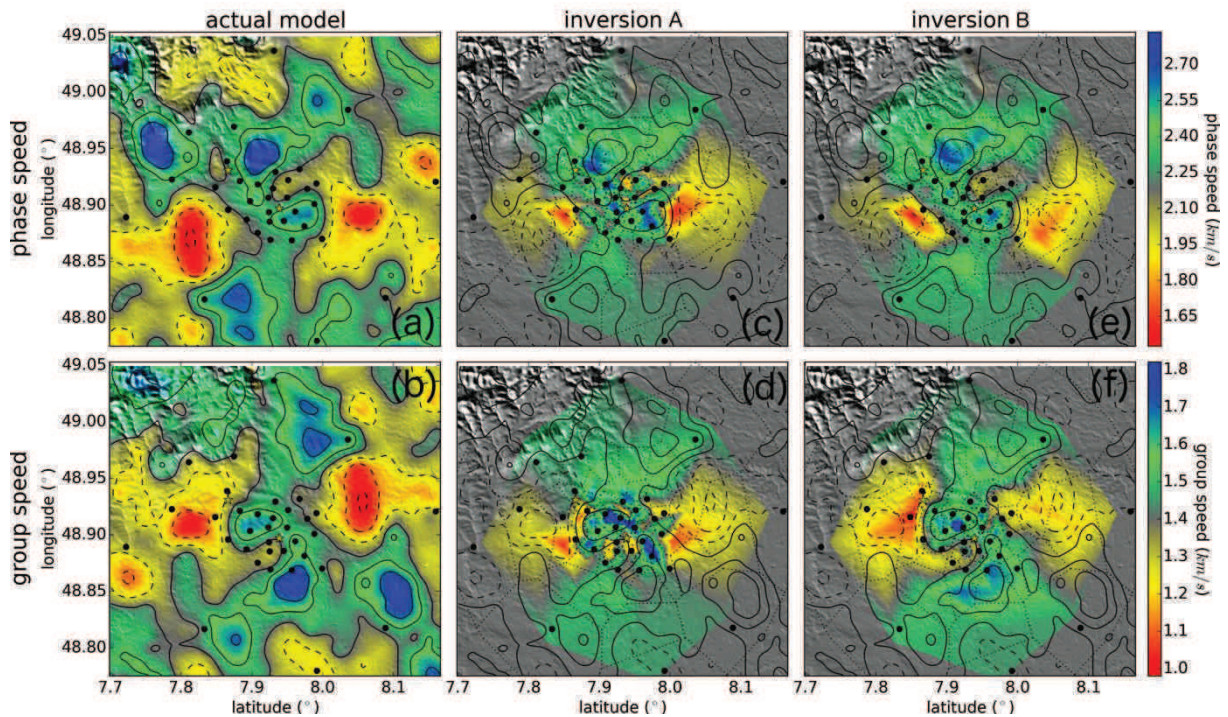


Figure III.18 : Cartes de dispersion synthétiques et solutions des inversions A et B à 2s de période. (a) et (b) : modèle fictif de dispersion en vitesse de groupe et de phase. Les points noirs correspondent aux stations. (c) et (d) : résultat de l'inversion A pour laquelle le bruit est supposé uniforme. Les lignes de niveau correspondent au modèle recherché (i.e. les cartes a et b). Les lignes de niveau pleines (resp. pointillées) indiquent les anomalies de vitesse positives (resp. négatives). (e) et (f) : solution de l'inversion B pour laquelle la complexité du modèle de bruit est prise en compte. Les cartes de dispersion sont lissées par interpolation linéaires des valeurs de vitesse dans chaque cellule de la grille. Aucune régularisation des données (damping) n'est appliquée dans le cas des tests synthétiques. La carte est centrée sur site de Rittershoffen. La partie centrale de ces cartes est représentée sur la figure suivante (III.19).

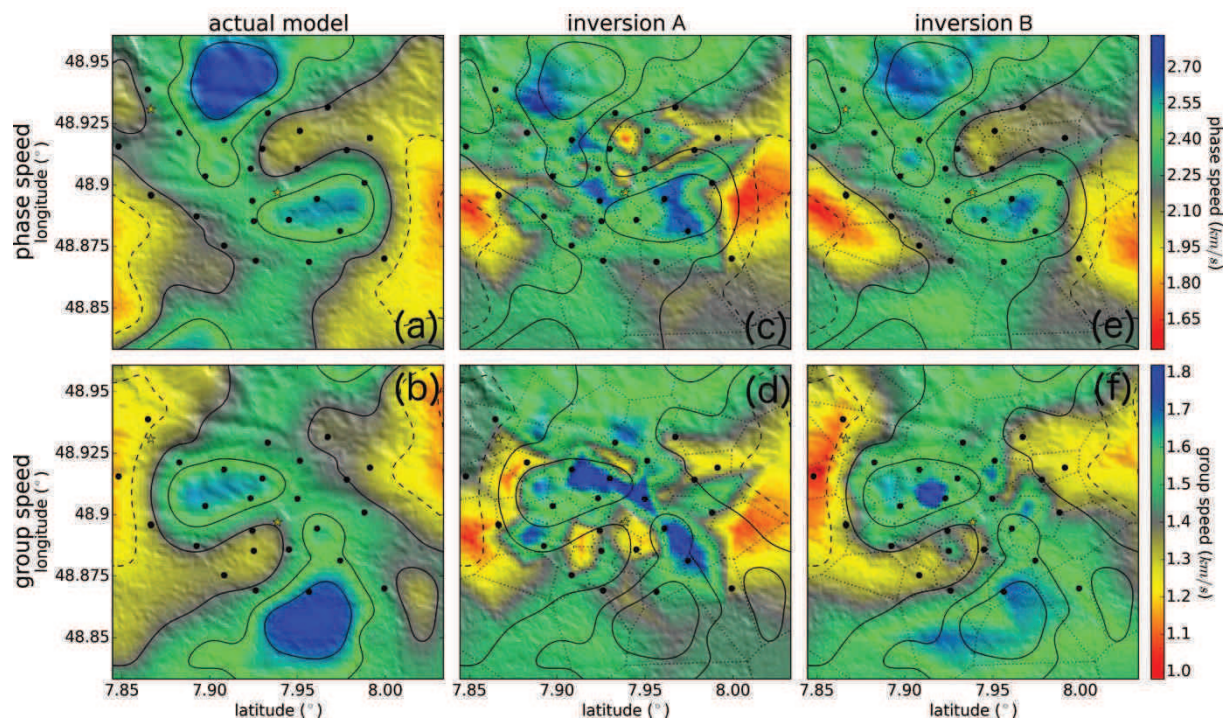


Figure III.19 : Cartes de dispersion synthétiques et solutions des inversions A et B à 2s de période avec zoom sur la zone centrale du réseau. Voir la légende de la figure III.18. La carte est centrée sur site de Rittershoffen.

- Du point de vue des cartes de dispersion (figure III.18 et III.19), on constate que les deux inversions (A et B) permettent de reconstruire les caractéristiques générales du modèle de vitesse synthétique à la fois en vitesse de phase et de groupe ce qui confirme que les fonctions de corrélation sont sensibles aux variations spatiales de la vitesse des ondes de Rayleigh y compris en champ proche et en condition de bruit non uniforme.

Les régions périphériques du réseau sont mal résolues en raison du trop faible nombre de paires de stations disponibles et de la grande taille des cellules dans ces zones (figure III.18, c, d, e et f). Dans la région centrale de la carte, la présence de nombreuses cellules permet d'obtenir une image plus détaillée (figure III.19). Certaines anomalies de vitesse de petite taille ne sont pas identifiées et la localisation des anomalies de vitesses n'est pas toujours exacte (particulièrement dans le cas de l'inversion A). On remarque également que la détermination des vitesses de phase (figure III.19 c et e) est plus précise que celle des vitesses de groupe (figure III.19 d et f).

Dans la région centrale du réseau, la localisation et l'amplitude des anomalies de vitesse sont plus proches du modèle imposé dans le cas de l'inversion B. (figure III.19, e et f). La différence entre les deux inversions est plus forte pour la vitesse de groupe que pour la vitesse de phase.

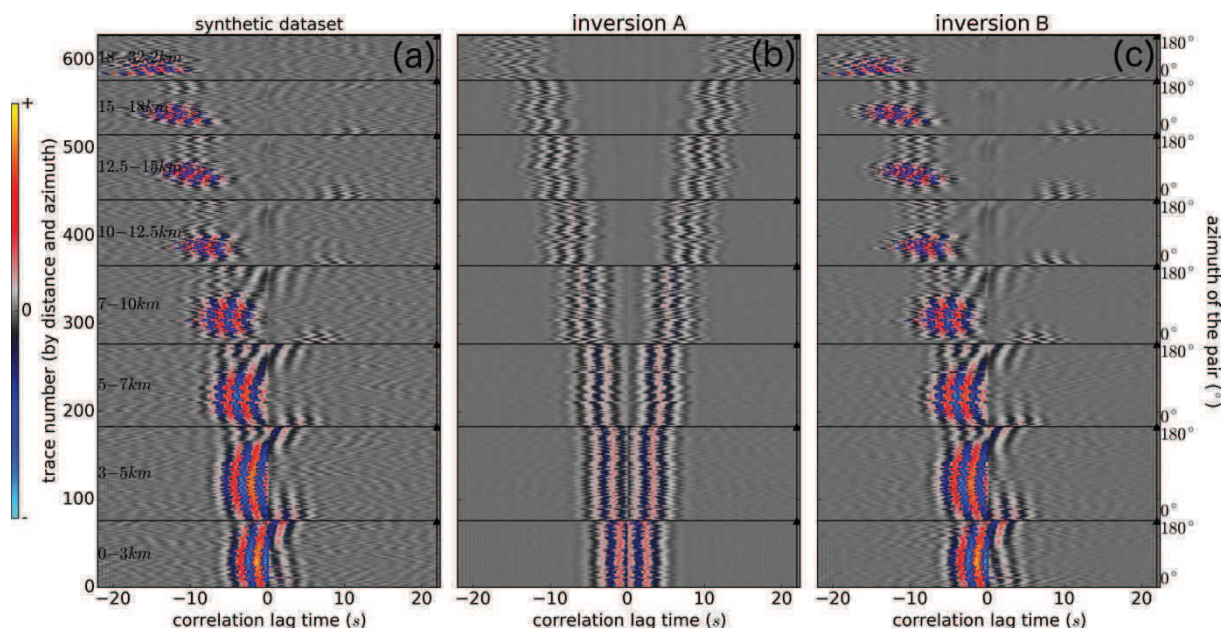


Figure III.20 : Fonctions de corrélation synthétiques obtenues par les inversions A et B à 2s de période. (a) : données synthétiques obtenues pour un modèle de bruit fictif (figure III.17 courbe bleue) et un modèle de vitesse fictif (figure III.18, a et b). Les corrélogrammes sont triés par gamme de distance puis par azimuth. Un bruit aléatoire est ajouté au signal pour simuler une imprécision des mesures. (b) : Fonctions de corrélations obtenues pour l'inversion A. La contrainte d'uniformité des sources de bruit se traduit par une symétrie des fonctions de corrélations. (c) : Fonctions de corrélation obtenues pour l'inversion B.

- Du point de vue de l'explication des données (figure III.20), les deux inversions convergent vers une estimation correcte de la vitesse moyenne des ondes (III.20 a b et c, la date d'arrivée des ondes est proche de la réalité pour les deux inversions et on obtient dans les deux cas une forme en V dont la pente s'approche de celle des données synthétiques). Cependant, on note que la prise en compte de la distribution non-uniforme des sources de bruit (inversion B, figure III.20.c) permet d'expliquer (1) l'asymétrie d'amplitude des fonctions de corrélation (dans cet exemple, c'est la partie acausale des fonctions de corrélation qui est prépondérante car le pic principale du bruit vient de la direction 70°N, figure III.17). (2) les distorsions de la phase des fonctions de corrélation et (3) les variations de l'amplitude des fonctions de corrélation selon l'azimut de la paire de station.

Pour l'inversion à 4.5s, j'ai utilisé les mêmes anomalies de vitesse relatives et le même modèle de bruit que pour le test à 2s. La détermination du modèle de bruit donne les mêmes résultats que pour l'inversion à 2s. En revanche les cartes de dispersion obtenues sont différentes, et notamment dans la région centrale du réseau (figure III.21). A cette période, le fait d'ignorer la directivité du bruit entraîne de très fortes erreurs sur la détermination des vitesses de groupe et de phase. L'inversion A produit des anomalies de vitesse de dont le signe est opposé aux anomalies cherchées et dont l'amplitude est largement surestimée. Pour l'inversion B, on remarque que la carte de

dispersion en vitesse de groupe obtenue à 4.5s de période est moins proche de la carte idéale qu'à 2s de période (figures III.19, b et f et III.21, b et f). Ceci illustre le fait que l'impact de la directivité du bruit est d'autant plus fort lorsque la période augmente.

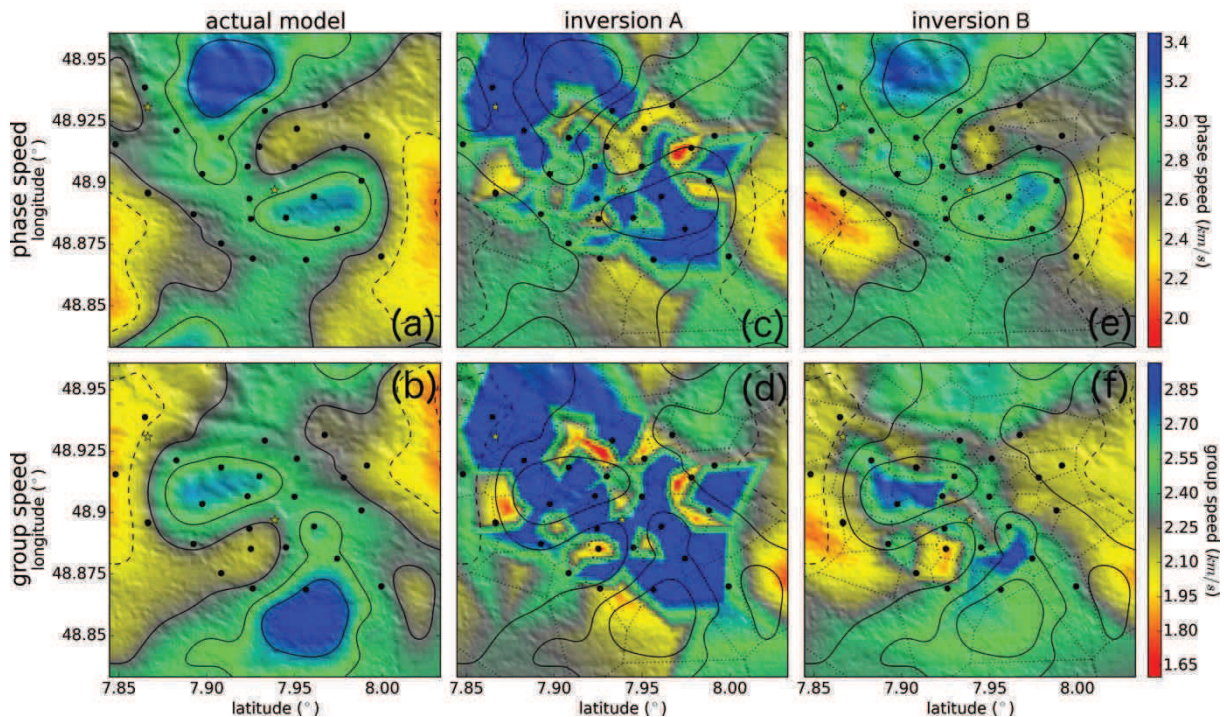


Figure III.21 : Reproduction du test synthétique à 4.5s de période (voir légende de la figure III.18). Les anomalies relatives de vitesse sont les mêmes que pour l'inversion à 2s mais les valeurs absolues de vitesse sont plus élevées.

III.3.4.3.c Discussion sur la nécessité de prendre en compte les effets de directivité du bruit

Le test synthétique précédent, indique que l'hypothèse d'uniformité azimutale des sources de bruit que l'on impose au cours de l'inversion A, réduit significativement la qualité des cartes de dispersion obtenues par le réseau disponible et à des périodes supérieures à 1s.

J'interprète ce résultat par le fait que dans l'inversion A, une partie des données n'est pas explicable car la théorie du problème inverse est incomplète (i.e. elle ne prend pas en compte la directivité du bruit). L'asymétrie des fonctions de corrélation et les distorsions de la phase ne peuvent pas être expliquées par l'inversion A (figure III.20.b). Ceci se traduit par des anomalies de vitesse fausses notamment dans la zone centrale de la carte (figure III.19c et d et 21.c et d).

Or d'après Tarantola (2005), les incertitudes sur la théorie d'un problème inverse s'ajoutent aux incertitudes sur les mesures et par conséquent, une modélisation imparfaite de la théorie du problème inverse produit les mêmes effets que des erreurs de mesure (dans l'hypothèse de lois densités de probabilité gaussiennes et y compris pour les problèmes non-linéaires). Ceci explique la moins bonne qualité des cartes de dispersion obtenues selon l'inversion A. Ce résultat est important car il suggère que les effets de la directivité du bruit sont assimilables à des erreurs de mesure. Les méthodes

de régularisation, qui permettent de réduire l'influence des erreurs de mesure sur la solution d'un problème inverse (Engl et al., 1996) peuvent donc être utilisées pour limiter les effets de la directivité du bruit sur la reconstruction de la fonction de Green par corrélation de bruit. Cependant, la prise en compte de ces effets (i.e. inversion B) permet une meilleure exploitation des données et donc une meilleure estimation des cartes de vitesse.

III.3.4.3.d Bilan sur les tests synthétiques

Grâce aux tests synthétiques, nous avons vu que l'approche inverse choisie ici (inversion en deux étapes par la méthode du gradient) permet de déterminer conjointement les paramètres du modèle de bruit et les cartes de dispersion en vitesse de phase et de groupe au-delà de 1s de période. Les cartes de dispersion obtenues sont proches du modèle de vitesse imposé malgré une distribution azimutale très hétérogène du bruit et des distances inter-stations faibles devant la longueur d'onde étudiée. La résolution des cartes de dispersion obtenues est faible dans les régions périphériques du réseau (au-delà de 5 à 7km du site de Rittershoffen) où la densité de capteurs est fortement réduite.

Il apparaît que la prise en compte de la non-uniformité des sources de bruit améliore significativement la qualité des images de vitesse et notamment pour les périodes les plus longues (au-delà de 3s). Elle permet une meilleure détermination de la localisation et de l'amplitude des anomalies de vitesse de groupe et de phase, et une réduction des d'artéfacts.

La solution du problème inverse semble peu dépendante du modèle que l'on choisit pour initier l'inversion. Ceci indique que la fonction densité de probabilité *a posteriori* ne possède pas trop de maxima locaux (la fonction est relativement lisse) et que la couverture spatiale et azimutale du réseau est suffisante pour distinguer les effets causés par la directivité des sources de ceux issus des anomalies de vitesse du sous-sol.

III.3.4.4 Application aux données réelles

III.3.4.4.a Inversion préliminaire : modèle de vitesse moyen et modèle de bruit

Dans cette section on présente les résultats de la première étape de l'inversion sur données réelles au cours de laquelle, on recherche le modèle de vitesse moyen et le modèle de bruit. L'inversion est menée séparément pour 9 périodes entre 1 et 7s (référéncées par les lettres a à i). Pour chaque période, on obtient, d'une part la distribution azimutale de l'énergie des sources de bruit (figure III.22 histogrammes rouges) et d'autre part, la vitesse de phase moyenne du milieu (figure III.22 gauche, points bleus marqués « C ») ainsi que la dérivée de la courbe de dispersion (figure III.22, gauche, traits bleus marqués « L ») qui dépend de la vitesse de groupe moyenne du milieu (équation [III.18]).

Pour les périodes inférieures à 2s et supérieures à 5s (inversions a, b, g, h et i), les paramètres de dispersion moyens C et L convergent vers la courbe de dispersion du

mode fondamental des ondes de Rayleigh prédite par le modèle de Soultz-sous-Forêts (figure III.22, gauche, courbe SZ0). Au contraire, entre 2s et 5s (inversions c, d, e et f), les paramètres de dispersion obtenus sont plus proches du premier mode harmonique (courbe SZ1). Or j'ai supposé que la fonction de Green ne se compose que d'un seul mode (voir les hypothèses sur la fonction de Green, section III.3.3.1.c). On en déduit qu'entre 2s et 5s de période, les fonctions de corrélation sont dominées par le premier harmonique des ondes de Rayleigh. Cette observation est confirmée par la transformation $\tau - p$ des fonctions de corrélation qui permet d'identifier des alignements de la phase du signal dans le domaine temps-distance (Voir la partie II.3.1 pour plus de détails sur la transformation $\tau - p$ des fonctions de corrélation). Cette analyse montre en effet qu'entre 2s et 5s de période, la vitesse de phase moyenne correspond au premier harmonique (figure III.22, gauche, échelle de couleur). Or la connaissance du mode est importante pour l'inversion en profondeur des mesures de dispersion. Sur la base de ces observations, les cartes de dispersion obtenues entre 2s et 5s seront attribuées au premier mode harmonique de l'onde de Rayleigh et les cartes de dispersion obtenues en dehors de cette gamme de période seront attribuées au mode fondamental.

Les modèles de bruit obtenus pour les 9 inversions indiquent une arrivée dominante entre 280°N et 315°N. Cette direction est attribuée aux sources de bruit du pic micro-sismique secondaire situées dans l'Atlantique Nord. On remarque une légère évolution de cette direction dominante avec la période : A 1s (figure III.22 histogramme i), elle est de 315°N et cet angle diminue lorsque la période augmente pour atteindre ~280°N à 3.7s de période (figure III.22 histogramme c). On remarque également qu'à 5.6s et 6.7s de période (figure III.22 histogrammes a et b), où le bruit est dominé par le mode fondamental des ondes de Rayleigh, la direction principale du bruit se dédouble en deux arrivées de directions 275°N et 315°N. On observe une arrivée secondaire moins énergétique et orientée dans la direction 150°N à 170°N qui pourrait correspondre à des sources microsismiques situées en Méditerranée ou dans l'océan Indien. Ces deux directions principales du bruit sont en accord avec les observations faites dans l'article du chapitre II et avec l'interprétation du champ d'onde de Green proposée dans cette section (figure III.8). Enfin, vers 1s de période (figure III.22, histogramme i), on note que l'amplitude du pic principale diminue par rapport aux sources secondaires et que l'histogramme tend à s'uniformiser en azimut. On interprète ce changement par le fait qu'à cette période, d'autres sources de bruit apparaissent dont le vent ou la partie basse fréquence du bruit anthropique.

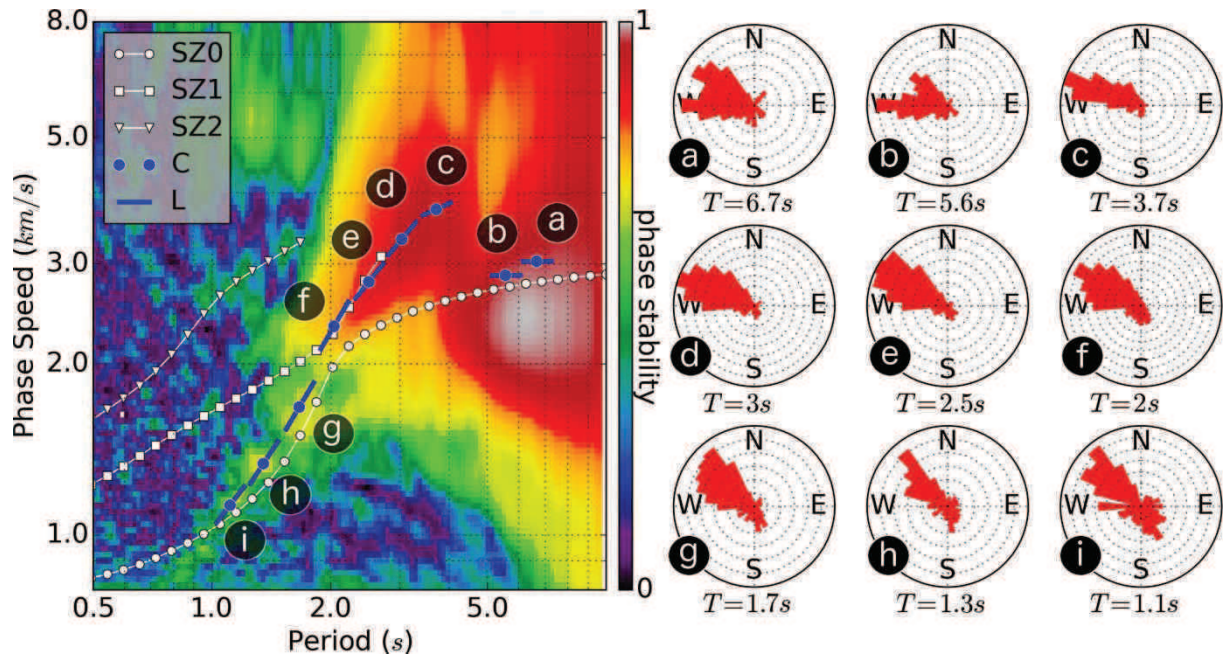


Figure III.22 : Résultats des inversions préliminaires pour les paramètres de dispersion moyens (gauche) et le modèle de bruit (droite) pour 9 périodes distinctes entre 1s et 7s identifiées par les lettres a à i. Gauche : Les points bleus marqués « C » et les traits bleus marqués « L » représentent les paramètres de dispersion moyens (vitesse de phase et première dérivée de la courbe de dispersion) obtenus à chaque période. Les courbes blanches notées « SZ0 », « SZ1 » et « SZ2 » représentent les courbes de dispersion théoriques des trois premiers modes des ondes de Rayleigh prévues par le modèle de vitesse 1D de Sultz-sous-Forêts. L'échelle de couleur représente la vitesse de phase moyenne mesurée par transformation $\tau - p$ des fonctions de corrélation dans le domaine temps-distance : une valeur de 1 indique une bonne cohérence de la phase instantanée des fonctions de corrélation à une période données et pour une vitesse de phase donnée (voir partie II.3.1, figure II.8). Droite : Distribution azimutale des sources de bruit obtenue pour chaque période. L'amplitude de ces histogrammes représente l'énergie des sources de bruit effectives disposées sur un cercle centré sur le réseau et s'exprime en unités arbitraires. T correspond à la période.

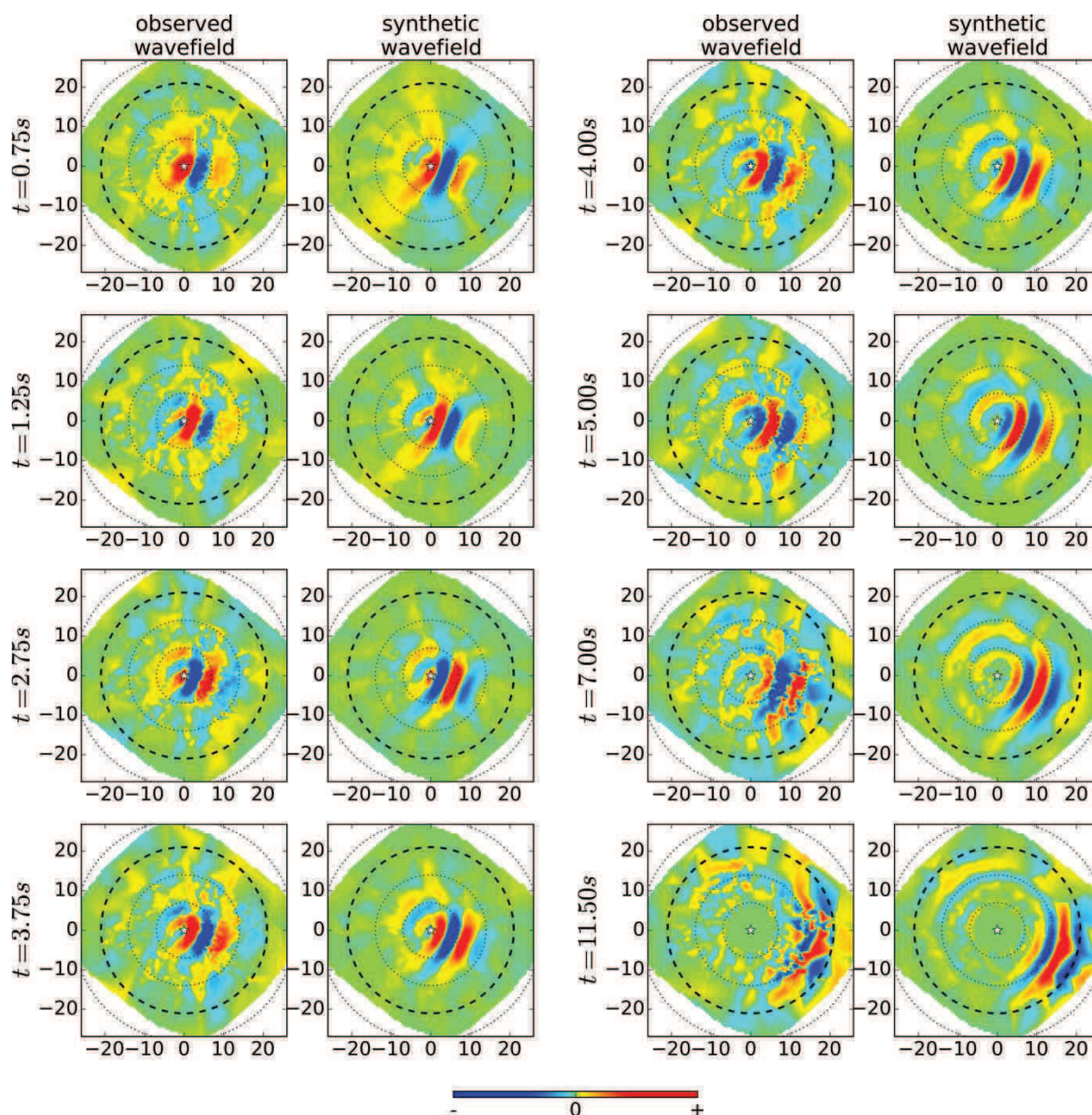


Figure III.23 : Comparaison entre le champ d'onde de Green réel (colonnes de gauche) et le champ d'onde inversé (colonnes de droite) à 2.5s de période. Ici, le milieu est supposé homogène et l'onde de Rayleigh ne comporte qu'un seul mode. Les paramètres de dispersion moyens C et L ainsi que le modèle de bruit permettant d'obtenir ce champ d'onde sont représentés sur la figure III.22, lettre e. Le cercle noir pointillé indique la limite entre le champ proche et le champ lointain : son rayon vaut 3 fois la longueur d'onde du signal à 2.5s de période.

La figure III.23 est une comparaison à différents temps entre le champ d'onde réel (c'est-à-dire, le vecteur des données du problème : d^{obs} dans l'équation [III.25]) et le champ d'onde synthétique obtenu à l'issue de cette première étape d'inversion (c'est-à-dire, le vecteur des données modélisées : $g(m)$ dans l'équation [III.25]) à 2.5s de période (notée e, sur la figure III.22). A cette période, la longueur d'onde de l'onde de surface est d'environ 7km. La limite entre le champ proche et le champ lointain est donc d'environ 21km (figure III.23, cercle noir pointillé épais). On remarque que les caractéristiques principales du champ d'onde sont correctement expliquées (forme du

front d'onde et amplitudes relatives des phases selon l'azimut) et ce, malgré l'hypothèse d'homogénéité du modèle de vitesse. Ceci confirme qu'à ces périodes, les fonctions de corrélation sont dominées, au premier ordre, par la non-uniformité de la distribution azimutale des sources de bruit. Aux temps tardifs, le champ d'onde atteint la limite entre le champ proche et le champ lointain (voir la temps $t = 11.5s$ sur la figure III.23) et on constate que le champ d'onde tend vers un champ d'onde circulaire centré sur la source. A ces dates, les effets de la directivité du bruit sur la phase deviennent faibles. Par contre, les amplitudes du signal et le rapport signal-sur-bruit restent plus élevés dans les directions préférentielles du bruit.

Afin de déterminer des cartes de dispersion, on postule que les différences entre le champ d'onde réel et le champ d'onde expliqué sont causées par une hétérogénéité latérale du modèle de vitesse. Les résultats de cette première inversion (figure III.22) sont utilisés comme information *a priori* et comme modèles initiaux pour la seconde inversion au cours de laquelle on ajuste conjointement les cartes de dispersion et le modèle de bruit.

III.3.4.4.b Inversion des paramètres de dispersion i Recherche des paramètres de régularisation

Au cours de la seconde étape d'inversion, on autorise la variation spatiale des paramètres de dispersion à l'aide d'une grille de Voronoï qui se compose de plusieurs cellules de tailles et de géométries variables. Le modèle de vitesse *a priori* est un modèle homogène basé sur les résultats de l'inversion préliminaire. Afin de minimiser l'impact des erreurs de mesures ou d'une erreur sur la théorie du problème inverse, on régularise le problème en ajustant les incertitudes *a priori* σ_c et σ_l sur les paramètres de dispersion (voir équation [III.25]). Si on choisit des incertitudes élevées, on privilégie les données par rapport au modèle *a priori*. Au contraire on peut contraindre les cartes de dispersion à rester proches des valeurs *a priori* en réduisant ces incertitudes. Afin de trouver un compromis entre une bonne explication des données et une solution relativement proche du modèle à priori, le problème inverse est résolu pour plusieurs valeurs possibles des paramètres de régularisation (e.g. Rawlinson et al., 2006 ; Zaroli et al., 2013). L'écart entre les données réelles et les données prédites est mesuré par le terme χ_{red}^2 qui est d'autant plus faible que les données sont bien expliquées par le modèle. Ce terme est défini comme suit (e.g. Zaroli et al., 2013 ; voir la section III.3.3.3 pour le détail des notations) :

$$\chi_{red}^2 = \frac{1}{I} \sum_{i=0}^{I-1} \left(\frac{g(m)_i - d_i^{obs}}{\sigma_i} \right)^2 \quad [III.26]$$

Les écarts entre les cartes de dispersion et les cartes *a priori* sont mesurés par les termes

$$\begin{cases} \|c - c^{prior}\|^2 = \sum_{j=0}^{N-1} \frac{S_j}{S} (c_j - c_j^{prior})^2 \\ \|l - l^{prior}\|^2 = \sum_{j=0}^{N-1} \frac{S_j}{S} (l_j - l_j^{prior})^2 \end{cases} \quad [III.27]$$

La recherche des incertitudes *a priori* σ_c et σ_l est menée en deux temps : d'abord, on fixe la valeur de σ_l à 0 (i.e. on contraint fortement la carte des valeurs de la dérivée de la courbe de dispersion) et on recherche la valeur de σ_c qui minimise à la fois le coût sur les données χ_{red}^2 et la norme $\|c - c^{prior}\|^2$ (figure III.24, gauche). Ensuite, on fixe la valeur d'incertitude σ_c et on recherche la valeur σ_l qui minimise le coût sur les données et la norme $\|l - l^{prior}\|^2$ (figure III.24, droite). A 2.5s de période (figure III.24), les coefficients de régularisation retenus sont $\sigma_c = 0.03$ et $\sigma_l = 0.09$.

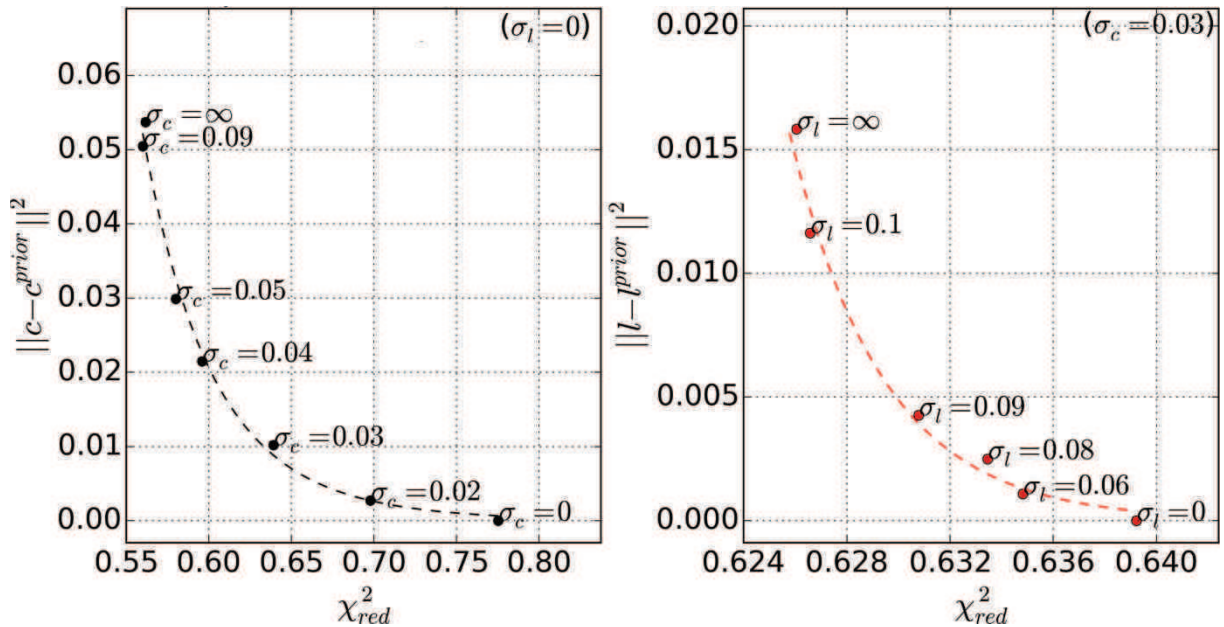


Figure III.24 : Ajustement des incertitudes *a priori* sur les paramètres de dispersion pour la régularisation du problème inverse à 2.5s de période. **Gauche** : détermination de l'incertitude *a priori* sur la vitesse de phase. La dérivée de la courbe de dispersion est fortement contrainte ($\sigma_l = 0$). La valeur $\sigma_c = 0.03$ minimise à la fois le coût sur les données χ_{red}^2 et la norme des écarts entre le modèle de vitesse en vitesse de phase réel et calculé $\|c - c^{prior}\|^2$. **Droite** : détermination de l'incertitude *a priori* sur la dérivée de la courbe de dispersion pour une valeur de $\sigma_c = 0.03$ fixe. La valeur retenue pour l'incertitude *a priori* sur la dérivée de la courbe de dispersion est $\sigma_l = 0.09$.

ii Cartes de dispersion

Les cartes de dispersion en vitesse de phase et de groupe obtenues pour les 9 périodes a à i sont présentées sur les figures III.25 et III.26. Les valeurs de vitesse obtenues dans chaque cellule de la grille sont lissées pour la représentation graphique. Bien qu'aucune contrainte de régularisation ne soit appliquée sur les paramètres du

modèle de bruit (c'est à dire $\sigma_A \rightarrow \infty$, équation [III.25]), les modèles de bruit obtenus à l'issue de cette seconde étape de l'inversion restent très proches des modèles *a priori* obtenus lors de l'inversion préliminaire et présentés sur la figure III.22 (histogrammes rouges).

Pour les périodes 5.6s (inversion b) et 6.7s (inversion a), la longueur de l'onde de Rayleigh vaut 16km et 20km respectivement. A ces périodes, la plupart des paires de stations (respectivement 85% et 95% des paires) sont distantes de moins d'une longueur d'onde et les modèles de vitesse convergent vers une solution très improbable malgré la prise en compte de la directivité du bruit. Ces cartes présentent une forte anomalie de vitesse positive dans la zone centrale de la carte qui est interprétée comme un artéfact lié à la faible dimension du réseau (non représenté). Pour cette raison, à 5.6 et 6.7s de période (et seulement pour ces périodes), on exclut les paires de stations dont la distance est inférieure à une longueur d'onde. Ce choix diminue la couverture spatiale et azimutale du réseau et on modifie la grille de Voronoï pour ces deux périodes (figure III.25.a et b et III.26.a et b, lignes noires pointillées).

Globalement, les anomalies de vitesse de phase et de groupe obtenues sont relativement similaires (III.25 et III.26). D'après les résultats de l'inversion préliminaire (figure III.22), les cartes de dispersion obtenues entre 2 et 5s (cartes c, d, e et f) sont attribuées au premier mode harmonique de l'onde de Rayleigh. Les cartes de dispersion obtenues en dehors de cette bande de période sont attribuées au mode fondamental (cartes a, b, g, h et i). On observe un gradient de vitesse décroissant depuis le nord-ouest vers le sud est. Lorsque l'onde de Rayleigh est dominée par le premier mode harmonique, la limite entre l'anomalie positive et l'anomalie négative semble migrer vers l'ouest à mesure que la période augmente (cartes c d e et f).

Pour les périodes inférieures à 1.7s (cartes g, h et i), on observe des anomalies de vitesse de petite échelle. On remarque une anomalie positive de vitesse à l'aplomb du site de Soultz (+5%) et une anomalie de vitesse négative marquée (-10%) à l'ouest du site de Rittershoffen.

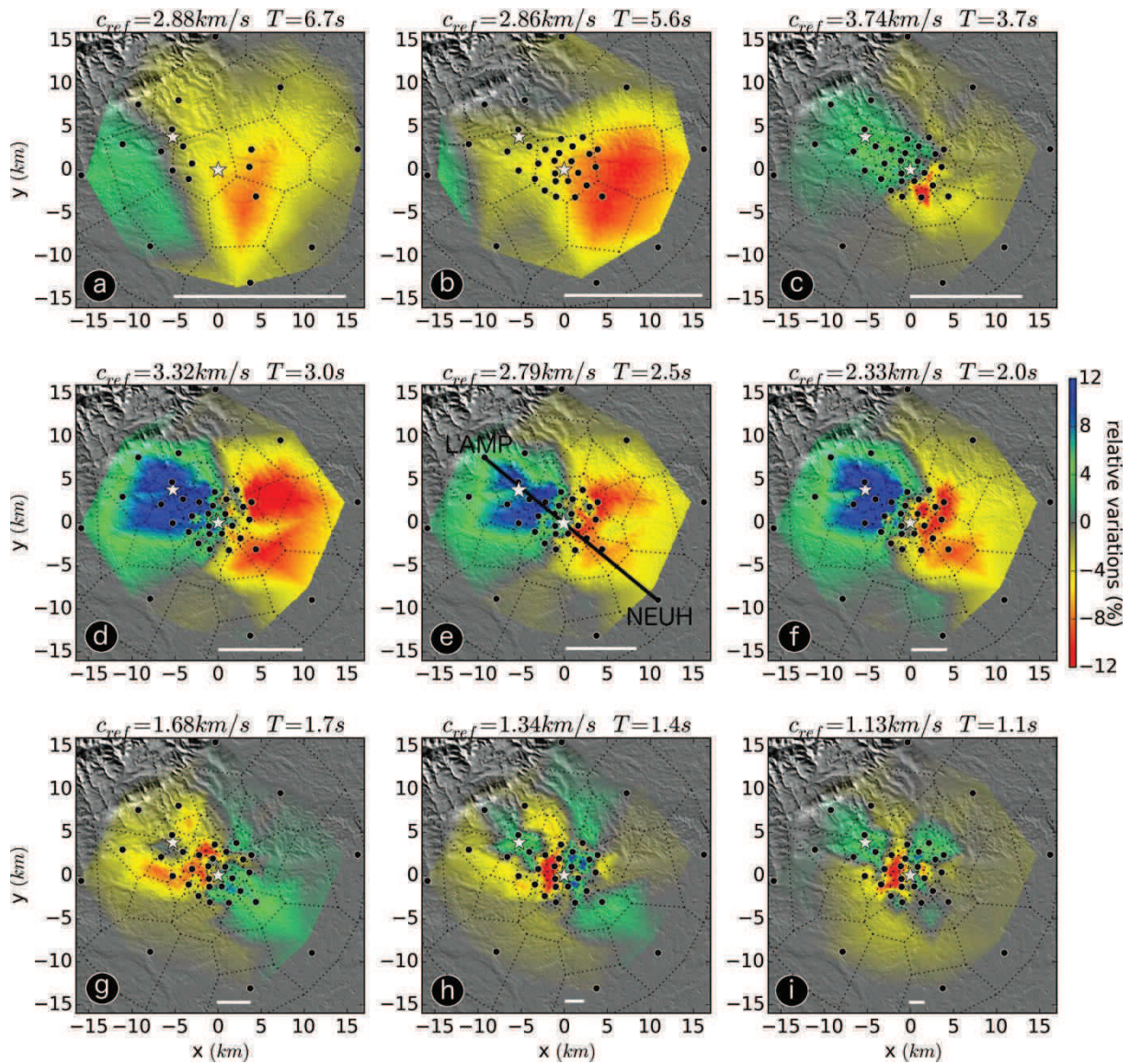


Figure III.25 : Cartes de dispersion en vitesse de phase obtenues pour les 9 période a à i. Les amplitudes correspondent aux variations relatives de vitesse, exprimées en %, par rapport à la vitesse de référence indiquée dans le titre de chaque graphe. Les points noirs correspondent aux stations. Les étoiles blanches sont les sites de Soutz-sous-Forêts et Rittershoffen. Les lignes pointillées correspondent à la grille de Voronoï utilisée pour l'inversion. Les cartes sont lissées par interpolation linéaire des valeurs de vitesse dans chaque cellule. Les barres blanches horizontales représentent la longueur d'onde de l'onde de Rayleigh à chaque période. Les cartes a, b, g, h et i correspondent au mode fondamental de l'onde de Rayleigh tandis que les carte c, d, e et f correspondent au premier mode harmonique.

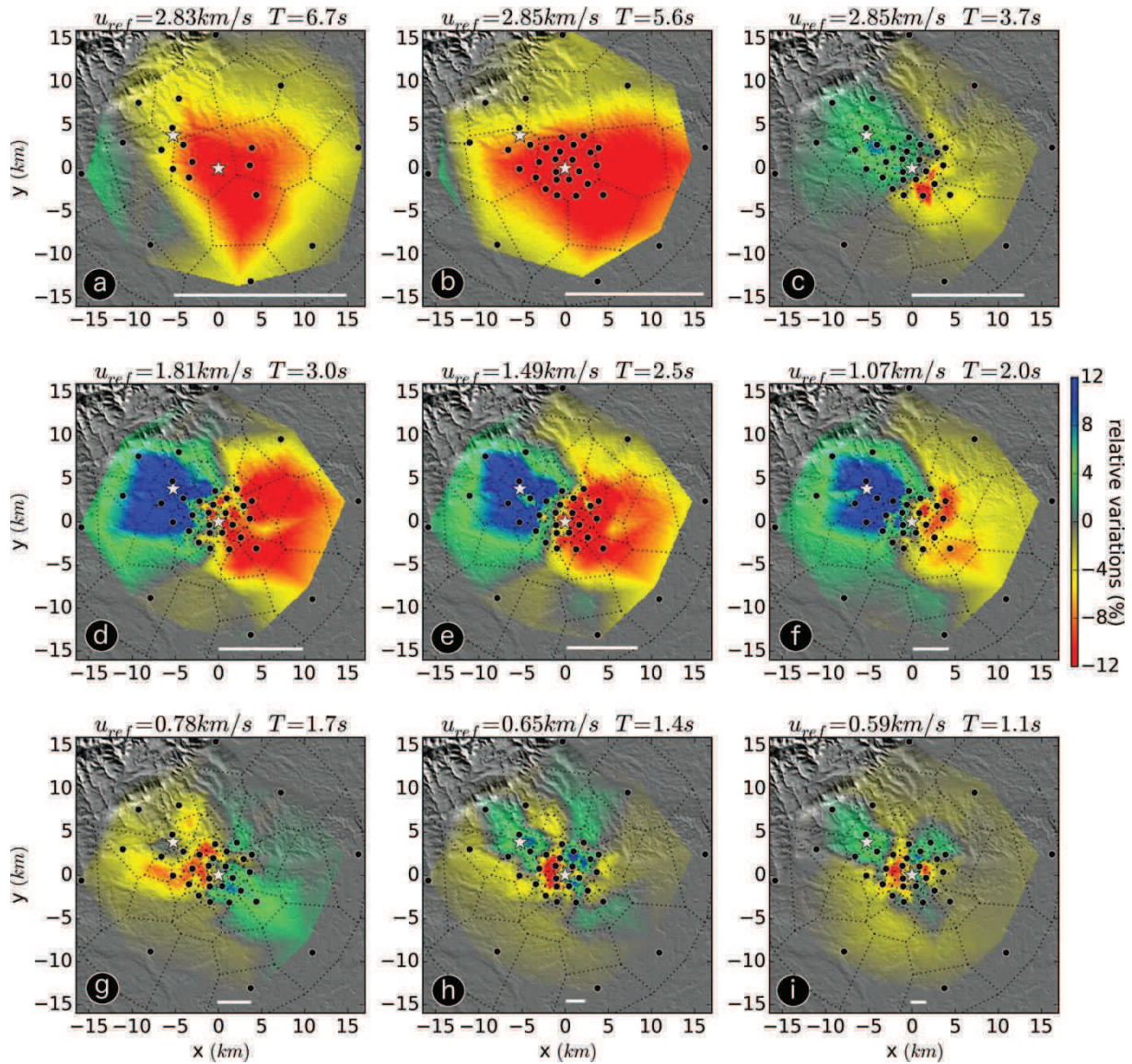


Figure III.26 : Cartes de dispersion en vitesse de groupe obtenues pour les 9 période a à i. La vitesse de groupe de chaque cellule s'obtient à l'aide de l'équation [III.19] en combinant la carte de dispersion en vitesse de phase (figure III.25) et les cartes des dérivées de la courbe de dispersion (non représentées).

III.3.4.4.c Discussion

Les dimensions horizontales des anomalies de vitesse sont de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde à chaque période (figure III.25 et III.26, barres blanches horizontales). Conformément aux résultats des tests synthétiques, les zones périphériques sont moins bien résolues que la zone centrale, où la densité de capteurs est plus importante. Notamment, les vitesses observées au nord et au sud de la carte sont généralement plus proches du modèle *a priori*. On interprète cet effet par une absence de sources de bruit dans la direction nord-est sud-ouest se traduisant par une moins bonne reconstruction du champ d'onde de Green dans cette direction (voir par exemple le champs d'onde de Green à 2.5s de période pour lequel les amplitudes sont plus faibles et plus bruitées dans la direction 45°N, figure III.23). En effet, il est important de noter que la prise en compte de la non-uniformité spatiale du bruit permet

de corriger les erreurs sur les temps de trajet des ondes de surface, pour autant, certaines zones de la carte restent mal renseignées du fait de l'absence de sources de bruit dans certaines directions. Les régions de la carte pour lesquelles on dispose de peu de données, ou pour lesquelles les données sont trop incertaines (σ_i très grand, équation [III.25]), sont expliquées par le modèle de vitesse *a priori* plutôt que par les données. Cet effet est la cause probable de la faible amplitude des anomalies de vitesse au nord et au sud des cartes.

Afin d'interpréter les anomalies de vitesse observées, on compare la zone de sensibilité de l'onde de Rayleigh aux structures connues grâce au modèle structural GeORG qui est basé sur un ensemble de données géologiques et géophysiques à l'échelle du fossé Rhénan (Projet GeORG, 2013). Aux périodes inférieures à 2s, les cartes de dispersion indiquent un gradient de vitesse orienté perpendiculairement à l'axe du fossé Rhénan et qui décroît vers l'est. A ces périodes l'onde de Rayleigh est sensible à des structures verticales de dimensions kilométriques. Par exemple, à 2.5s de période, la vitesse de l'onde de surface (dominée par le premier harmonique) est sensible aux vitesses des ondes S dans les deux premiers kilomètres (figure III.27, courbe bleue) et la résolution latérale est de l'ordre d'une fraction de la longueur d'onde qui vaut environ 7km à cette période (figure III.27, trait noir horizontal). Ainsi, on estime qu'à 2.5s de période, les ondes de Rayleigh sont sensibles à des structures dont les dimensions correspondent à l'ensemble de la couverture sédimentaire. La résolution spatiale est donc insuffisante pour observer des failles entre les blocs basculés ou des interfaces entre les couches sédimentaires. En revanche, le gradient de vitesse semble corrélé avec la profondeur du socle hercynien qui plonge vers l'est (figure III.27) ce qui suggère qu'au delà de 2s de période, la vitesse des ondes de Rayleigh est contrôlée, au premier ordre, par l'épaisseur de la couche sédimentaire.

Entre 1s et 2s de période, le signal est dominé par le mode fondamental de l'onde de Rayleigh. A ces périodes, la longueur d'onde est d'environ 1 à 1.5km et la zone de sensibilité en profondeur est située dans le premier kilomètre (figure III.27, courbe verte). Les anomalies de vitesse observées à ces périodes sont donc attribuées aux structures superficielles relativement hétérogènes.

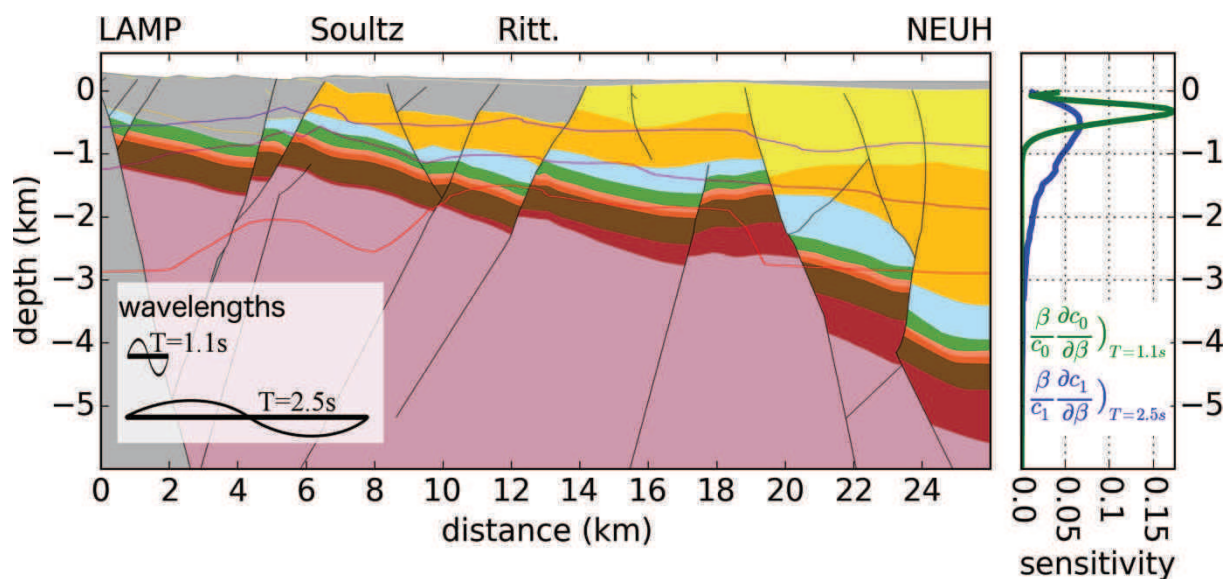


Figure III.27 : Coupe géologique tirée du modèle géologique GeORG (Projet GeORG, 2013) montrant la lithologie du fossé rhénan supérieur le long du profil LAMP-NEUH représenté sur la figure III.25.e. La couche rose pâle correspond au socle hercynien granitique. Les zones grises correspondent aux couches non modélisées. Les couches colorées correspondent à la couverture sédimentaire (de bas en haut : Permien, Buntsandstein, Muschelkalk inférieur et supérieur, Keuper, Lias, Tertiaire rhénan inférieur et supérieur). Le graphique de droite représente les zones de sensibilité par rapport à la vitesse des ondes S pour le mode fondamental à 1.1s (courbe verte) et pour le premier harmonique à 2.5s (courbe bleue). β correspond à la vitesse de l'onde S ; c_0 et c_1 correspondent à la vitesse de phase des deux premiers modes de l'onde de Rayleigh. Les barres noires horizontales représentent les longueurs d'onde à 1.1s et 2.5s de période.

III.3.5 Conclusion

Dans cette section, je propose une méthode qui vise à interpréter les fonctions de corrélation inter-station en champ proche ou lointain (i.e. pour des distances inter-station potentiellement plus courte que 3 longueurs d'onde). Cette méthode permet de mesurer la vitesse des ondes de Rayleigh à des périodes comprises entre 1s et 7s malgré (1) la faible dimension du réseau de stations (< 30km de diamètre) par rapport aux longueurs d'onde (de 1 à 20km selon la période) et (2) la forte directivité du bruit d'origine océanique. La méthode repose sur une inversion des fonctions de corrélation ce qui permet de déterminer conjointement la variation spatiale des vitesses de phase et de groupe de l'onde de Rayleigh ainsi que la distribution azimutale des sources de bruit micro-sismique.

L'application de cette méthode sur données synthétiques montre que le réseau disponible est suffisamment dense et bien contraint en azimut pour distinguer les effets de la directivité du bruit de ceux causés par des anomalies locales de vitesse. Ces tests montrent également que l'on peut déterminer les cartes de dispersion malgré la faible extension latérale du réseau par rapport aux longueurs d'onde ciblées et la forte directivité du bruit. Sur données réelles, l'inversion est menée séparément pour 9 périodes entre 1s et 7s. Entre 2 et 5s, les ondes de Rayleigh sont dominées par le

premier mode harmonique. En dehors de cet intervalle, c'est le mode fondamental de l'onde de Rayleigh qui émerge des fonctions de corrélation.

Entre 2s et 6.7s, l'onde de Rayleigh est sensible à des structures de dimensions kilométriques. Les cartes de dispersion obtenues à ces périodes indiquent un gradient de vitesse qui décroît vers l'axe central du fossé rhénan que l'on explique par l'augmentation de l'épaisseur de la couche sédimentaire. Entre 1 et 2s de période, les anomalies de vitesse sont plus variables et résultent probablement d'une plus forte hétérogénéité des structures dans le premier kilomètre de la couche sédimentaire. On distingue par exemple une anomalie de vitesse positive à l'aplomb du site de Soultz-sous-Forêts et une anomalie de vitesse négative à l'ouest du site de Rittershoffen.

A l'avenir, on devra déterminer une incertitude sur les cartes de dispersion obtenues. Pour cela, on pourra par exemple perturber les paramètres du modèle de vitesse un à un et mesurer l'effet produit sur la fonction densité de probabilité *a posteriori*. Ces incertitudes joueront un rôle important pour l'inversion en profondeur des cartes de dispersion qui permettra d'établir un modèle de vitesse d'ondes S à 3 dimensions.

III.4 An application of the double-beamforming method to reconstruct the Green's function from non-uniform anthropogenic noise (article en préparation)

En dessous de 1s, nous avons vu que le rapport signal-sur-bruit des fonctions de corrélation est trop faible pour permettre l'identification des ondes de Rayleigh (partie II.2, figure 5, p53). Ce résultat est attribué à la forte hétérogénéité spatiale et temporelle des sources anthropiques qui dominent le bruit ambiant à ces périodes (partie II.2). Dans cette section, nous nous intéresseront à la méthode dite de double formation de voies (Boué et al., 2014) qui consiste à remplacer une paire de stations par une paire d'antennes (ou sous-réseau) et vise à isoler seulement les sources de bruit qui contribuent favorablement à la reconstruction de la fonction de Green entre les deux antennes. Pour tester ces méthodes nous avons installé plusieurs antennes dont la dimension est adaptée à l'étude du bruit anthropique.

III.4.1 Background

The cross correlation of ambient noise is now widely used to determine empirical Green's functions between pairs of receivers for tomographic (e.g. Shapiro et al., 2005; Sabra et al., 2005b; Lin et al., 2007; Lin et al., 2008; Stehly et al., 2009) or monitoring purposes (Sens-Schönfelder et Wegler, 2006; Brenguier et al., 2008a; 2008b). The method has been applied at various scales, from the structure of the mantle using worldwide broadband stations (Poli et al., 2012b; Lin et Tsai, 2013; Lin et al., 2013b; Lin et al., 2013b) to laboratory samples using piezoelectric sensors (e.g. Lobkis et Weaver, 2001; Derode et al., 2003a; Larose et al., 2007). Growing interest is dedicated to the use of this method at a local scale to image the first few kilometers of the crust in particular for reservoirs like deep geothermal reservoirs (e.g. Tibuleac et al., 2009; 2011; 2012; Patlan et al., 2013; Calò et al., 2013; Lehujeur et al., 2015; Obermann et al., 2015; Hillers et al., 2015), oil fields (e.g. Bussat et Kugler, 2011; Mordret et al., 2013a; 2013b; De Ridder et Biondi, 2013; de Ridder et al., 2014) or CO₂ storage sites (Verdon et al., 2010; Zhang et al., 2014; Kühn et al., 2014; Gassenmeier et al., 2015). Seismic tomography or monitoring for the latter purposes, implies working in a period range between 0.2s and 5s for which seismic noise has various origins. At periods below 1s, seismic noise is usually dominated by local anthropogenic sources whose properties strongly depend on the area studied (e.g. Groos et Ritter, 2009).

Recently, the use of the double beamforming technique (DBF : e.g. Krüger et al., 1993; Rost et Thomas, 2002; Boué et al., 2013a) combined with ambient noise correlation has proven to reduce the effects of a non-uniform distribution of the seismic noise sources (Boué et al., 2014). The method replaces a pair of stations by a pair of arrays acting as spatial filters and designed to isolate the wave fields propagating along the continuation of the path joining the two arrays. Indeed, only these wave fields contribute positively to the reconstruction of the Green's function, while all other wave fields must be equally distributed in space to properly cancel out (Roux et al., 2004;

Snieder, 2004; Roux et al., 2005a). The zones of constructive interference are called Fresnel zones or end-fire lobes. They are located each side of the station pair and their width varies like the ratio between the wavelength and the inter-station distance (Sabra et al., 2005a; Larose, 2005; Gouédard et al., 2008).

The studied region corresponds to the area near the geothermal site of Rittershoffen (ECOGI project, Upper Rhine Graben, France). In this region, Lehujeur et al. (2015) have shown that the usual noise correlation procedures (based on Bensen et al. 2007) fail to reconstruct the Green's function below 1s because of the strong heterogeneity of the anthropogenic noise sources. Here, we investigate the ability to reconstruct this short period part of the Green's function using small aperture arrays (200m wide) and DBF techniques. Based on a probabilistic inversion, we also evaluate how dispersion measurements obtained at periods below 1s of period can be used to assess the velocity model at depth.

III.4.2 Seismological arrays and noise selection

Several small aperture arrays were deployed in the area (ARIT, AKUL, BRIT, BOPS, figure III.28). ARIT and AKUL were installed simultaneously from December 2012 to February 2013. Each array contained six vertical short-period sensors (1-Hz corner frequency) with one three-component sensor at the center. BRIT and BOPS were deployed from June to September 2013. All the sensors were connected by cables to a central acquisition system that provided a common time reference for the nine recorded channels. They were deployed in a roughly helical configuration with a 300-m maximum aperture (see figure III.28).

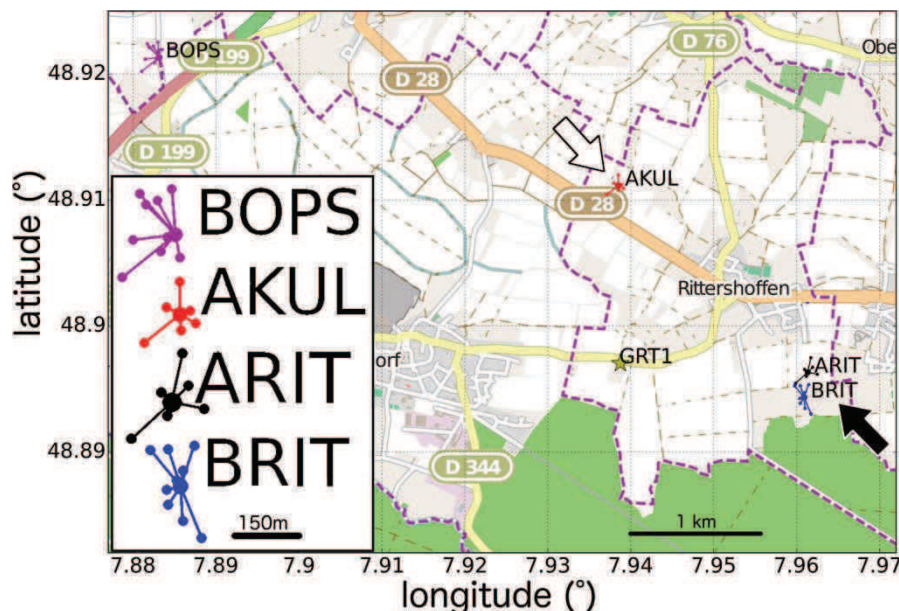


Figure III.28 : Map showing the four seismological arrays (ARIT, AKUL, BRIT, BOPS) as well as the location of the Rittershoffen geothermal site (well GRT1) © Open Street Map contributors. The insert represents the configuration of each array (dots correspond to sensors, lines correspond to cables). The white and black

arrows indicate the direction of the noise wave fields to be isolated to reconstruct the Green's function between arrays ARIT and AKUL.

Regarding the data processing, we first apply a quality control to the data. The continuous noise records are divided up into 5-minute windows and we remove instrumental irregularities or incoherent impulsive signals. To do so, the spectrum modulus is computed for all the 5-minute noise sequences of each sensor. These spectra are smoothed using a frequency window of half an octave. We automatically reject 5-minute sequences whose spectrum modulus is too different from shape of the median spectrum. The accepted 5-minute sequences are finally processed individually (instrumental response correction, spectral whitening and band-pass filtering in the 0.1 – 10s period band).

III.4.3 Dispersion measurements

III.4.3.1 Evidence of persistent anthropogenic seismic noise sources

The impact of a non-uniform distribution of anthropogenic seismic sources on the cross-correlation function (CCF) is demonstrated using only the vertical component of the two central sensors of arrays ARIT and AKUL. A frequency-time analysis (based on the smoothed Wigner-Ville distribution, e.g. Claasen, 1980) is performed on the causal and acausal parts of the average CCF obtained between these two sensors (see figures III.29 a and b). As commonly observed in this region, the dispersion of the Rayleigh waves is observed in the period band dominated by the secondary micro-seismic peak (2s to 7s) but disappears at periods below 1s (Lehuteur et al. 2015). For the ARIT-AKUL pair, a wave packet is observed on the acausal part of the CCF at period 0.3s. This wave packet has an apparent group speed of about 0.5km/s (white circle in figure III.29.b).

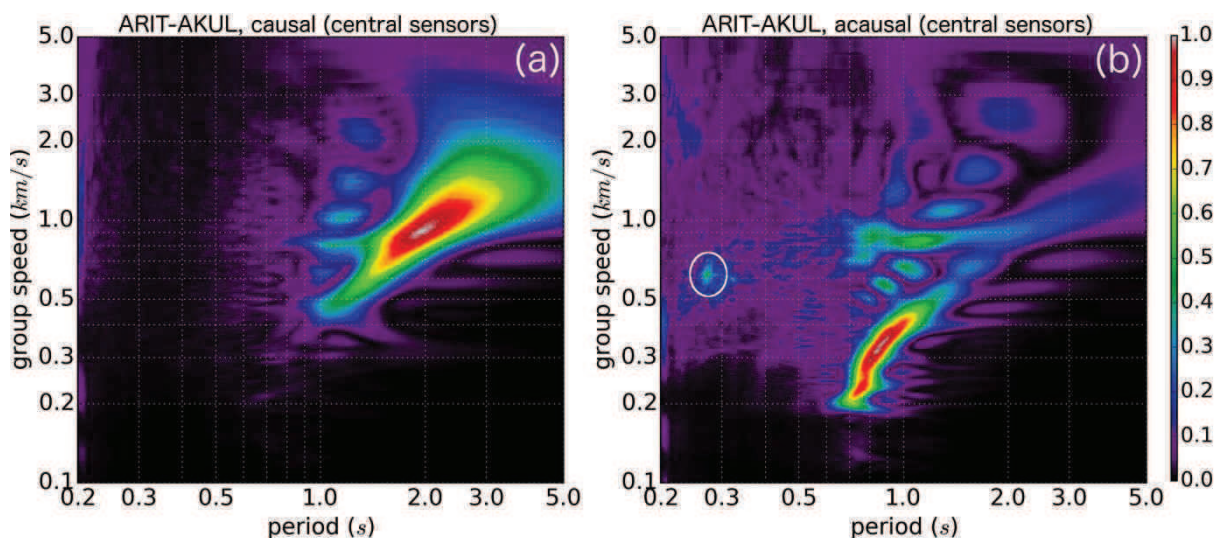


Figure III.29 : Group speed dispersion obtained by frequency time analysis of the cross-correlation function between the central sensors of the arrays ARIT and AKUL (vertical component only). The color scale corresponds to the normalized smoothed Wigner-Ville distribution. (a) : Dispersion of the causal part of the correlation function. This signal originates from northern Atlantic and cannot be seen below 1s of period. (b)

: same as (a) except that the acausal part of the correlation is used. The white circle highlights the wave packet discussed in figure III.30.

Figure III.30 shows the temporal evolution of the signal-to-noise ratio (SNR) of this wave packet on the ARIT-AKUL CCF. The SNR of the acausal part of the CCF is computed following Bensen et al. (2007) by dividing the envelope of each 5-minute CCF (picked at period 0.3s and group speed 0.5s) by the root mean square of the late part of the CCF filtered around 0.3s. We observe that the energy of this wave packet is increased every day at 7 a.m. (local time) and is very likely to be due to a spatially localized anthropogenic noise source. Such localized noise sources are expected to produce arrivals on the CCF whose apparent group speeds depend on the position of the source with respect to the station pair (see for example Shapiro et al., 2006; Boué et al., 2014). For instance, a source localized on the perpendicular bisector of the station pair would produce a fake arrival at time 0 on the CCF, which is equivalent to an infinite group speed. This kind of artifacts might induce misinterpretations of the CCFs.

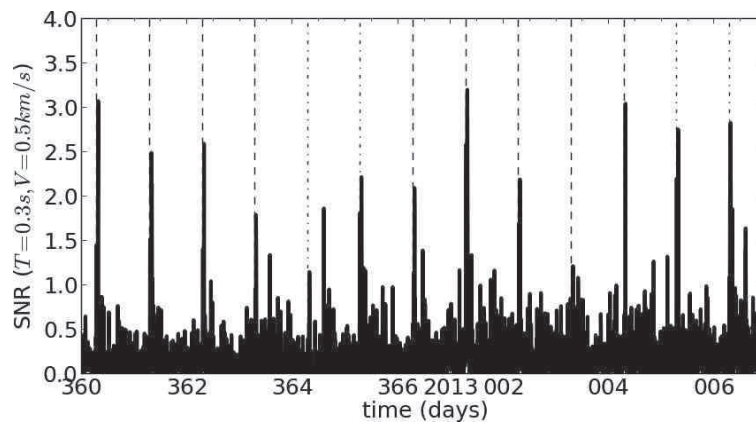


Figure III.30 : Signal-to-Noise Ratio (SNR) of the ARIT-AKUL acausal correlation function (central sensors only) at 0.3s of period and group speed 0.5 km/s. This curve represents the temporal evolution of the wave packet shown on figure III.29, white circle. SNR is defined from the 5-minutes CCFs filtered around 0.3s. The envelope of the CCF is measured at lag time -5.6s, which corresponds to a group speed of 0.5km/s. These values are divided by the root mean square of the late part of the CCF (i.e. after the direct arrivals, between group velocities 0.08 and 0.15km/s). The dashed lines correspond to 7 a.m. local time of each day.

This demonstrates that the preprocessing methods applied on the noise recordings are insufficient to stabilize the CCFs below 1s and to reduce the influence of persistent anthropogenic noise sources whose distribution is highly heterogeneous. The use of DBF is expected to remove the effect of these sources only if they do not occur within the Fresnel zones.

III.4.3.2 Determination of the phase dispersion models below each array

First, we determine the average phase speed dispersion curve of the fundamental mode of the Rayleigh waves below each array. These models are useful in the next steps to isolate Rayleigh waves crossing the arrays in a specific direction of the horizontal plane.

To do so, we assume that the velocity model is homogeneous at the scale of an array. This assumption has little influence on the determination of the velocity model between the arrays because their lateral extension (200m) is small compared to the distance between them. All possible pairs of sensors within a given array, are cross correlated to obtain the Green's functions between them and between 0.1s to 1s of period (figure III.31, left side).. The average dispersion model below the array is then determined using a τ - p transform, which identifies phase alignments of the correlation functions in the time-distance domain. These alignments are identified by computing the standard deviation of the instantaneous phase of the CCFs read along a given line of the time-distance domain (figure III.31, left side). The slope of this line corresponds to a given phase-speed value. We define the phase coherency as a normalized indicator taking the value of 1 (resp. 0) if the standard deviation of the instantaneous phases encountered along a given line is low (resp. high) (figure III.31, right side). The method is repeated at different periods to pick the dispersive behavior of the Rayleigh wave (figure III.31, right side, black squares).

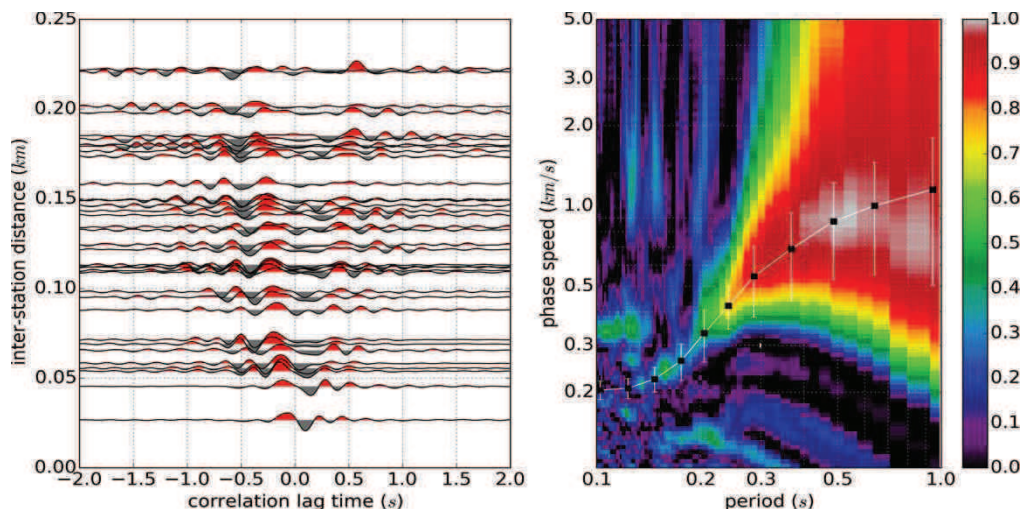


Figure III.31 : Determination of the average phase speed dispersion model below array BOPS. *Left side* : Correlation functions obtained between the sensors of array BOPS filtered between 0.1s to 1s of period and sorted as a function of the inter-sensor distance. *Right side* : τ - p transform performed using of the cross correlation functions shown on the left side. The color scale corresponds to a normalized indicator of the instantaneous phase coherency for a given slope in the time-distance domain. The black squares and white curve indicate the interpreted phase dispersion law for the first mode of the Rayleigh waves between 0.1s and 1s below the BOPS site.

III.4.3.3 Spatial filtering and cross-correlation

We use our small aperture arrays as spatial filters to isolate the noise sources located in the Fresnel zones of a pair of array. These sources contribute positively to the reconstruction of the Green's function between the two arrays. This procedure is expected to remove the influence of localized and repetitive anthropogenic sources located outside the Fresnel zones (figure III.29.b, white circle). In the ARIT-AKUL case, the Fresnel zones are located at back-azimuths 134°N (figure III.28, black arrow) and 314°N (figure III.28, white arrow).

The beamforming-technique is an interesting tool to perform spatial filtering of the wave fields that propagate across an array in a given direction and with a specific phase speed (e.g. Rost et Thomas, 2002; Havskov et Ottemoller, 2010). This technique is based on a time shifting of the wave fields recorded at each sensor of the array toward a common location (such as the center of the array) using a prescribed direction and phase speed. Time-shifted traces are then stacked to extract the part of the signal that actually propagates in the desired direction and phase speed. The selectivity of such a spatial filter can be increased by stacking the N^{th} -root of the time-shifted waveforms (see for instance Rost and Thomas, 2002 and references therein). If the phase speed is not known, the method is repeated for several velocity values within a targeted range. Here we use the phase dispersion models of the fundamental mode of the Rayleigh waves obtained below each array to compute the frequency dependent time-shifts required by the beamforming method.

The beamforming is performed on the continuous noise records independently for each array. Thus, we obtain a single trace per array that can be cross-correlated as if the two arrays were two single stations. In the ARIT-AKUL case, the northwestward traveling wave fields (i.e. for a back-azimuth of 134°N , figure III.28, black arrow) are isolated at each array and cross-correlated to reconstruct the ARIT to AKUL Green's function. Conversely, the AKUL to ARIT Green's function is obtained by selecting the southeastward wave fields (having a back azimuth of 314°N , figure III.28, white arrow) and by cross-correlating them.

The obtained correlation functions (ARIT-AKUL and AKUL-ARIT) have a relatively low SNR (not shown). However, they both contain a coherent dispersive wave train revealed by frequency time analysis (figure III.32.a). We observe that the effect of localized anthropogenic sources described in section III.3.4.1 (figure III.29.b, white circle) is efficiently removed by this procedure. Furthermore, array processing reveals the short period part of the group-dispersion curve allowing us to identify the Airy phase that corresponds to the period at which, the minimum group velocity is reached. Below 1s, group-speeds are very low (between 0.2 and 0.3 km/s), which suggests low velocities at shallow depths.

The dispersion measurements obtained from array processing at periods below 1s (figure II.32.a) are combined with those obtained at longer periods without array processing (figure III.29.a and III.29.b). Thus, a continuous dispersion curve is obtained over the 0.2 - 4s period range (figure III.32.b). The uncertainties on these dispersion measurements are estimated from the width of the smoothed Wigner-Ville distribution at each period (figure III.32.b, black error bars).

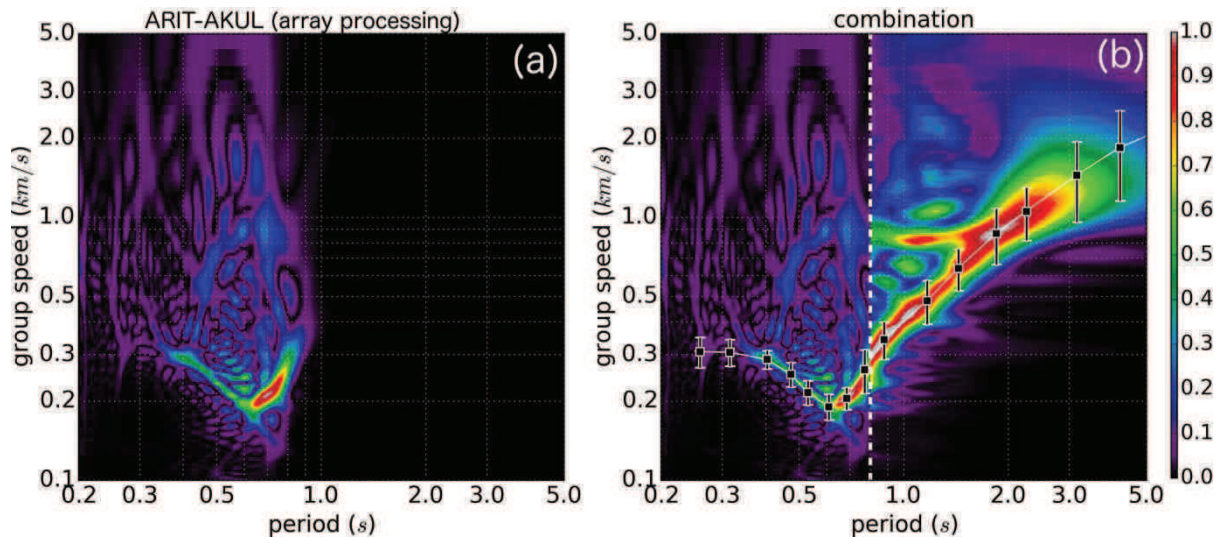


Figure III.32 : (a) : Dispersion of the correlation functions obtained between ARIT and AKUL after array processing. The array processing is no longer applicable beyond 1s of period due to the too small aperture of the arrays. (b) : Combination of dispersions diagrams obtained with (a) and without (figure III.29 a and b) array processing to produce a continuous dispersion curve over the 0.2 to 5s period range. The white dashed line delimitate the part of the dispersion curve obtained with (left side) and without (right side) array processing. The black squares show the interpreted dispersion curve and associated uncertainty.

III.4.4 Depth inversion

From the one-dimensional velocity model of Soultz-sous-Forêts, we compute the sensitivity kernels of group velocity relative to shear-wave velocity for the fundamental mode of Rayleigh wave at different periods (figure III.33.c). These kernels are estimated by perturbing the shear-wave velocity in each layer of the model successively and by measuring the relative changes induced on the group-velocity dispersion curve at different periods. They can be interpreted as the region at depth that determines the group speed of the Rayleigh wave for a given period. The dispersion curves are computed using the programs from Herrmann and Ammon (2002).

Usually, the longer the surface-wave period, the greater the investigation depth. At periods below 1s, the dispersion measurements are mostly sensitive to the first kilometer of the crust (figure III.33.c, red and cyan curves), which is shallower than the targeted depth of 2 to 3km, where the reservoir is located. On the contrary, between 2 and 5s, a broad peak of sensitivity occurs at this range of depth, meaning that the Rayleigh waves are sensitive to seismic waves inside the reservoir (figure III.33.c, blue and green curves). Interestingly we observe that the group velocity at these long periods is also sensitive to the shallow structures. Thus, we propose to use the dispersion measurements obtained below 1s using our two arrays (figure III.32.c) to constrain the shallow part of the model. This is expected to improve our ability to interpret the long-period part of the dispersion curve and consequently, the deep part of the model (figure III.32, a and b). To verify this hypothesis, we invert the dispersion measurements into a shear velocity depth model in two different ways: in the first inversion, we only use the long-period part of the dispersion curve (above 0.8s, figure III.32.b, right of the white

dashed lines) obtained without array processing. The second inversion includes all the dispersion measurements between 0.2 and 5s (figure III.32.b, both sides of the white dashed line).

Converting the Rayleigh wave dispersion curve into a depth model requires solving an inverse problem, which is non-linear and has generally multiple solutions. This problem can be solved either by a linearized approach if one has good *prior* knowledge of the depth model (Campillo, 1996; Shapiro et al., 1997) or by Monte-Carlo methods to explore the vast parameter space and determine the *a posteriori* uncertainty of the solution (e.g. Brenguier, 2007; Stehly et al., 2009). Here we inverse the group speed measurements using the Markov-chain Monte Carlo method (MCMC). The shear wave model is parameterized using cubic Bézier curves (Drilleau et al., 2013) with a set of control points of the shear-wave velocity versus depth domain. The depth dependent Poisson's ratio is set from the local 1D velocity model of Soultz-sous-Forêts (see Beauce et al., 1991; Charlety et al., 2006; Calò et al., 2013) and kept constant. The density is assumed to be constant (2.67 g.cm^{-3}). The direct problem is solved using the codes developed by Herrmann and Ammon (2002). Exploring the parameter space, we compute group velocity dispersion curves that are compared to the real measurements (figure III.32.b). The *a posteriori* probability density function (PDF) over the model space is estimated following Tarantola (2005) by measuring the misfit between observed and predicted dispersion curves as well as the difference between the depth models and the *prior* model. Here, we only constrain the shear-wave velocity at the upper and lower boundaries of the model (0 and 3km): the *prior* PDF is assumed Gaussian (see red Gaussian functions, figure III.33.a and b) and centered on the local velocity model of Soultz-sous-Forêts (white dashed model). Between these two depths, the model parameters are free to vary from 0 to 4km/s. Thousands of depth models are generated by 12 independent Markov chains and submitted to a Metropolis-Hastings algorithm that samples the *a posteriori* PDF.

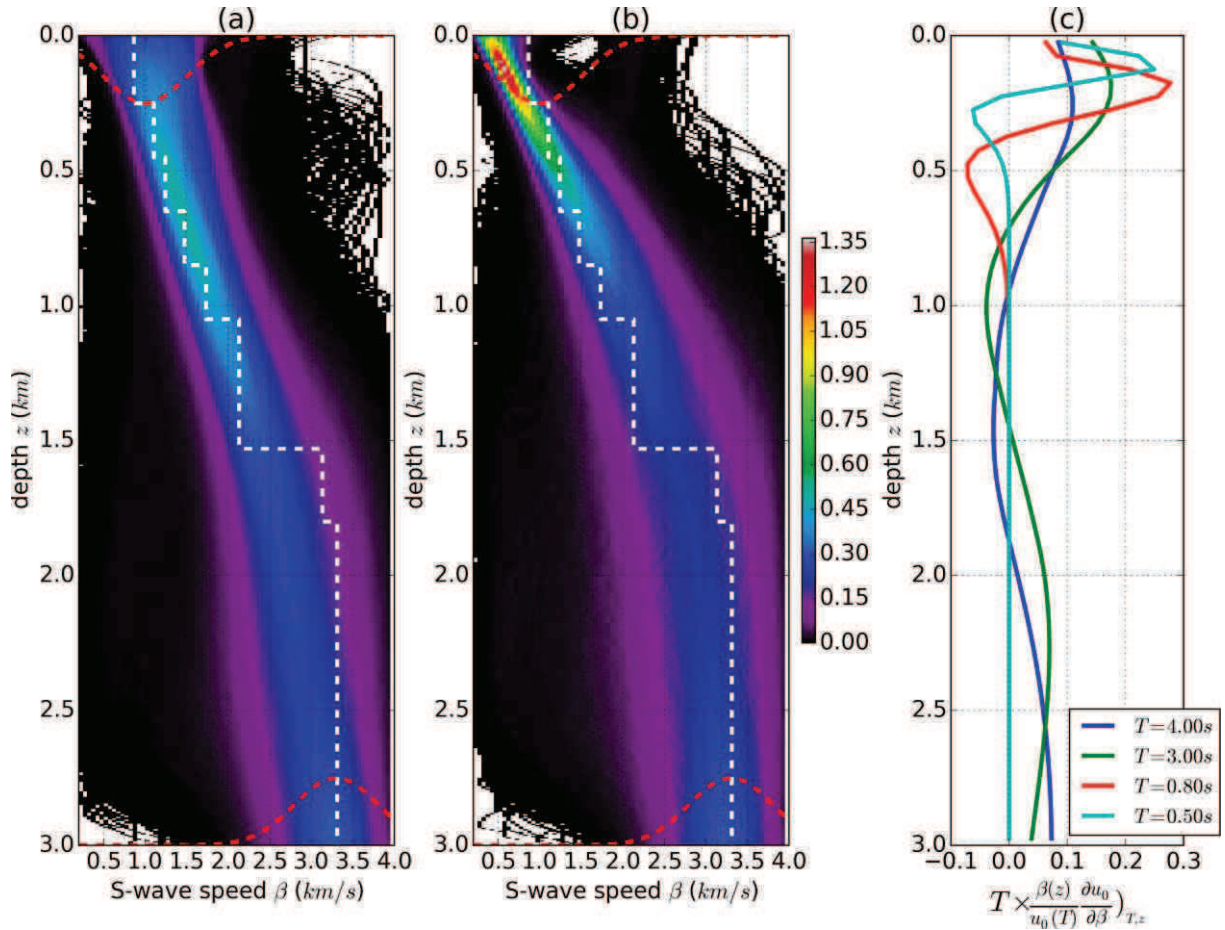


Figure III.33 : Shear-wave velocity profile obtained between the two arrays ARIT and AKUL using the group velocity dispersion curve of the fundamental mode of Rayleigh wave shown on figure III.32. **(a)** : Inversion of the long period part of the dispersion curve (0.8s to 5s) determined without array processing (figure III.32, right side of the white dashed line). The color scale corresponds to the *a posteriori* probability density function over the model space evaluated by MCMC. The white dashed lines represent the 1 dimensional model of Soutz-sous-Forêts (see Beauce et al., 1992 ; Charléty et al., 2006 ; Calò et al., 2013). The red dashed Gaussian functions correspond to the prior constraints imposed to the shear wave velocity at the surface and at 3km depth. **(b)** Inversion of the combined dispersion curve over the entire range of period 0.2 to 5s obtained with (<0.8s) and without (>0.8s) array processing (figure III.32, full dispersion curve). **(c)** Depth sensitivity kernels of the group velocity dispersion curve (noted $u_0(T)$) with respect to shear wave velocity β at four periods. The amplitudes of the kernels are multiplied by the period (T) to balance the amplitude decay at long period.

For both inversions, the *a posteriori* PDF has roughly a Gaussian shape for every depth. The two *a posteriori* PDFs are very smooth vertically despite the use of a Bézier-curve parameterization, which is designed to allow sharp variations of the models. This is caused by the broad secondary maximum of the sensitivity kernels at depth and results in a poor sensitivity of surface waves to geological details like faults, interfaces or thin layers. As suggested by the sensitivity kernels, the use of dispersion measurements in the 0.2 to 1s period range constraints the shallow part of the model, where the width of the *a posteriori* PDF is significantly reduced (fig III.33.b). In the first 250m, we observe very low shear-wave velocities of about 0.5 to 1km/s, which is slower than the model of Soutz-sous-Forêts. At greater depth, no significant change in the width of the *a*

a posteriori PDF is observed, which means that the knowledge of the short period part of the dispersion curve has no influence on the model uncertainty at that depth. However, the mean of the *a posteriori* PDF is slightly increased at depth to compensate for the low velocities at the top of the model.

III.4.5 Discussion and conclusions

In this work, we show that the DBF technique, which combines spatial-filtering of the noise wave fields and the ambient noise correlation technique, is an adapted tool to determine the empirical Green's function at periods below 1s between a pair of arrays. At these periods, usual noise processing schemes fail because of the dense and highly non-uniform anthropogenic activity. The reconstruction of the Green's function at these periods is used to constraint the shallow part of the velocity models through depth inversion.

At periods between 1s and 5s, ambient noise has a different origin and comes mainly from distant micro-seismic sources (most of them being located in northern Atlantic. (e.g. Gutenberg, 1936; Kedar et al., 2008; Sergeant et al., 2013). In this period range, the Rayleigh wave component of the Green's function emerges significantly from the correlation functions without array processing. However, in this region, Lehujeur et al., (2015) have shown that the directivity of the micro seismic noise recorded in this period range induces a significant bias on the Green's function between station pairs separated from a few kilometers. In the ARIT-AKUL case, this effect remains negligible because the pair of arrays is oriented along the dominant direction of the micro-seismic noise (314°N). For all other directions, DBF could be used to reduce the influence of the azimuthally heterogeneous noise. Applying the method in this period range to the Rayleigh waves would require arrays having an aperture of a few kilometers.

Future work will focus on the feasibility of using DBF to isolate the body wave component of the Green's function between our arrays. Such waves could bring additional information about the structures at depth and would be of major interest for deep geothermal reservoir imaging through passive investigation methods.

III.5 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai décrit les méthodes présentées dans la littérature permettant de déterminer la vitesse de groupe et de phase des ondes de surface à partir des fonctions de Green. Généralement, ces méthodes sont appliquées pour des paires de stations distantes d'au moins 2 à 3 fois la longueur d'onde étudiée ce qui est une contrainte importante pour l'imagerie par corrélation de bruit sur les réseaux locaux. A Rittershoffen et Soultz-sous-Forêts, on se trouve à la limite des conditions nécessaires à l'application de ces méthodes car la distribution spatiale du bruit ambiant est très hétérogène.

En dessous de 1s, ceci empêche la reconstruction de la fonction de Green. A ces périodes, la méthode de double beamforming permet de s'affranchir de l'hétérogénéité des sources de bruit et de reconstruire la partie courte période de la courbe de dispersion de l'onde de Rayleigh. Les mesures de dispersion obtenues grâce à cette méthode sont utilisées pour contraindre la partie superficielle du modèle de vitesse. A proximité du site de Rittershoffen, on observe des vitesses d'onde S très faibles (0.5 à 1km/s) dans les 500 premiers mètres du modèle.

Au contraire, au delà de 1s de période les ondes de surface émergent clairement des fonctions de corrélation entre les composantes verticales des sismogrammes. Cependant, la directivité du bruit fausse la phase des fonctions de Green. Ce dernier effet est accentué par la faible dimension du réseau par rapport aux longueurs d'ondes étudiées et l'extension latérale des antennes disponibles est insuffisante pour l'application de la méthode de double beamforming à ces périodes. La méthode proposée dans ce chapitre (basée sur l'inversion complète des fonctions de corrélation) permet d'interpréter les fonctions de corrélation obtenues en champ proche. Pour cela, on relâche l'hypothèse généralement acceptée selon laquelle les fonctions de corrélation sont égales aux fonctions de Green. La modélisation des fonctions de corrélation inter-stations permet de déterminer conjointement les anomalies de vitesse des ondes de Rayleigh (vitesse de phase et vitesse de groupe) et la distribution azimutale des sources de bruit micro-sismique. Des cartes de dispersion préliminaires ont été obtenues. Leur interprétation directe est difficile car on ne peut pas attribuer ces cartes à une profondeur donnée mais plutôt à une zone de sensibilité en profondeur dont l'épaisseur est de l'ordre du kilomètre. Au delà de 2s, la vitesse de l'onde de Rayleigh est sensible à l'ensemble de la couverture sédimentaire (pouvant varier de 1 à quelques kilomètres de profondeur) et on observe un gradient de vitesse décroissant depuis l'extérieur vers l'axe médian du fossé rhénan. A ces périodes les cartes de vitesses semblent donc contrôlées, au premier ordre, par l'épaisseur de la couverture sédimentaire. La détermination d'incertitudes *a posteriori* sur ces cartes et l'inversion en profondeur permettra de construire un modèle de vitesse en ondes S à l'échelle de la zone d'étude.

Chapitre IV Suivi temporel du milieu

IV.1 Introduction

Les sites géothermiques profonds de Rittershoffen et Soultz-sous-Forêts sont basés sur la technologie EGS (pour « Enhanced Geothermal System ») qui consiste à valoriser un système hydrothermal naturel où le fluide géothermal et le réseau de failles sont déjà présents. Dans ce contexte, la connaissance de l'évolution temporelle du sous-sol est importante. D'une part, elle permet d'étudier les processus dynamiques naturels de ces systèmes comme la circulation de fluides ou des déformations lentes. D'autre part, elle permet de déterminer le comportement du réservoir en réponse aux opérations géothermiques d'injection et de pompage. Ces informations sont utiles pour le suivi continu du site et la prévention des risques tels que la sismicité induite ou les déformations de surface.

On peut définir un changement du milieu par une réorganisation des structures en profondeur ou par toute modification affectant les paramètres physiques du sol tels que les propriétés élastiques des roches, la pression effective, la porosité, la saturation en fluides, la distribution des contraintes, ou encore la température. Les déformations du milieu peuvent être associées au jeu des failles ou à des modifications volumétriques (déformation élasto-visco-plastiques des roches). De tels changements s'opèrent à toutes les échelles de temps et d'espace. A l'échelle globale, ces modifications peuvent être associées à la tectonique des plaques, les marées terrestres ou encore les ajustements isostatiques. Plus localement, des modifications du sous-sol sont susceptibles de se produire dans des contextes variés comme l'évolution cyclique d'un système de failles au cours du cycle sismique, l'évolution d'un système volcanique actif ou encore les systèmes hydrologiques. Enfin, des changements du sous-sol induits par l'activité humaine peuvent se produire dans le cas des sites souterrains anthropisés comme les réservoirs pétroliers et gaziers, les sites géothermiques, les sites de stockage de CO₂ ou d'hydrocarbures... La plupart de ces changements peuvent affecter la propagation des ondes sismiques en modifiant leur vitesse, leur amplitude, ou leur trajet et sont donc potentiellement observables par les méthodes d'investigation sismiques et sismologiques à partir d'enregistrements de surface.

Il est bien établi que la stimulation ou l'exploitation de réservoirs géothermiques profonds est susceptible d'entraîner des modifications importantes du sous sol. A Soultz-sous-Forêts par exemple, l'étude de la micro-sismicité induite par la stimulation hydraulique du puits GPK2 en 2000 a révélé des variations relatives de la vitesse des ondes P pouvant atteindre 10% localement (Cuenot et al., 2008; Calò et al., 2011). Ces variations de vitesse sont attribuées aux volumes d'eau importants qui ont été injectés dans le sol modifiant les propriétés des roches, à un changement des contraintes effectives, et à de la déformation sismique et asismique des structures. Sur le site

géothermique profond de Landau (Allemagne, situé à 40km au nord de Soultz-sous-Forêts), des déformations importantes de surface ont causé la fermeture du site. Ces déformations, atteignant plusieurs centimètres en surface, résultent d'un gonflement des structures en profondeur (~450m) causé par les activités géothermiques (Heimlich et al., 2015).

Du point de vue industriel, le coût élevé des méthodes actives d'imagerie sismique - en particulier, lorsqu'elles sont utilisées pour le suivi temporel du sous-sol - motive le développement de nouveaux outils pour le suivi des réservoirs géothermiques. Depuis une dizaine d'années, la corrélation de bruit ambiant émerge parmi les méthodes de suivi temporel du sous-sol et est utilisée dans différents contextes. La continuité temporelle du bruit de fond sismologique permet de détecter des changements sismiques ou asismiques du milieu y-compris en l'absence de sources déterministes naturelles et induites. La méthode est sensible à de très faibles variations de vitesse (pouvant atteindre le dixième de pourcent) affectant une vaste zone dans l'environnement des stations et aussi à une évolution du caractère diffractant du milieu.

L'intérêt de cette méthode pour le suivi d'un réservoir géothermique a été montré récemment sur le site de Saint-Gall (Suisse), où une perturbation de grande ampleur causée par la stimulation chimique et hydraulique du réservoir a été identifiée et localisée à partir du bruit ambiant (Obermann et al., 2015).

Au printemps 2013, une stimulation thermique, chimique et hydraulique du puits GRT1 a été menée sur le site de Rittershoffen afin d'optimiser les débits de pompage (Baujard, 2015). Ces opérations ont induit une sismicité modérée en deux phases (Maurer, 2013; Boubacar et al., 2015) qui témoigne d'une modification probable du sous-sol. Dans ce chapitre, on cherche à déterminer si des modifications du sous-sol associées à ces opérations peuvent être détectées par l'étude de l'évolution temporelle des fonctions de corrélation de bruit et avec quelles incertitudes.

IV.2 Méthode d'analyse temporelle du milieu par corrélation de bruit

IV.2.1 Utilisation de sources répétées pour la détection de changements du milieu : Méthode d'interférométrie d'ondes de coda

On peut mesurer des variations temporelles du milieu en imageant le sous-sol à différentes dates et en comparant les images tomographiques obtenues (imagerie à 4 dimensions). Cependant, cette approche n'est applicable que si les incertitudes sur les images tomographiques sont faibles devant les variations de vitesse cherchées, ce qui n'est souvent pas le cas. Une approche plus prometteuse s'intéresse aux perturbations relatives du sous-sol entre deux dates distinctes, sans forcément connaître les vitesses sismiques absolues. La première implémentation de ce type d'approche en sismologie exploitait des doublets de séismes, c'est à dire des séismes dont la source est similaire et qui se produisent à différentes dates (Poupinet et al., 1984). La force de cette technique, nommée CWI pour « Coda Wave Interferometry », (Snieder et al., 2002; Snieder, 2006),

vient du fait que la compréhension exacte de la forme d'onde et la connaissance du modèle de vitesse ne sont pas nécessaires. Cette méthode consiste à identifier des différences entre une forme d'onde « de référence » et une forme d'onde « perturbée » pour remonter aux modifications du sous-sol qui se sont produites dans l'intervalle de temps qui sépare l'acquisition de ces deux signaux.

La coda des séismes se prête particulièrement à l'application de cette méthode du fait de la diffraction multiple des ondes qui la composent. Ces ondes illuminent une vaste zone. La coda est donc sensible aux changements de milieu se produisant dans un large voisinage de la source et du récepteur. La forme théorique de cette zone de sensibilité s'obtient à partir de l'étude statistique des différents trajets empruntés par ces ondes depuis la source jusqu'au récepteur (Pacheco et Snieder, 2005; Larose et al., 2010; Obermann et al., 2013; Planès et al., 2015). Les ondes diffractées empruntent un chemin beaucoup plus long que les ondes directes (figure IV.1.a), de ce fait, une faible perturbation de vitesse distribuée dans une zone étendue entre la source et le récepteur a un impact suffisamment fort sur le temps de trajet de ces ondes pour être détectée.

Cette technique de suivi temporel basée sur des sources ponctuelles répétées, naturelles ou non, a mis en évidence des variations de vitesse co-sismiques et post-sismiques (e.g. Poupinet et al., 1984; Rubinstein et Beroza, 2004; Schaff et Beroza, 2004; Nishimura et al., 2005; Rubinstein et al., 2007) ou associées à des systèmes volcaniques actifs (e.g. Ratdomopurbo et Poupinet, 1995; Wegler et al., 2006). A l'échelle globale, elle a permis d'identifier une rotation différentielle du noyau interne par rapport aux enveloppes externes (Song et Richards, 1996; Zhang et al., 2005). Enfin, à l'échelle du laboratoire, la méthode a été utilisée pour déterminer les variations de vitesse d'ondes acoustiques causées par un changement de température, de pression ou de saturation en fluides (Grêt et al., 2006).

La coda du signal sismique enregistré en deux dates distinctes peut être affectée par : (1) une modification du milieu de propagation (fonction de Green), (2) une modification ou un déplacement de la source du doublet de séismes (fonction source) ou (3) une imprécision de la mesure d'origine instrumentale (fonction réponse instrumentale). J'analyse séparément ces trois points :

- (1) Dans le cas d'une modification du milieu de propagation, les effets observés sur le signal dépendent de la nature de la perturbation (figure IV.1). Si la perturbation de vitesse est homogène, l'avance ou le retard accumulé par les ondes de la coda est proportionnel à leur temps de trajet. Le décalage temporel δt entre les deux enregistrements de coda induit au temps t par une petite perturbation de vitesse relative $\delta v/v$ s'écrit (Ratdomopurbo et Poupinet, 1995; Snieder, 2006):

$$\delta t(t) \approx -\frac{\delta v}{v} t \quad [\text{IV.1}]$$

Il en résulte que la coda s'étire ou se comprime temporellement selon le signe et l'amplitude de la perturbation de vitesse (figure IV.1.b).

En revanche, dans le cas d'une perturbation plus locale de la vitesse ou d'un petit déplacement de certains points diffractants, seule une partie des trajets reliant la source au récepteur sont affectés. Ce type de perturbation n'affecte pas la vitesse d'ensemble du milieu et on n'observe pas de délai systématique de la coda mais plutôt une perte de la cohérence globale de la forme d'onde (e.g. Snieder, 2006; Larose et al., 2010; Obermann et al., 2013; Planès et al., 2014; figures IV.1.c et IV.1.d). Dans le cas de l'exploitation d'un réservoir géothermique, on recherche d'éventuelles perturbations locales du milieu liées à un changement de pression, de saturation en fluide ou à de la déformation locale. La décohérence des fonctions de corrélation semble être un indicateur privilégié pour le suivi du réservoir.

On peut mesurer l'étirement et la décohérence de la coda des corrélogrammes en corrélant les formes d'onde de référence et perturbée sur une fenêtre glissante (e.g. Poupinet et al., 1984), ou en appliquant une corrélation en étirement (e.g. Sens-Schönfelder et Wegler, 2006).

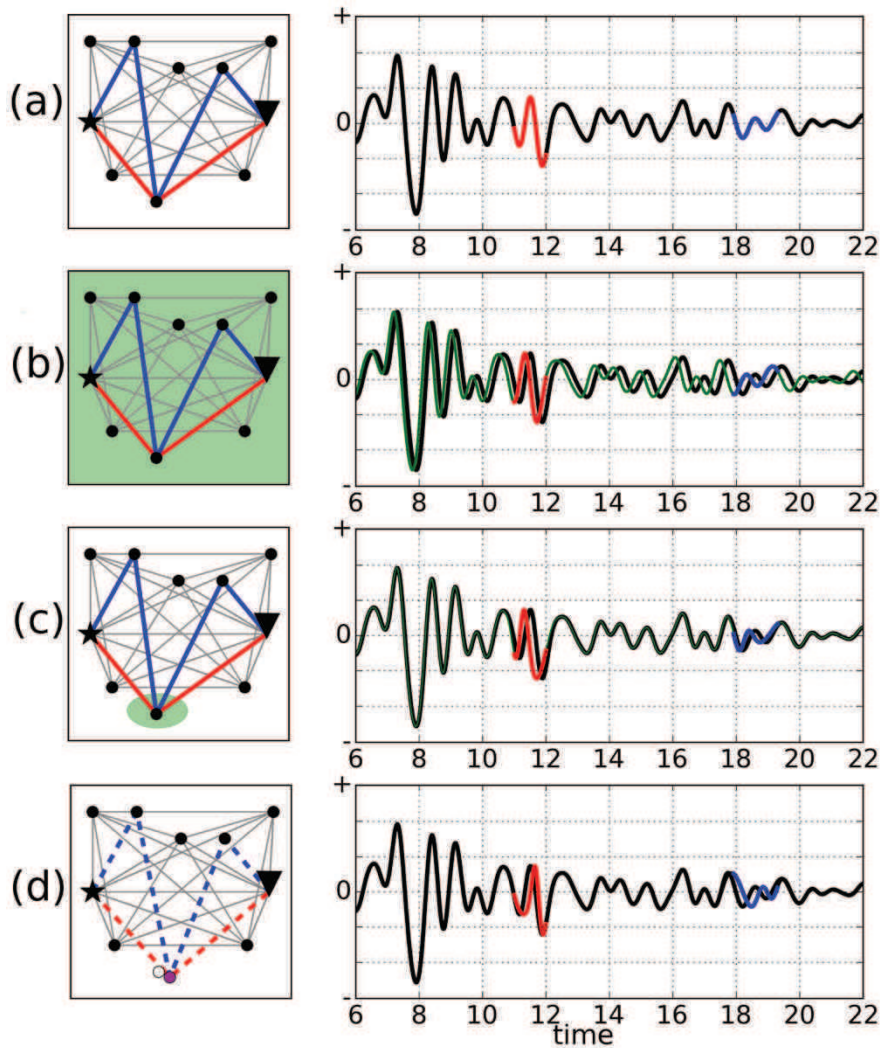


Figure IV.1 : Représentation schématique des perturbations de la coda causées par un changement du milieu. *(a)* Schéma représentant la diffraction multiple des ondes dans un milieu diffractant (points noirs). Les traits gris représentent les différents trajets des ondes depuis la source (étoile) vers le récepteur (triangle). Les traits rouge et bleu sont deux trajets possibles des ondes affectant des parties distinctes du signal. *(b)* Compression temporelle de la coda causée par une diminution homogène de la vitesse, symbolisée par la zone verte. Le décalage temporel est plus important pour le trajet bleu que pour le trajet rouge. *(c)* Décohérence de la coda causée par une variation locale de la vitesse, la perturbation n'est vue que par certains trajets et n'affecte que certaines parties du signal. *(d)* Perte de cohérence de la coda causée par un petit déplacement des points diffractants, le point mauve représente la nouvelle position d'un des points diffractants et les traits pointillés correspondent aux nouveaux trajets des ondes.

(2) La coda est également sensible à une modification de la position et/ou des paramètres de rupture de la source. Dans l'hypothèse d'un milieu invariant, la comparaison des formes d'ondes issues de doublets de séismes par CWI permet de déterminer la position relative des séismes et d'identifier des changements des paramètres de la source (Snieder et Vrijlandt, 2005; Snieder, 2006; Robinson et al., 2007a; 2007b; 2013). Dans le cas de fonctions de Green issues de la corrélation du bruit de fond, les sources sismiques sont « virtuelles » et localisées à l'emplacement des stations, elles sont donc invariantes dans le temps. En

revanche, la coda des fonctions de corrélation est sensible à une variation spatio-temporelle de la répartition des sources de bruit (e.g. Weaver et al., 2011; Zhan et al., 2013).

- (3) Imprécisions de mesure d'origine instrumentale. Les changements du milieu recherchés par CWI sont généralement très faibles. Par exemple, les variations de vitesse observées suite à un séisme important sont de l'ordre du dixièmes de pourcent (Poupinet et al., 1984; Rubinstein et al., 2007; Brenguier et al., 2008b). Dans ce contexte, les imprécisions de mesures (problèmes de synchronisation temporelle, artéfacts instrumentaux, remplacement de matériel, ...) peuvent causer des changements du signal qui gênent l'application de la méthode.

IV.2.2 Application au bruit de fond : Interférométrie par imagerie passive

L'application de la méthode CWI sur des sources répétées permet d'identifier de faibles variations du milieu. Cependant, la résolution temporelle du suivi est contrainte par la fréquence d'occurrence de ces sources qui sont non contrôlées (multiplets naturels et induits) ou produites artificiellement à coût élevé (Wegler et al., 2006; Li et al., 1998; Nishimura et al., 2000; 2005).

Alternativement, la méthode de corrélation de bruit offre la possibilité d'utiliser les stations sismologiques comme des sources perpétuelles connues (voir le chapitre I). En particulier, la coda des fonctions de corrélation (partie tardive du corrélogramme) reproduit les propriétés de la coda de la fonction de Green entre deux stations (Weaver et Lobkis, 2001; Sens-Schönfelder et Wegler, 2006; Stehly et al., 2008).

Le bruit ambiant étant continu dans le temps, on peut appliquer la méthode CWI sur les fonctions de corrélation moyennées sur des fenêtres de temps glissantes (Sens-Schönfelder et Wegler, 2006). On prend comme référence la fonction de corrélation calculée sur une période de temps au cours de laquelle le milieu est supposé invariant. Cette technique (notée PII pour « Passive Image Interferometry ») combine les avantages des méthodes de corrélation de bruit et d'interférométrie d'ondes de coda. D'abord, elle offre une sensibilité à des perturbations très faibles de vitesse, de l'ordre du dixième de pourcent (e.g. Sens-Schönfelder et Wegler, 2006; Brenguier et al., 2008a; 2008b). Ensuite, elle permet un suivi continu du milieu avec une résolution temporelle de l'ordre de quelques jours à quelques dizaines de jours (voir par exemple Sens-Schönfelder et Wegler, 2011 et les références associées). La résolution temporelle du suivi n'est contrainte que par la longueur des fenêtres de temps nécessaire à la convergence de la fonction de corrélation vers la fonction de Green (ou plus simplement à sa stabilisation temporelle).

La méthode PII est utilisée dans différents contextes : par exemple, elle permet la détection de changements de vitesse causés par les variations saisonnières des précipitations (e.g. Sens-Schönfelder et Wegler, 2006; Meier et al., 2010; Obermann et al., 2014; Hillers et al., 2014). De nombreuses études l'ont exploitée pour identifier des

variations de vitesse co-sismiques et post-sismiques (e.g. Wegler et Sens-Schönfelder, 2007; Brenguier et al., 2008a; Wegler et al., 2009; Xu et Song, 2009; Chen et al., 2010; Hobiger et al., 2012; Minato et al., 2012; Obermann et al., 2014). La méthode est également très utilisée pour l'étude des zones volcaniques actives (Brenguier et al., 2008b; Duputel et al., 2009; Mordret et al., 2010; Obermann et al., 2013; Brenguier et al., 2014). Plus particulièrement, elle a permis de mettre en évidence des petites diminutions de vitesse liées à des fluctuations de pression dans la chambre magmatique du Piton de la Fournaise, permettant de prédire une éruption volcanique (Brenguier et al., 2008b; Duputel et al., 2009).

La figure IV.2 montre la fonction de corrélation de la paire de stations KUHL-FOR sur une fenêtre de temps glissante de 10 jours avançant par pas de 1 jour. La coda de la fonction de corrélation présente des arrivées cohérentes relativement stables dans le temps qui sont causées par la diffraction multiple des ondes « émises » par l'une des stations et enregistrées par l'autre. On constate que les parties causale (partie supérieure de la figure IV.2) et acausale (partie inférieure) ne sont pas parfaitement symétriques ce qui est la conséquence de la non uniformité spatiale des sources de bruit (e.g. Paul et al., 2005; Stehly et al., 2006). Contrairement aux problématiques d'imagerie, cette asymétrie des fonctions de corrélation n'a pas d'influence sur l'étude des variations du milieu puisque ce sont les variations temporelles de la forme d'onde qui portent l'information.

Les méthodes de suivi temporel du milieu restent applicables même si la fonction de corrélation ne converge pas vers la véritable fonction de Green (Hadziioannou et al., 2009). En revanche la variabilité temporelle des sources de bruit affecte la cohérence temporelle du signal et limite la détectabilité des changements du milieu (Weaver et al., 2011 ; figure IV.2, partie agrandie). Dans le chapitre II, j'ai montré que les sources de bruit ne sont pas parfaitement stables dans le temps et que la stabilité du bruit dépend de la fréquence (événements transitoires à 1Hz et raies spectrales instables) et de l'heure de la journée (le bruit haute fréquence est plus stable la nuit). L'objectif de ce chapitre est de déterminer l'ampleur des variations de vitesse que l'on peut détecter par la méthode PII compte tenu de la variabilité temporelle du bruit ambiant.

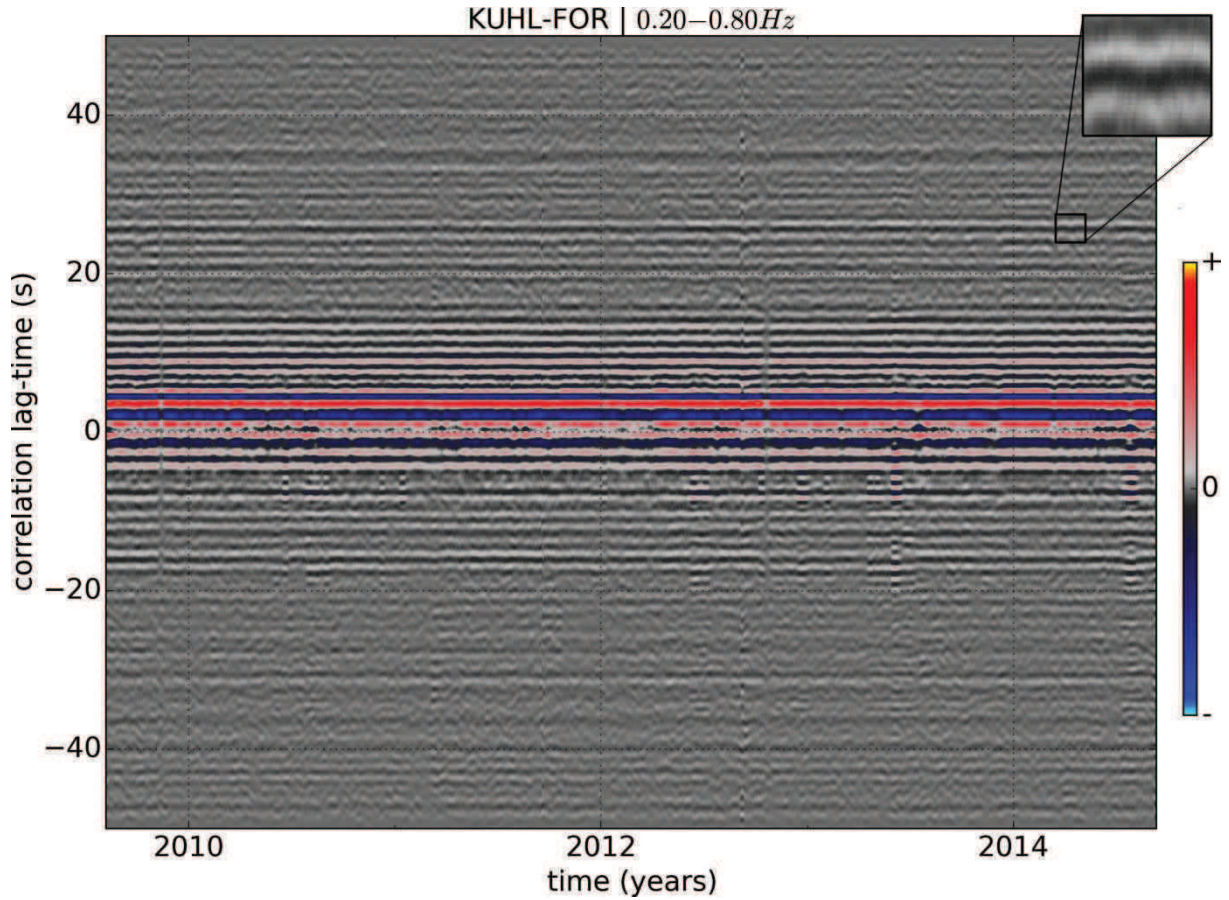


Figure IV.2 : Fonctions de corrélation de la paire de stations KUHL et FOR du réseau permanent de Soultz-sous-Forêts, composantes verticales. Les stations sont distantes de 4.5km et l'azimut de la paire de stations est de 300°N. Les fonctions de corrélation sont moyennées sur une fenêtre glissante de largeur 10 jours avançant par pas de 1 jour. Les traces sont filtrées entre 1.25s et 5s (0.2 et 0.8Hz). Les petites instabilités de la phase (zone agrandie) sont pour la plupart causées par des petites variations des sources de bruit.

IV.2.3 Mesure d'une perturbation de la coda

IV.2.3.1 Méthode de l'inter-spectre sur fenêtre glissante

Une première technique permettant la mesure d'un étirement de la forme d'onde causé par une variation de vitesse (figure IV.1.b) est la méthode de l'inter-spectre sur fenêtre de temps glissante (notée MWCS pour « Moving Window Cross Spectral technique»). Cette méthode consiste à mesurer le décalage temporel δt des signaux à chaque temps t de la coda à l'aide d'une fenêtre se déplaçant le long du signal. En domaine temporel, le coefficient de corrélation entre les signaux de référence u et perturbé \tilde{u} s'écrit (Snieder, 2006) :

$$R_T(t, t_s) = \frac{\int_{t-T/2}^{t+T/2} u(x) \tilde{u}(x + t_s) dx}{\left(\int_{t-T/2}^{t+T/2} u^2(x) dx \int_{t-T/2}^{t+T/2} \tilde{u}^2(x) dx \right)^{1/2}} \quad [\text{IV.2}]$$

avec t le temps du signal, T la longueur de la fenêtre glissante, t_s un petit décalage de temps entre les deux signaux et $R_T(t, t_s)$ le coefficient de corrélation normalisé entre les deux formes d'onde. Le décalage temporel $\delta t(t)$ s'obtient ensuite en cherchant la valeur de t_s qui maximise le coefficient de corrélation $R_T(t, t_s)$. Généralement, cette mesure s'effectue en domaine spectral ce qui permet d'observer des décalages temporels inférieurs au pas d'échantillonnage du signal digital (Poupinet et al., 1984; Fréchet et al., 1989). Dans le cas d'un étirement de la forme d'onde, les valeurs de décalage temporel $\delta t(t)$ suivent une loi linéaire dont la pente correspond à la perturbation relative de vitesse $\delta v/v$ (équation [IV.1]). On l'obtient par régression linéaire (Poupinet et al., 1984; Brenguier et al., 2008a; 2008b; Clarke et al., 2011).

IV.2.3.2 Méthode de l'étirement

IV.2.3.2.a Coefficient d'étirement et de corrélation

Une autre méthode de comparaison des formes d'onde consiste à chercher directement le coefficient d'étirement qui explique au mieux la différence entre le signal de référence et le signal perturbé. Pour cela, on utilise une fonction dite de « corrélation en étirement » définie comme suit (Weaver et Lobkis, 2001; Sens-Schönfelder et Wegler, 2006; Hadziioannou et al., 2009; Weaver et al., 2011) :

$$X(\epsilon) = \frac{\int_{t_1}^{t_2} u(x) \tilde{u}(x(1 + \epsilon)) dx}{\left(\int_{t_1}^{t_2} u^2(x) dx \int_{t_1}^{t_2} \tilde{u}^2(x(1 + \epsilon)) dx \right)^{1/2}} \quad [\text{IV.3}]$$

Avec $[t_1, t_2]$ l'intervalle de temps de la coda utilisé pour la comparaison des signaux de référence u et perturbé \tilde{u} , $\epsilon \ll 1$ le coefficient d'étirement du signal, X le coefficient de corrélation normalisé. Si les formes d'onde u et \tilde{u} sont parfaitement identiques à un étirement ϵ_{max} près, alors $u(t) = \tilde{u}(t(1 + \epsilon_{max}))$ et $X(\epsilon_{max}) = 1$. Selon cette méthode, la perturbation de vitesse s'obtient en cherchant la valeur ϵ_{max} qui maximise le coefficient de corrélation en étirement X et on a :

$$\epsilon_{max} = \frac{\delta t}{t} = -\frac{\delta v}{v} \quad [\text{IV.4}]$$

Le coefficient de corrélation maximal $X(\epsilon_{max})$ compris entre -1 et 1 mesure la cohérence entre les deux formes d'onde à un étirement près. Des études théoriques et en laboratoire ont montré que la méthode de corrélation en étirement est moins sensible aux fluctuations du bruit ambiant que la méthode de l'inter-spectre sur fenêtre glissante (MWCS, Hadziioannou et al., 2009). La méthode de l'étirement est aujourd'hui très largement utilisée dans le domaine de l'imagerie passive.

IV.2.3.2.b Etirement des signaux digitaux

D'un point de vue numérique, le calcul de la fonction de corrélation en étirement X nécessite d'évaluer une version étirée du signal digital \tilde{u} . Contrairement à la

translation, cette opération ne peut pas être appliquée simplement en domaine spectral car un étirement temporel du signal équivaut à une compression de son spectre, et inversement. Par contre, on peut interpoler le signal $\tilde{u}(t)$ au temps $t \times (1 + \epsilon)$ (Hadziioannou et al., 2009). Grâce à cette méthode, il est possible de détecter un étirement temporel du signal même si les décalages de temps sont inférieurs au pas d'échantillonnage. Dans cette thèse j'ai utilisé une interpolation en séries de Fourier entières. La figure IV.3 montre un exemple de compression temporelle d'un signal digital par interpolation de Fourier. Sur cette figure, les ronds noirs représentent les échantillons d'une portion d'un signal synthétique à support borné sur l'intervalle 5 – 15s. L'interpolation de Fourier permet d'appliquer un sous-échantillonnage du signal d'un facteur $1 + \epsilon$ (figure IV.3, carrés noirs). Pour obtenir une version du signal comprimée temporellement, on peut simplement ramener la version sous-échantillonnée du signal sur la grille d'échantillonnage originale (figure IV.3, points rouges). A l'issue de cette opération, on peut voir que le signal a été comprimé en temps mais que la grille d'échantillonnage est restée inchangée. Ainsi, la compression (resp. dilatation) temporelle des signaux digitaux est parfaitement équivalente à un sous (resp. sur) échantillonnage par interpolation de Fourier. Dans le cas d'une compression temporelle il est nécessaire de veiller à ce que le sous-échantillonnage du signal soit compatible avec la condition de Shannon-Nyquist et donc que :

$$dt \leq \frac{1}{2\epsilon f_{sup}} \quad [IV.5]$$

Avec dt le pas de temps du signal digital et f_{sup} la plus haute fréquence du signal (i.e. la borne supérieure du support du signal en domaine de Fourier).

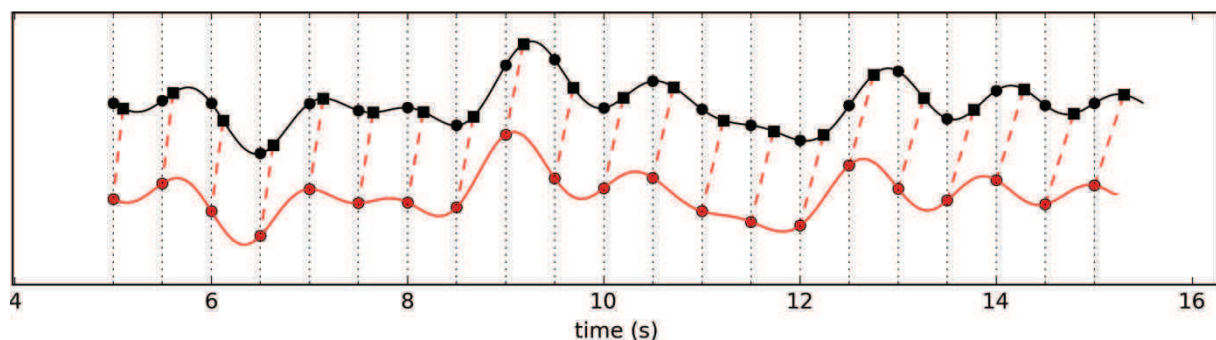


Figure IV.3 : Compression temporelle d'un signal par interpolation de Fourier. Les ronds noirs correspondent au signal digital à comprimer sur l'intervalle de temps [5s, 15s], la courbe noire continue correspond à la version sur-échantillonnée du signal digital. Les carrés noirs sont obtenus par interpolation de Fourier du signal aux temps $t \times (1 + \epsilon)$ avec $\epsilon = 0.02$. Les points rouges représentent le signal digital après compression de l'axe temporel. La courbe rouge continue est obtenue par sur-échantillonnage du signal digital rouge.

IV.2.3.2.c Optimisation de la fonction de corrélation en étirement

Pour estimer une perturbation de vitesse entre deux signaux, il est nécessaire de trouver le maximum de la fonction de corrélation en étirement (notée $X(\epsilon)$). Le

maximum de cette fonction est généralement situé dans un voisinage de la valeur $\epsilon = 0$ et est facilement identifiable (voir l'exemple synthétique de la figure IV.4). Occasionnellement, la fonction de corrélation en étirement possède des maxima locaux qui sont d'autant plus rapprochés que l'on travaille à haute fréquence et pour des portions de signal tardives (on observe un maximum local de X , si le délai temporel induit par l'étirement du signal atteint une période entière). Les maxima locaux de la fonction X sont assimilables à une ambiguïté entière de phase. Dans certains cas, une confusion est possible entre les différents maxima de la fonction X . Cette ambiguïté est gênante si l'amplitude des étirements de la coda est grande par rapport à la période du signal.

Chaque évaluation de la fonction X est relativement coûteuse puisqu'elle nécessite une interpolation du signal en domaine temporel (figure IV.3). Afin de déterminer le maximum de X en un nombre minimal d'évaluations, j'ai choisi d'appliquer un algorithme d'optimisation qui échantillonne l'espace des coefficients d'étirement ϵ de façon itérative : l'espace des valeurs de ϵ est échantillonné à l'aide d'une grille de recherche d'abord grossière (figure IV.4., point bleus foncés) et qui s'affine en se focalisant vers les maxima locaux de la fonction X à mesure que le nombre d'itération augmente (figure IV.4., point rouges, verts, bleu clair). Premièrement, cet algorithme permet d'explorer grossièrement l'ensemble des valeurs de ϵ sur un intervalle donné. Deuxièmement, le maximum de la fonction de corrélation en étirement est déterminé avec une grande précision (figure IV.4, ligne pointillée verticale). Troisièmement, l'application de cet algorithme de manière récursive permet d'identifier les éventuels maxima locaux de la fonction X . Le pas d'échantillonnage choisi pour la première itération doit être suffisamment fin pour détecter tous les maxima locaux de la fonction X .

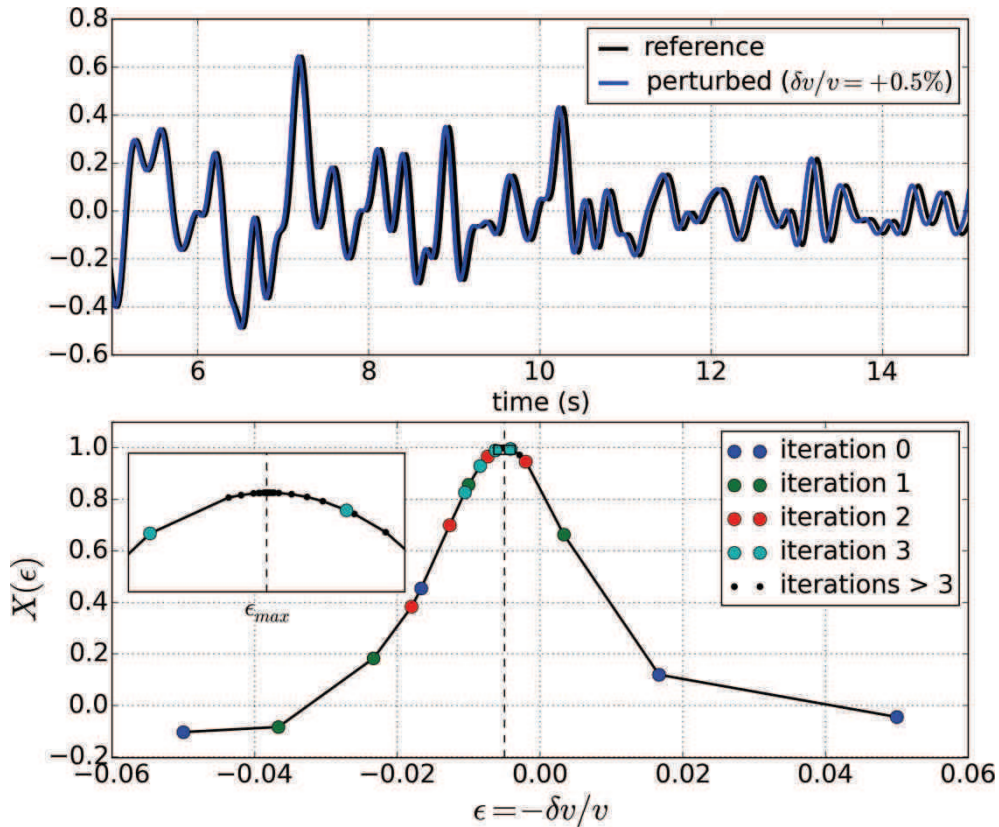


Figure IV.4 : Calcul du coefficient d'étirement d'un signal par optimisation de la fonction de corrélation en étirement $X(\epsilon)$. Partie supérieure : Signal synthétique obtenu à partir d'un bruit blanc Gaussien filtré. La trace noire correspond au signal de référence. La trace bleue correspond au signal obtenu pour une perturbation uniforme de vitesse de +0.5%. Partie inférieure : Evaluation itérative de la fonction de corrélation en étirement X . Le maximum de X s'obtient pour $\epsilon_{max} = -0.005$ ce qui correspond à la perturbation de vitesse cherchée (+0.5%). Le coefficient de corrélation $X(\epsilon_{max})$ vaut 1 car les traces noire et bleue sont parfaitement identiques à un étirement près.

IV.2.3.3 Limites pratiques de la méthode

IV.2.3.3.a Effet d'une erreur sur la mesure du temps

La fonction de corrélation obtenue pour une paire de capteurs ne dépend que de la différence de temps qui sépare l'arrivée des ondes aux deux capteurs. De ce fait, la synchronisation relative des capteurs est fondamentale. Une erreur de temps affectant un seul des capteurs de la paire de stations se traduit par une translation de la fonction de corrélation (Stehly et al., 2007). Selon la convention d'orientation des paires de stations choisie dans ce travail (figure I.3), une avance relative de l'horloge de la station ouest se traduit par une translation de la fonction de corrélation vers la partie acausale. A l'inverse, la datation absolue des sismogrammes a peu d'influence sur la méthode puisque la fonction de corrélation est parfaitement indépendante du temps origine des sources de bruit.

Toutes les stations du réseau permanent de Soultz-sous-Forêts sont connectées par radio à un unique dispositif de datation des traces sismiques. Entre le 4 et le 21 mai 2014, ce dispositif est tombé en panne et l'horloge du réseau de Soultz-sous-Forêts a

dérivé de 4 à 5s par rapport au temps absolu. Par contre la synchronisation relative des traces est restée inchangée car toutes les stations du réseau de Soultz-sous-Forêts ont été entachées de la même erreur sur la mesure du temps. Contrairement au réseau de Soultz-sous-Forêts, chaque station du réseau permanent de Rittershoffen et des réseaux temporaires dispose d'un système GPS indépendant pour la synchronisation absolue des sismogrammes. Ces stations n'ont pas été affectées par la panne.

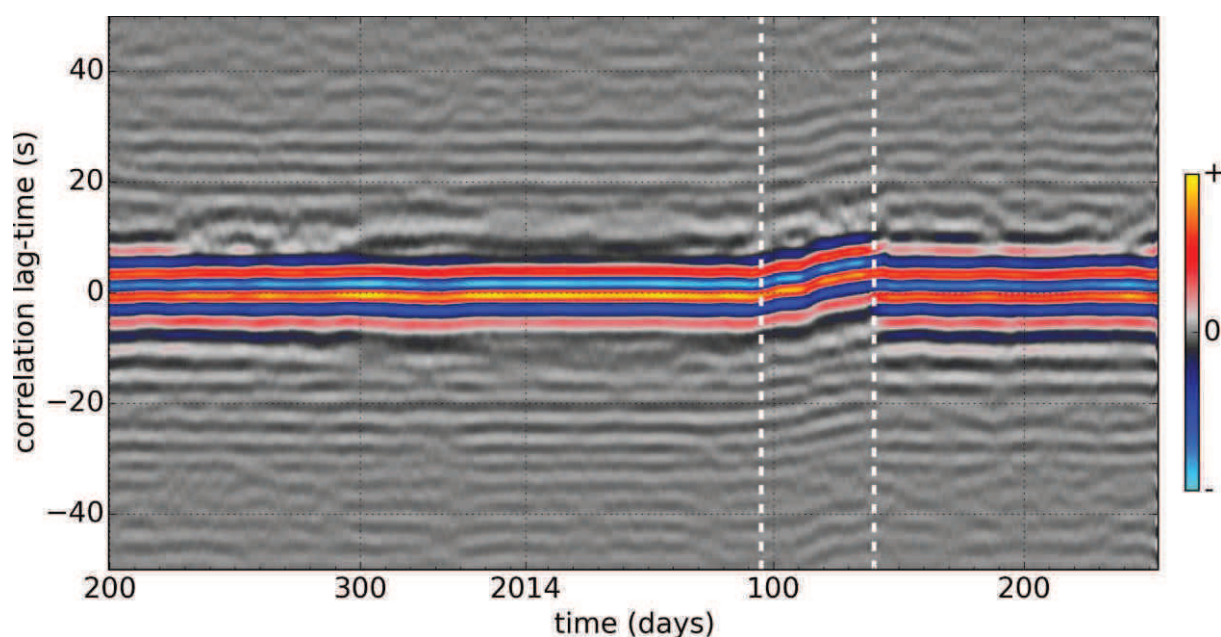


Figure IV.5 : Fonction de corrélation RITT-KUHL des réseaux permanents de Rittershoffen et Soultz-sous-Forêts filtrée au voisinage de 0.2Hz et moyennée sur une fenêtre de temps glissante de largeur 10 jours avançant par pas de 1 jour. Les lignes blanches indiquent la période au cours de laquelle la synchronisation absolue du réseau de Soultz-sous-forêts a été perdue. L'horloge du réseau de Soultz-sous-Forêts a dérivé jusqu'à atteindre une erreur d'environ 4s.

La figure IV.5 représente l'évolution temporelle de la fonction de corrélation entre la station KUHL (du réseau de Soultz-sous-Forêts, affectée par la panne), et la station RITT (du réseau de Rittershoffen, non affectée par la panne). Les barres blanches verticales délimitent la période du 4 au 21 mai 2014. On observe une translation nette de la fonction de corrélation, conséquence directe de la dérive de l'horloge du réseau de Soultz-sous-Forêts pendant cette période. Les paires de stations qui impliquent 2 stations du réseau de Soultz-sous-Forêts ne présentent aucune translation car la synchronisation *relative* des traces du réseau de Soultz-sous-Forêts n'a pas été perdue. Elles sont donc exploitables pour l'étude des variations du milieu, tout comme les paires de stations appartenant au réseau de Rittershoffen.

On peut distinguer les effets d'une perturbation de vitesse et d'une erreur sur la mesure du temps en comparant les valeurs d'étirement causales et acausales. Si une variation de vitesse se produit, les parties causales et acausales de la fonction de corrélation sont étirées (ou comprimées) de façon similaire, tandis qu'une erreur de

temps se traduit par une translation de la fonction de corrélation et donc un étirement apparent égal et opposé des parties causales et acausales. La moyenne des mesures d'étirement causales et acausales annule donc les effets d'une erreur de temps et valoriser les effets d'un changement de vitesse du milieu (Stehly et al., 2007). Il est aussi possible de déterminer précisément les erreurs de temps à partir du bruit ambiant. Cette méthode consiste à mesurer les translations des fonctions de corrélation (similaires à l'exemple de la figure IV.5) et à résoudre un problème inverse linéaire qui permet de quantifier les erreurs de temps associées à chaque station (Sens-Schönfelder, 2008).

J'ai choisi de supprimer simplement la partie des données pour lesquelles l'erreur sur la mesure du temps est avérée. L'erreur de temps observée sur le réseau de Soultz-sous-Forêts entre le 4 et le 21 mai 2014 affecte toutes les paires incluant exactement une station du réseau de Soultz-sous-Forêts. J'ai donc exclu les fonctions de corrélation obtenues par ces paires pendant toute la durée de la panne.

IV.2.3.3.b Instabilité temporelle de la position des sources de bruit

Une variation temporelle de la distribution des sources induit des petites variations temporelles de la coda (voir par exemple la partie agrandie sur la figure IV.2). Ces variations peuvent induire un étirement apparent de la coda ce qui limite notre capacité à détecter de très faibles variations de vitesse (Weaver et al., 2011). Une estimation de l'incertitude sur les mesures d'étirement est importante pour déterminer la plus petite variation de vitesse détectable compte tenu de l'instabilité temporelle de la coda.

Une expression de l'incertitude sur les mesures d'étirement est proposée par Weaver et al. (2011) :

$$\text{rms } \epsilon = \frac{\sqrt{1 - X^2}}{2X} \sqrt{\frac{6T\sqrt{\pi/2}}{\omega_c^2(t_2^3 - t_1^3)}} \quad [\text{IV.6}]$$

où X est le coefficient de corrélation entre la forme d'onde de référence et la forme d'onde courante (sans unité et compris entre 0 et 1), t_1 et t_2 sont les bornes de la fenêtre de temps de la coda (en secondes). La bande de fréquence utilisée est décrite par les paramètres ω_c (en radian.s^{-1}) et T (en secondes) qui correspondent respectivement à la pulsation centrale et à l'inverse de la largeur de la bande de fréquence. On peut déterminer T en approchant le module du spectre de la coda par une gaussienne centrée sur ω_c et d'écart type $1/(T\sqrt{2})$ de la forme $e^{-T^2(|\omega| - \omega_c)^2}$.

En l'absence d'une dilatation réelle de la coda (i.e. pour un milieu de propagation invariant dans le temps), les fluctuations apparentes du coefficient d'étirement ϵ causées par un déplacement des sources de bruit sont susceptible d'atteindre l'ordre de grandeur prévu par l'équation [IV.6]. Un étirement peut être interprété comme une

dilatation significative (réelle) de la coda seulement si il dépasse ce seuil (Weaver et al., 2011).

Le premier terme de cette formule ($\sqrt{1 - X^2}/(2X)$) prend en compte la stabilité temporelle de la coda. Une fonction de corrélation parfaitement stable dans le temps (i.e. dont le coefficient de corrélation X est constant et égal à 1) permet de détecter des variations de vitesse infiniment faibles, car $X = 1$ implique $\text{rms } \epsilon = 0$ et donc que toute mesure d'étirement non nulle est significative. Le second terme décrit l'influence du choix de la fenêtre de coda sur l'incertitude associée aux mesures d'étirement : l'incertitude sur les mesures d'étirement est d'autant plus faible que l'on utilise une longue fenêtre de coda (i.e. si la différence $t_2 - t_1$ est grande) et que la fenêtre est située dans une partie tardive de la coda (i.e. si t_1 et t_2 sont grands). L'incertitude diminue également quand la fréquence du signal augmente, toutes choses égales par ailleurs (du fait du terme en $1/\omega_c$) et quand la bande passante est large (i.e. que T est faible).

L'incertitude sur le coefficient d'étirement (équation [IV.6]) peut être minimisée en moyennant les valeurs d'étirement obtenues sur plusieurs paires de stations distinctes. Cette approximation suppose que les mesures d'étirement effectuées par les différentes stations sont indépendantes et que l'incertitude associée à chaque paire de stations est la même. On a alors (Weaver et al., 2011) :

$$\text{rms } \bar{\epsilon} \approx \frac{\text{rms } \epsilon}{\sqrt{N}} \quad \text{[IV.7]}$$

avec N le nombre de paires de stations, $\text{rms } \epsilon$ l'incertitude estimée pour une seule paire de stations et supposée identique pour toutes les paires, $\text{rms } \bar{\epsilon}$ l'incertitude sur la moyenne des mesures d'étirement.

IV.2.3.3.c Effet d'une variation du contenu spectral du bruit

Une évolution temporelle du contenu fréquentiel du bruit peut aussi induire un étirement apparent de la fonction de corrélation (Zhan et al., 2013). Un étirement du signal en domaine de Fourier équivaut à une compression de ce dernier en domaine temporel (et inversement). Si le spectre de la fonction de corrélation s'étend vers les hautes fréquences, on observe une compression apparente de la coda qui risque d'être interprétée comme une augmentation de vitesse du milieu. D'après Zhan et al. (2013), cet artéfact est d'autant plus fort que l'on travaille aux temps courts de la coda. A partir de données réelles, les auteurs montrent que les étirements apparents causés par la variation saisonnière du contenu spectral du bruit micro-sismique peuvent atteindre quelques dixièmes de pourcent ce qui est du même ordre de grandeur que les variations de vitesse souvent recherchés.

Dans le chapitre II dédié à l'étude des propriétés du bruit et leurs impacts sur les fonctions de corrélation, j'ai montré que le contenu fréquentiel du bruit varie dans le temps (figures II.9, II.10 et II.12) selon la fréquence et la nature des sources de bruit

(événements transitoires à 1s, raies spectrales en dessous de 1s). J'ai également montré que la partie spatialement cohérente du bruit de fond affecte fortement le spectre des fonctions de corrélation malgré l'application de normalisations spectrales et temporelles. En conséquence, il est impératif de prendre en compte l'évolution temporelle du contenu fréquentiel du bruit si on veut pouvoir interpréter de façon fiable les mesures d'étirement.

IV.3 Traitements des données

IV.3.1 Sommation cumulée des fonctions de corrélation

La section II.1 décrit les méthodes de gestion et de prétraitement des enregistrements de bruit utilisées dans ce travail. A l'issue de l'étape de corrélation, on obtient un corrélogramme par heure et par paire de stations. Les méthodes de suivi temporel nécessitent de sommer les corrélogrammes sur un fenètre de temps glissante dont on peut ajuster la largeur et la durée de recouvrement.

La sommation des fonctions de corrélation sur fenètre glissante est une étape coûteuse en temps de traitement du fait du très grand nombre corrélogrammes horaires qui doivent être lus (les corrélogrammes étant stockés sous forme de fichiers individuels). On peut réduire considérablement ce temps en calculant au préalable la somme cumulée des corrélogrammes. Si on appelle c_i le corrélogramme calculé pour une paire de stations sur une séquence temporelle $[T_i, T_{i+1}[$, la fonction de corrélation cumulée est l'ensemble des C_n tels que

$$C_n = \sum_{i=0}^{n-1} c_i \quad \text{[IV.8]}$$

La fonction de corrélation moyenne sur l'intervalle de temps $[T_n, T_{m+1}[$ s'obtient par simple différentiation des corrélogrammes cumulés :

$$ccf([T_n, T_{m+1}[) = \frac{1}{m-n} \sum_{i=n}^{m-1} c_i = \frac{1}{m-n} (C_m - C_n) \quad \text{[IV.9]}$$

Le stockage en mémoire des sommes cumulées des corrélogrammes permet donc de calculer la fonction de corrélation moyenne sur n'importe quelle fenètre de temps $[T_n, T_{m+1}[$ à partir des deux seuls corrélogrammes cumulés C_n et C_m .

La figure IV.2 présente la fonction de corrélation KUHL-FOR calculée sur une fenètre glissante de longueur 10 jours avec un pas de 1 jour sur une durée totale d'environ 5 ans (soit 43800 corrélogrammes horaires stockés sous forme de fichiers individuels à lire et à sommer par groupes de 240). Grâce au calcul préalable et au stockage des fonctions de corrélations cumulées, seules 1825 lectures de fichiers ont été

nécessaires (au lieu de 43800) soit une optimisation de l'accès aux données d'un facteur 24.

IV.3.2 Forme d'onde de référence et choix de la fenêtre de coda

Théoriquement, les mesures d'étirement de la coda sont d'autant plus précises que la fenêtre de coda est large et située dans une partie tardive du signal (équation [IV.6]). En contrepartie, les arrivées tardives de la coda sont généralement plus instables dans le temps ce qui limite notre capacité à détecter des changements de vitesse du milieu. Le choix de la fenêtre de coda est le fruit d'un compromis. Dans ce travail, j'ai fixé les bornes de la fenêtre de coda à l'intervalle 10s et 30s après la date d'arrivée du groupe du mode fondamental de l'onde de Rayleigh (calculée d'après le modèle de vitesse de Soutz-sous-Forêts). Les formes d'onde de référence correspondent à la moyenne des fonctions de corrélation sur l'ensemble de la période disponible. La figure IV.6 représente les fonctions de corrélation de référence triées par distance inter-station et filtrées au voisinage de la période 3s. Les courbes jaunes délimitent les fenêtres de coda causales et acausales à 3s.

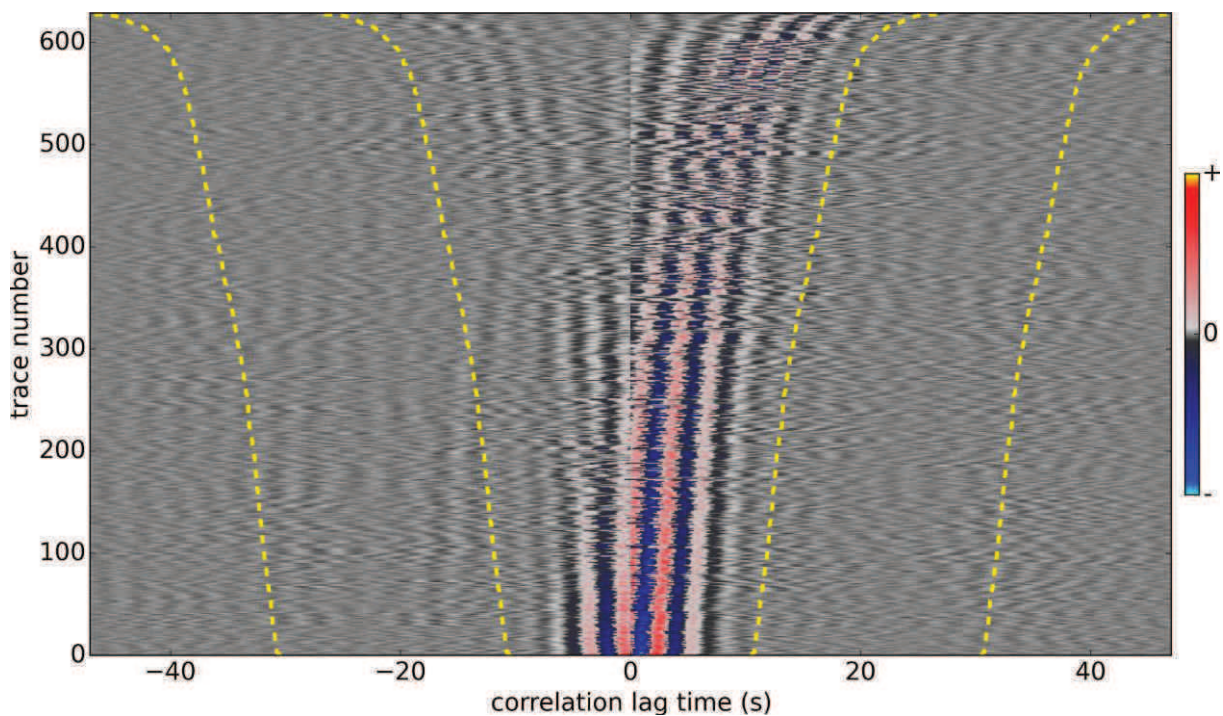


Figure IV.6 : Fenêtre de coda utilisée pour le suivi temporel du milieu à 3s de période. Les bornes de la fenêtre de coda sont fixées à 10s et 30s après la date d'arrivée du groupe du mode fondamental de l'onde de Rayleigh prédite par le modèle de vitesse de Soutz-sous-Forêts. L'axe horizontal représente le temps de la corrélation et l'axe vertical correspond aux numéros des corrélogrammes triés par distance inter-station. L'échelle de couleur représente l'amplitude des fonctions de corrélation en unités arbitraires.

IV.4 Résultats et discussion

La méthode de l'étirement a été appliquée à l'ensemble des fonctions de corrélation obtenues à partir des stations permanentes des réseaux de Soutz-sous-Forêts et Rittershoffen entre août 2009 et septembre 2014 (figures I.14 et I.15). Les

mesures d'étirement ont été effectuées au voisinage de plusieurs périodes entre 0.2s et 5s ce qui est compatible avec les réponses instrumentales des capteurs de ces réseaux (capteurs courte période avec une fréquence de coupure à 1Hz). Aux périodes inférieures à 1s, le bruit est dominé par l'activité anthropique et présente une forte périodicité jour-nuit. L'étude de la stabilité temporelle de la coda des fonctions de corrélation à ces périodes (partie II.2) a montré que la coda des corrélations obtenues à partir du bruit nocturne est plus stable dans le temps et donc plus adaptée à l'étude des variations du milieu. Seul le bruit nocturne enregistré entre 23h et 4h du matin, heure locale, a donc été utilisé. Les fonctions de corrélations ont été moyennées sur une fenêtre glissante de largeur 10 jours avançant par pas de 3 jours.

IV.4.1 Incertitude sur les mesures d'étirement

Afin de déterminer l'incertitude sur les mesures d'étirement pour chaque paire de capteurs et pour chaque période, on isole les mesures de cohérence $X(\epsilon)$ et d'étirement ϵ obtenues sur la période de temps située entre l'installation du réseau permanent de Rittershoffen (mars 2012) et le début du forage du puits GRT1 (septembre 2012). Sur cette période, le milieu est supposé invariant (du moins, non affecté par les activités de géothermie).

A partir des mesures de cohérence obtenues sur cette période de temps ainsi que des paramètres utilisés pour définir les fenêtres de coda (figure IV.6, lignes jaunes), on détermine une incertitude théorique sur les mesures d'étirement grâce à l'équation [IV.6] (figure IV.7, axe des abscisses). En parallèle, on estime les variations statistiques des valeurs d'étirement obtenues sur la même période de temps (pour chaque paire de station et chaque période, on mesure la moyenne quadratique (rms) des variations du coefficient d'étirement). Cette analyse donne une incertitude dite observée (figure IV.7, axe des ordonnées).

Les incertitudes théoriques et observées sont relativement proches (l'erreur observée est légèrement plus élevée que l'erreur prédite). L'incertitude est d'autant plus faible que la fréquence augmente, car à haute fréquence, le nombre de périodes entières incluses dans la fenêtre de coda est plus important et la méthode est plus sensible aux petits étirements du signal. Cela correspond au terme en $1/\omega_c$ dans l'équation [IV.6]. Ces incertitudes sont interprétées comme la perturbation de vitesse minimale détectable par les paires de stations individuelles à différentes périodes, dans l'hypothèse d'une variation de vitesse affectant l'ensemble de la zone d'étude.

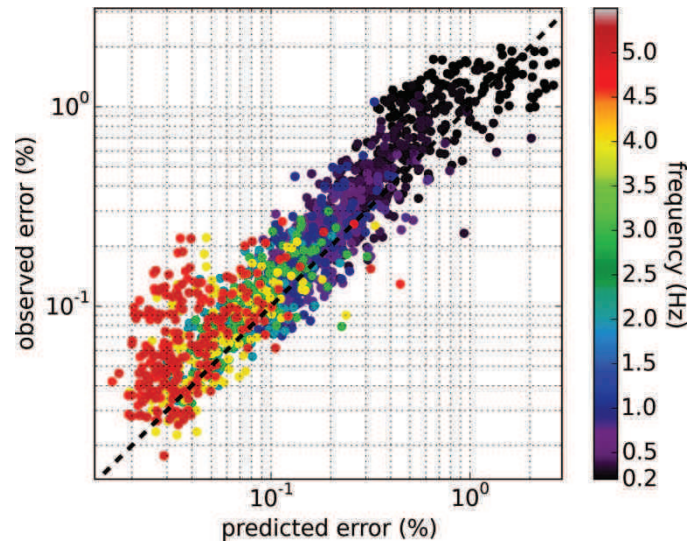


Figure IV.7 : Incertitudes sur les mesures d'étirement de la coda des fonctions de corrélation des réseaux permanents de Rittershoffen et Soultz-sous-Forêts sur la période mars à septembre 2012 pendant laquelle le milieu est supposé invariant (période séparant l'installation du réseau de Rittershoffen et le début du forage du puits GRT1). L'axe des abscisses correspond à incertitude théorique donnée par la formule de Weaver et al. (2011 ; équation [IV.6]) compte tenu de la stabilité temporelle de la coda et des paramètres de la fenêtre de coda. L'axe des ordonnées correspond à l'incertitude statistique mesurée à partir des fluctuations réelles des mesures d'étirement. Chaque point correspond à une paire de stations des réseaux permanents de Soultz-sous-Forêts et Rittershoffen et à une fréquence donnée (échelle de couleur).

En dessous de 1Hz, les incertitudes atteignent des valeurs de l'ordre du pourcent ce qui est très élevé par rapport à l'ampleur des perturbations de vitesse attendues. Pour la détection des variations de vitesse affectant toute la zone d'étude, on peut réduire cette incertitude d'un facteur $1/\sqrt{66}$ en moyennant les observations faites par les 66 paires de stations permanentes des réseaux de Soultz-sous-Forêts et Rittershoffen (équation [IV.7]). Aux fréquences supérieures à 1-2Hz, les incertitudes approchent le dixième de pourcent.

IV.4.2 Séries temporelles

Pour chaque paire de stations et chaque période, on dispose de 4 séries temporelles qui décrivent l'évolution dans le temps des mesures d'étirement et de cohérence des codas causale et acausale. Les mesures causales et acausales sont moyennées pour réduire l'influence des erreurs d'horloge potentielles sur les valeurs d'étirement (partie IV.2.3.3.a). Dans cette section, on s'intéresse aux variations (médiane et écart type) des mesures d'étirement et de cohérence de la coda vues par un ensemble de paires de stations. Selon, la période et le réseau utilisé, on observe différents comportements :

- A 5s de période, on distingue une variation annuelle nette des coefficients d'étirement (ϵ) avec une dilatation de la coda pendant l'hiver. L'étirement relatif entre l'été et l'hiver atteint 1%. Ce cycle annuel apparaît très nettement sur le réseau de Soultz-sous-Forêts pour lequel on dispose des enregistrements

continus du bruit entre fin 2009 et fin 2014 (figure IV.8). En revanche, on ne l’observe pas aux périodes plus courtes que 5s. Dans certaines études, une périodicité annuelle de l’étirement des fonctions de corrélation a également été observée et interprétée comme une variation saisonnière du milieu de vitesse (e.g. Meier et al., 2010). mais cette périodicité peut aussi être causée par la variation saisonnière du contenu fréquentiel du bruit de fond (Zhan et al., 2013).

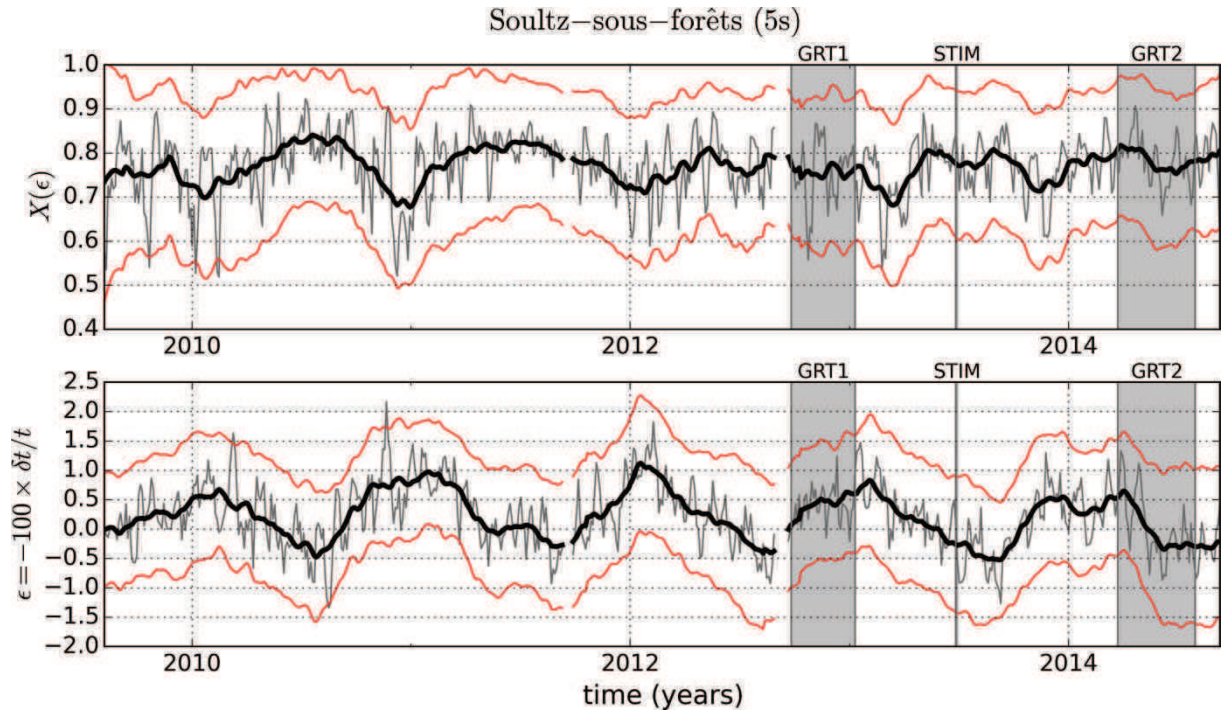


Figure IV.8 : Evolution temporelle de la coda des corrélations du réseau de Soultz-sous-Forêts à 5s de période sur une fenêtre glissante de largeur 10 jours avançant par pas de 3 jours. Les courbes grises correspondent à la cohérence médiane (partie supérieure) et à l’étirement médian (partie inférieure) de la coda des corrélations. Les courbes noires sont les versions lissées sur deux mois des courbes grises. Les courbes rouges donnent l’écart type des séries temporelles. Les indications GRT1 et GRT2 correspondent au forage des puits du site de Rittershoffen et STIM indique la date de la stimulation du puits GRT1. A cette période, aucune sélection du bruit selon l’heure de la journée n’a été effectuée.

- Entre 1s et 4s de période, les variations du coefficient d’étirement médian sont inférieures aux incertitudes sur les mesures (figure IV.9). A 3s de période, une chute significative de la cohérence médiane de l’ordre de 20% se produit une 20^{aine} de jours (± 10 jours) après les opérations de stimulation du puits GRT1 (figure IV.9, flèche noire). Cette décohérence des fonctions de corrélation n’est pas liée à une interruption temporaire des enregistrements, et elle est observée sur l’ensemble des paires de stations des réseaux de Soultz-sous-Forêts et Rittershoffen. Ces deux réseaux ayant des dispositifs de synchronisation indépendants, il est peu probable que ce signal soit lié à une erreur de temps. Aucune décohérence des fonctions de corrélation n’est observée à la suite des forages des puits GRT1 et GRT2. Dans un autre contexte, Obermann et al. (2015)

observent un signal similaire (i.e. une décohérence de la coda sans étirement significatif) sur le site de Saint Gall (Suisse). Les auteurs proposent que la chute de cohérence soit associée au test d'injection et aux stimulations chimiques menés sur ce site au cours du mois de juillet 2013

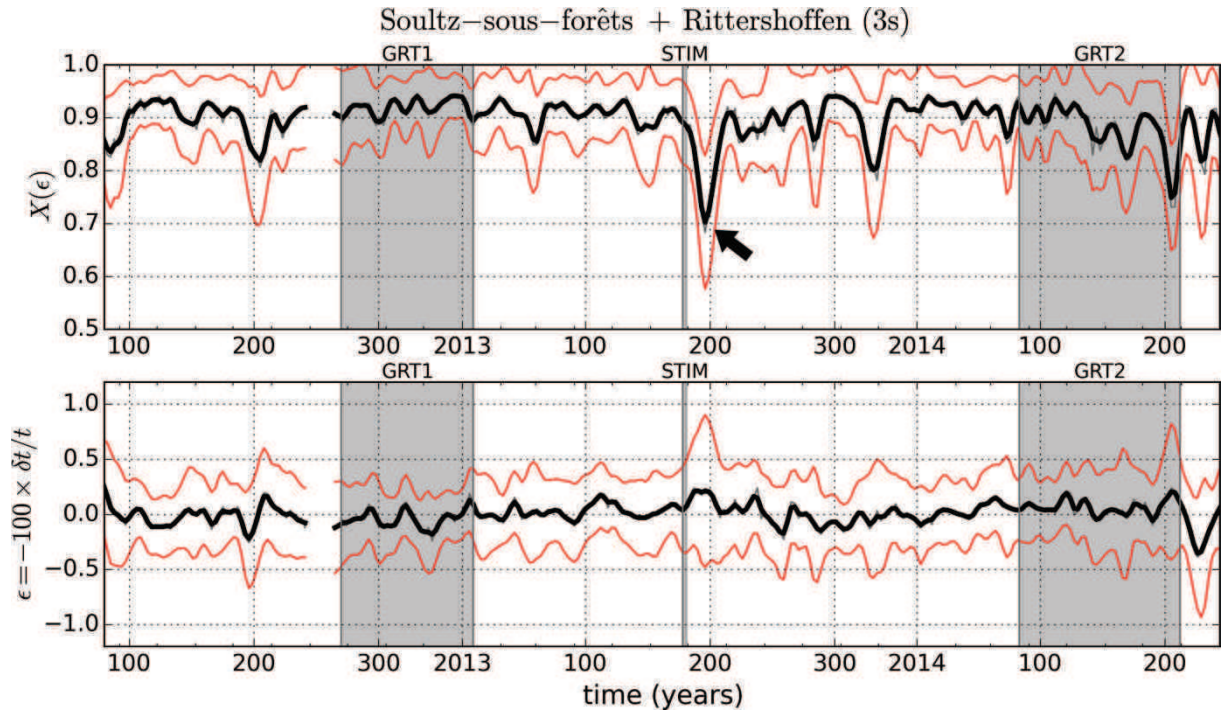


Figure IV.9 : Cohérence et étirement médians de la coda des corrélations vues par les paires de stations des réseaux permanents de Soutz-sous-Forêts et Rittershoffen à 3s de période. Les séries temporelles médianes sont lissées sur 7 jours consécutifs. A cette période, aucune sélection du bruit selon l'heure de la journée n'a été effectuée.

- Autour de 1s de période, la coda se stabilise par intermittence (figure IV.10, partie supérieure). Ces périodes de stabilisation de la coda ont une durée variant de 10 à 100 jours consécutifs et s'observent sur l'ensemble des paires de stations (bien qu'elles soient plus nettes sur le réseau de Rittershoffen). Elles correspondent aux augmentations transitoires du niveau de bruit décrites dans le chapitre II (figures II.9 et II.13). Conformément aux prédictions théoriques de Weaver et al., 2011 (équation [IV.6]), on note que la décohérence épisodique de la forme d'onde se traduit par une augmentation de l'incertitude sur les mesures d'étirement : cette incertitude est d'environ 0.05% pendant les périodes stables (figure IV.10, flèches vertes), et d'environ 0.4% pendant les périodes instables (figure IV.10, flèches rouges).

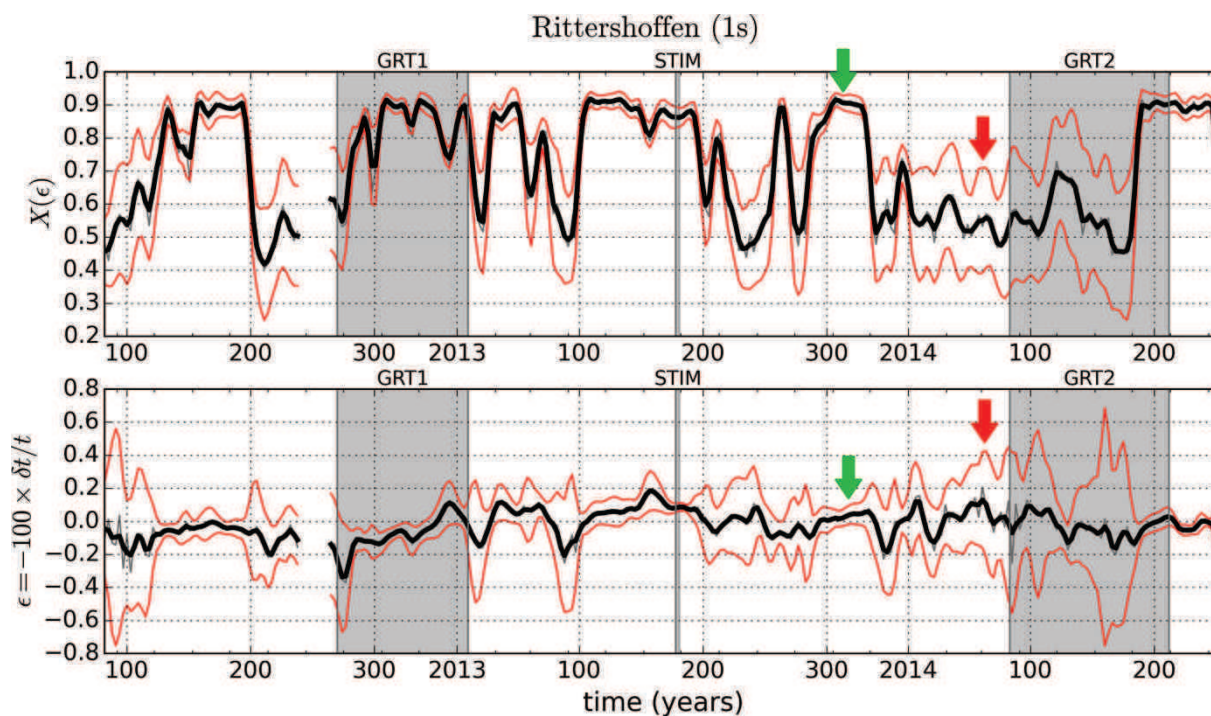


Figure IV.10 : Cohérence et étirement médians de la coda des corrélations vues par les paires de stations du réseau permanent de Rittershoffen à 1s de période. Les séries temporelles médianes sont lissées sur 7 jours consécutifs. A cette période, aucune sélection du bruit selon l'heure de la journée n'a été effectuée.

- Entre 0.25s et 0.5s (2 à 4Hz), aucune variation significative de la cohérence et aucun étirement significatif des signaux n'a été observé (figure IV.11).

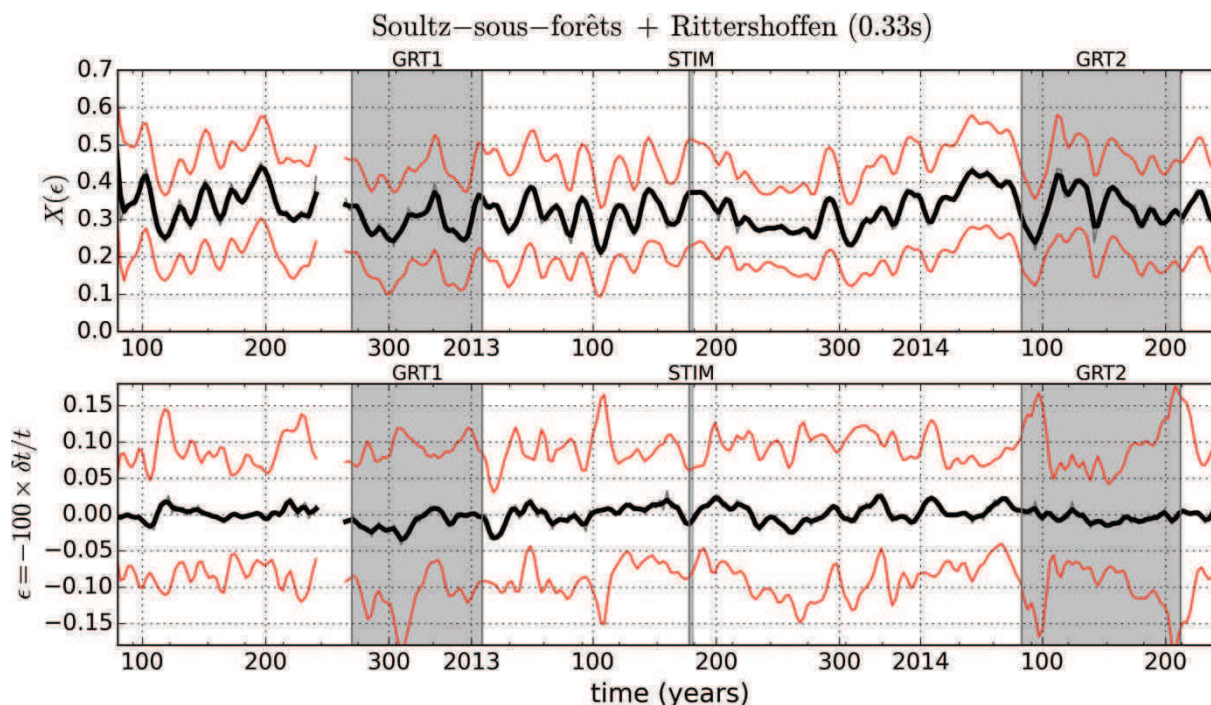


Figure IV.11 : Cohérence et étirement médians de la coda des corrélations vues par les paires de stations des réseaux permanents de Soutz-sous-Forêts et Rittershoffen à 0.33s de période (3Hz). Les séries temporelles médianes sont lissées sur 7 jours consécutifs. A cette période, seuls le bruit nocturne (de 23h à 4h local) est utilisé.

- Au voisinage de 0.2s (5Hz), plusieurs modifications significatives des fonctions de corrélations sont visibles sur la plupart des paires de stations :

Premièrement, l'étirement médian dérive linéairement dans le temps dans le sens d'une dilatation lente des formes d'onde. La pente de cette dérive, qui débute avant le forage du puits GRT1, est d'environ 0.13% par an (figure IV.12) et varie légèrement selon la paire de stations considérée (non représenté).

Deuxièmement, les deux diminutions brutales du coefficient d'étirement médian sont concomitantes avec les opérations de forages des puits GRT1 et GRT2 (figure IV.12, flèches rouge et bleue). Ces sauts sont significatifs et correspondent à une compression temporelle rapide de la coda. Ils indiqueraient une augmentation brutale de la vitesse du milieu de +0.2% et +0.1% respectivement. Le premier saut apparaît nettement sur la quasi-totalité des paires de stations. Le second saut n'est pas vu par toutes les paires de stations ce qui induit une augmentation de la barre d'erreur sur les mesures d'étirement (figure IV.12, doubles flèches vertes).

Troisièmement, une forte décohérence du signal a lieu après les opérations de stimulation du puits GRT1 (figure IV.12, flèche jaune). Cette décohérence des fonctions de corrélation n'est pas associée à un étirement de la coda mais elle induit une augmentation temporaire de l'incertitude sur la valeur d'étirement.

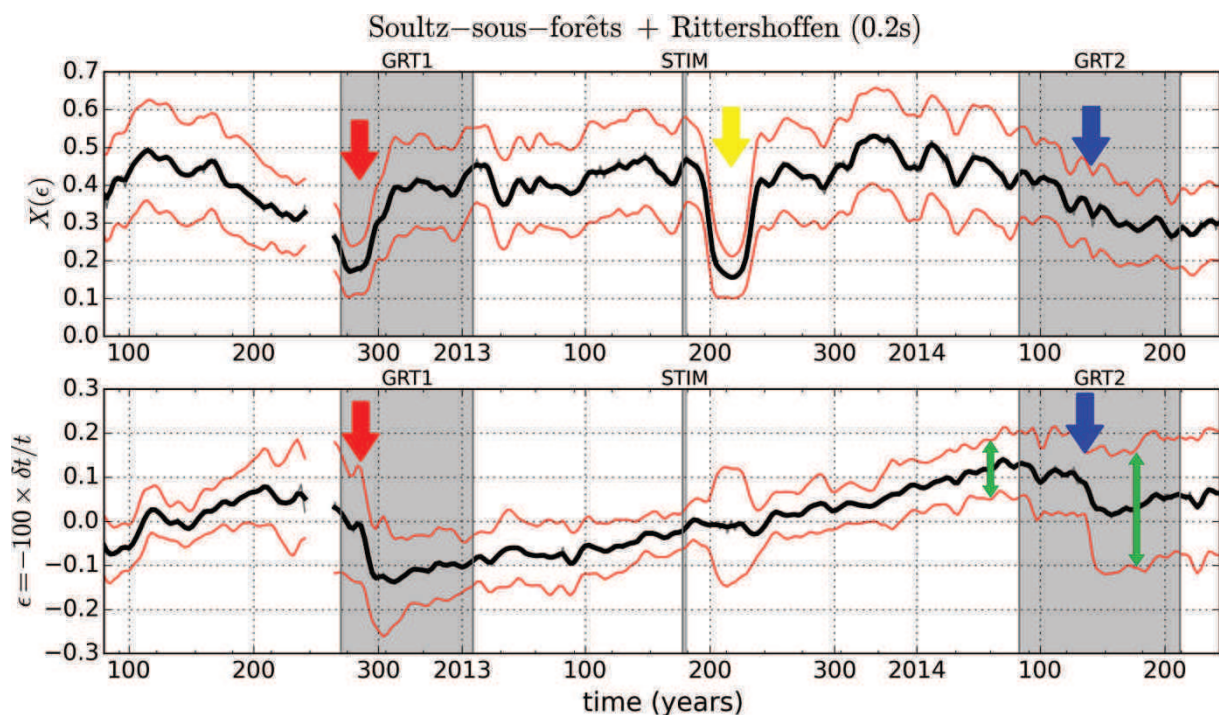


Figure IV.12 : Cohérence et étirement médians de la coda des corrélations vues par les paires de stations des réseaux permanents de Soultz-sous-Forêts et Rittershoffen à 0.208s de période (4.8Hz). Les séries temporelles médianes sont lissées sur 7 jours consécutifs. A cette période, seuls le bruit nocturne (de 23h à 4h local) est utilisé. Les flèches rouges et bleues indiquent une compression des codas des fonctions de corrélation associée à une décohérence des formes d'onde. La flèche jaune indique une décohérence notable de la forme d'onde qui

n'est pas associée à un étirement de la coda. Les flèches vertes mettent en évidence une augmentation de l'incertitude sur les mesures d'étirement.

IV.4.3 Discussion

Les séries temporelles donnant l'étirement et la décohérence des fonctions de corrélation au cours du temps dépendent fortement de la fréquence. On pourrait interpréter cela par le fait que les différentes périodes du signal ne sont pas sensibles aux mêmes échelles de distance. Cependant, plusieurs changements dans la cohérence et l'étirement de signaux sont corrélés avec les variations temporelles du bruit de fond :

A 5s de période, l'oscillation annuelle du coefficient d'étirement est significative (0.5% à 1%, figure IV.8) et pourrait être interprétée comme la conséquence d'une évolution saisonnière du sous-sol causée, par exemple, par les précipitations (e.g. Sens-Schönfelder et Wegler, 2006; Meier et al., 2010). Cependant, ces variations annuelles n'apparaissent pas du tout en dessous de 4s de période (au-delà de 0.25Hz). De plus, elles sont corrélées avec l'augmentation annuelle de l'amplitude du bruit à 5s (partie II.2, figure 2, p49). Il est probable que cette évolution cyclique des mesures d'étirement soit une conséquence de ces changements du contenu fréquentiel du bruit et qu'elle ne soit pas liée à un changement du milieu (Zhan et al., 2013).

Les instabilités de la coda des corrélations observées à 1s (figure IV.10) sont corrélées aux augmentations épisodiques du niveau de bruit (événements dits transitoires, partie II.3.2.1.a). Ceci indique qu'à 1s, les mesures de cohérence sont très probablement dominées par la variabilité temporelle des sources de bruit. On ne peut donc pas attribuer les changements observés à cette période à une variation du milieu. Par contre, il s'avère que les signaux transitoires à 1s stabilisent nettement la coda et réduisent l'incertitude sur les mesures d'étirement. Quelle que soit leur origine, on peut supposer que ces signaux aideront à identifier d'éventuelles variations à long terme de la vitesse du milieu si celles-ci dépassent la valeur seuil de 0.05%.

Les variations soudaines de la coda des fonctions de corrélation observées à 0.2s de période (figure IV.12) coïncident avec les opérations de forage et de stimulation menées sur la plate-forme de Rittershoffen. Au premier abord, on pourrait croire que ces changements sont liés à des modifications du sous-sol causées par les opérations de forage, ou par les stimulations du puits GRT1. Cependant, on interprète ces changements comme la conséquence d'une instabilité des sources de bruit indépendante des opérations géothermiques.

La figure IV.13 est une comparaison entre, d'une part, le module médian des spectres des corrélogrammes autour de 0.2s (figure IV.13.a), et d'autre part les mesures d'étirement (figure IV.13 b et c) et de cohérence (figure IV.13.d) obtenus sur la paire de station RITT-BETS qui sont représentatives de ce que l'on observe sur la quasi-totalité des paires de stations. Le spectre médian des corrélations montre une série de raies spectrales dont la fréquence varie dans le temps (figure IV.13.a). Ces raies sont la

conséquence directe de raies spectrales contenues dans le bruit de fond (figure II.12). Les sauts de vitesse apparents observés à la suite des forages des puits GRT1 et GRT2 (figure IV.13, flèches rouges et bleues) et la décohérence de la coda qui suit la stimulation du puits GRT1 (figure IV.13, flèches jaunes) coïncident avec des changements du contenu spectral du bruit. Il s'agit donc d'artéfacts. Ces observations sont en accord avec les travaux de Zhan et al. (2013) et confirment la nécessité d'étudier les propriétés du bruit de fond avant d'interpréter les mesures d'étirement des fonctions de corrélation.

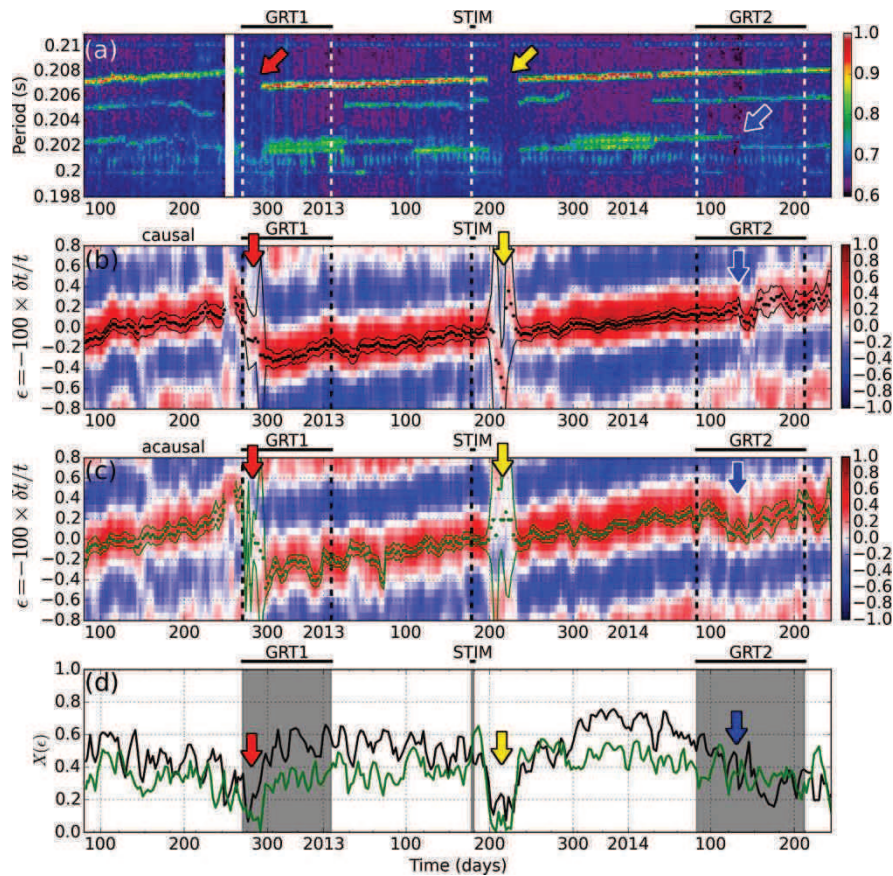


Figure IV.13 : Comparaison entre le contenu spectral des fonctions de corrélation et les mesures d'étirement de la coda de la fonction de corrélation RITT-BETS. Les fonctions de corrélation sont moyennées sur une fenêtre de 10 jours avançant par pas de 3 jours. Le signal est filtré au voisinage de la fréquence 4.8Hz selon un filtre Gaussien. La coda est définie par l'intervalle 10s – 30s après la date d'arrivée du groupe du mode fondamental de l'onde de Rayleigh. Les codas causale et acausale de référence sont obtenues en moyennant les fonctions de corrélation sur toute la période mars 2012 – septembre 2014. (a) Spectre médian de l'ensemble des fonctions de corrélation au voisinage de la période 0.207s (4.8Hz). L'échelle de couleur correspond à l'amplitude du spectre médian exprimé en unités arbitraires. (b et c) mesure d'étirement de la coda causale et acausale. L'échelle de couleur donne l'amplitude de la fonction de corrélation en étirement $X(\epsilon)$. Les points noirs et verts correspondent à l'évolution temporelle du coefficient d'étirement ϵ , les lignes noires et vertes correspondent aux incertitudes sur les mesures d'étirement prédites par la formule de Weaver et al. (2011). (d) Evolution du coefficient de corrélation maximal entre la coda de référence et la coda courante pour les parties causale (courbe noire) et acausale (courbe verte). Les lignes verticales pointillées indiquent les forages de puits GRT1 et GRT2 et les stimulations chimique et hydraulique du puits GRT1 (notées STIM).

Dans le chapitre II, j'ai montré que le blanchiment spectral, tel qu'il est appliqué ici, ne suffit pas à effacer complètement la variation temporelle du spectre des sources de bruit cohérentes spatialement (partie II.3.2.2.b). A l'avenir, on pourrait adapter les procédures de prétraitement du bruit pour stabiliser d'avantage les spectres des fonctions de corrélation.

A 3s de période, aucune modification notable du bruit de fond et aucune erreur instrumentale connue ne peut expliquer la décohérence rapide des fonctions de corrélation observées à la suite des opérations de stimulation du puits GRT1 (figure IV.9, flèche noire). Il est probable que cet effet soit une conséquence d'une modification temporaire du milieu causée par les injections.

IV.5 Conclusion

Ce chapitre se focalise sur l'évolution temporelle des fonctions de corrélation dans le but d'identifier d'éventuelles perturbations du milieu causées par les activités géothermiques. Les mesures d'étirement et de décohérence de la coda des fonctions de corrélation sont effectuées sur l'ensemble des paires de stations permanentes disponibles dans la région de Soultz-sous-Forêts et Rittershoffen et pour plusieurs périodes de la gamme 0.2s – 5s.

Une problématique majeure de la méthode de suivi temporel du milieu par corrélation de bruit consiste à distinguer les modifications des fonctions de corrélation qui sont causées par une perturbation réelle du milieu de celles qui sont causées par une instabilité temporelle des sources de bruit. Dans ce contexte, la connaissance des incertitudes sur les mesures d'étirements et de décohérence des signaux est importante.

Les incertitudes sur les mesures d'étirement ont été estimées par différentes approches : (1) à partir des travaux théoriques de Weaver et al. (2011) et (2) à partir des fluctuations statistiques des mesures d'étirements obtenues sur une période de temps durant laquelle le milieu est supposé invariant. Ces deux approches fournissent des incertitudes comparables. Entre 1 et 5s (1Hz et 0.2Hz), ces incertitudes sont comprises entre 0.1 et 1%. En dessous de 1s, les incertitudes sur les valeurs d'étirement sont inférieures au dixième de pourcent.

Aux vues de ces incertitudes, je conclus que les étirements des fonctions de corrélation observés entre 0.25s et 4s (0.25Hz et 4Hz) ne sont pas significatifs. Pour être détectés par les paires de stations individuelles, on estime que les variations relatives de vitesse doivent atteindre au moins 0.1% à 0.25s et au moins 1% à 4s.

Au contraire, aux périodes 5s (0.2Hz) et 0.207s (4.8Hz), on observe des étirements significatifs de la coda mais ces changements sont interprétés comme des artéfacts causés par la variation temporelle du contenu spectral du bruit ambiant (Zhan et al., 2013). Notamment, à 0.207s, l'évolution temporelle des raies spectrales identifiées dans le bruit de fond est la cause d'un étirement significatif des fonctions de corrélation.

Du point de vue de la décohérence des formes d'onde, on observe une perte temporaire de cohérence à 3s de période à la suite de la stimulation du puits GRT1. Cet effet pourrait être la conséquence d'un changement temporaire du caractère diffractant du milieu causé par l'injection de volumes d'eau importants. A 1s de période, la cohérence des formes d'onde varie de façon épisodique (événements transitoires). Ces événements interdisent le suivi continu du milieu. Cependant, ils semblent très similaires entre eux et pourraient permettre un suivi (discontinu) des changements du milieu à long terme.

Il apparaît que dans cette région et pour cette gamme de période, le prétraitement du bruit de fond joue un rôle fondamental dans la qualité des résultats. Bien que les méthodes usuelles de normalisation spectrale et temporelle du bruit de fond aident à la stabilisation temporelle des fonctions de corrélation, on constate que ces traitements sont insuffisants et les variations temporelles du bruit ambiant ont un impact significatif sur la stabilité des fonctions de corrélation. A l'avenir, d'autres méthodes de sélection et de prétraitement du bruit (par exemple d'autres méthodes de blanchiment des spectres) pourront être élaborées pour réduire l'influence des sources de bruit instables dans le temps sur les fonctions de corrélation.

Chapitre V Vers l'utilisation de réseaux denses : l'expérience EstOf

Dans les chapitres précédents nous avons vu que l'imagerie par corrélation de bruit requiert une densité de capteurs importante. D'abord, la résolution latérale des images obtenues est directement liée à cette densité spatiale. Ensuite, la densité et l'extension latérale du réseau doivent être suffisantes pour permettre l'étude des ondes de surface. Pour ces ondes, on doit souvent rejeter les paires de stations séparées d'une distance trop courtes par rapport à la longueur d'onde ce qui réduit la résolution des images à longue période et donc en profondeur. Cette contrainte est une limite importante pour l'imagerie par corrélation de bruit sur les réseaux locaux et peu denses (figure III.4). Enfin, la détermination du caractère non-uniforme du bruit ambiant, requiert une bonne couverture spatiale et azimutale du réseau pour exploiter les fonctions de corrélation des paires de stations les plus courtes (chapitre III, partie III.3).

Dans la littérature, on trouve de nombreuses applications de la méthode de corrélation de bruit sur les réseaux denses tels que USarray (e.g. Shapiro et al., 2005; Lin et al., 2009; Ritzwoller et al., 2011; Boué et al., 2014) et très denses : comme les réseaux de Long-Beach (Lin et al., 2013a; Nakata et al., 2015) ou Valhall (de Ridder et Dellinger, 2011; de Ridder, 2012; Mordret et al., 2013a; 2013b; 2014) où plusieurs milliers de capteurs ont été installés sur des surfaces de l'ordre d'une centaine de km². Initialement, le déploiement de tels réseaux était réservé à l'industrie pétrolière. Depuis peu, et grâce à l'émergence d'une instrumentation dédiée, ce type de réseau est utilisable dans le domaine académique (Hand, 2014). L'intérêt de ces réseaux est qu'ils fournissent une connaissance de la propagation des champs d'ondes avec une très haute résolution spatiale ce qui permet par exemple l'application des méthodes d'imagerie basées sur l'équation eikonale (Lin et al., 2009; Ritzwoller et al., 2011). Ils permettent également l'application des méthodes de traitement d'antenne en analysant les données par sous-réseaux (méthode de double formation de voies ; Krüger et al., 1993; Rost et Thomas, 2002; Boué et al., 2013) ce qui améliore la reconstruction de la fonction de Green et permet une analyse détaillée des ondes qui émergent des fonctions de corrélation (Boué et al., 2014).

V.1 Présentation du projet EstOf

Le projet EstOf (Expérience sismologique temporaire dans l'Outre-Forêt) financé par le LabEx et porté par J. Vergne de l'EOST a permis d'installer un réseau dense temporaire dans la région de l'Outre-Forêts. Le matériel a été loué pour une durée de un mois à la suite de l'expérience menée à la Réunion par les équipes de Grenoble (projet VolcArray) ce qui a permis un partage des coûts de transport du matériel.

Ce projet a été conçu d'une part, pour l'imagerie par corrélation de bruit d'une vaste zone centrée sur les sites de Rittershoffen et Soultz-sous-Forêts (figure V.1) et d'autre part, pour suivre la micro-sismicité induite par la stimulation du second puits foré à Rittershoffen entre mars et juillet 2014 (puits GRT2). Compte tenu des excellents débits observés sur ce puits, cette opération de stimulation n'a pas été nécessaire.

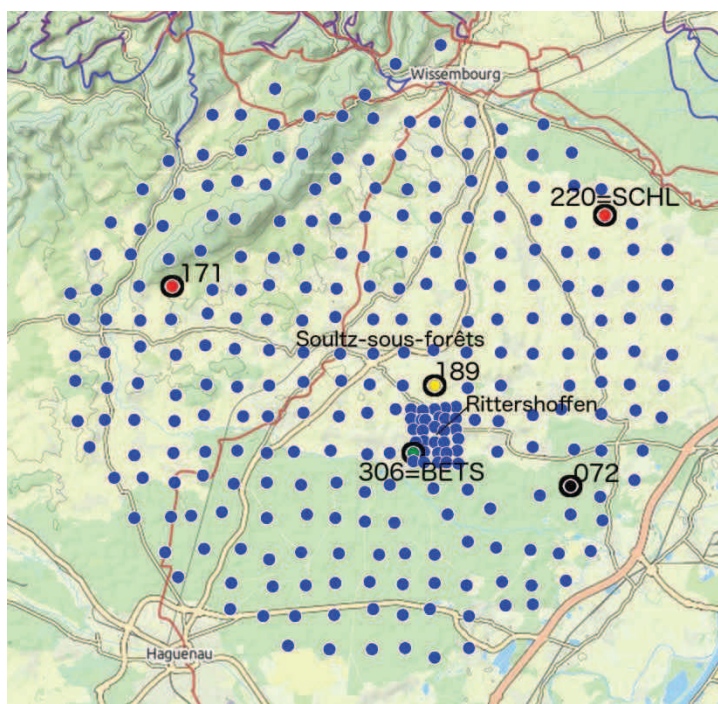


Figure V.1 : Carte montrant le réseau EstOf (labex-geothermie.unistra.fr), ©Open Street Map contributors. Les stations 306 et 220 ont été installées sur les mêmes sites que les stations BETS du réseau RT et SCHL du réseau Broad-Band (figure I.14)

Les 288 stations ont été installées sur une grille comprenant deux parties : la première étant constituée de 260 capteurs disposés avec un espacement de 1.5km sur une surface d'environ 400km². 28 capteurs supplémentaires ont été installés avec un espacement de 400m autour de la plateforme de Rittershoffen (figure V.1).

Les stations sismologiques utilisées sont du type Zland[®], produites par la compagnie Fairfield Nodal et initialement conçues pour l'industrie pétrolière. Ces capteurs miniaturisés (ou nodes) se composent d'un vélocimètre à une composante verticale (fréquence de coupure à 10Hz), d'un numériseur 24 bits ayant une capacité de stockage de 2Gb et dont le pas d'échantillonnage a été fixé à 250Hz, et d'un système GPS pour la synchronisation temporelle des signaux. Les stations sont équipées d'une batterie Lithium-Ion dont l'autonomie est d'environ 20 jours. Elles sont relativement simples à installer et ont pu être enterrées en bord de chemin ce qui a permis un déploiement du réseau en seulement 2 jours par les 7 équipes de l'EOST, ES-G et du GEIE-EMC. La durée d'acquisition a été fixée à 1 mois, ce qui impliquait un remplacement des capteurs à partir de 15 jours d'acquisition pour recharger les batteries et récupérer les données. Le volume total de données acquises pendant cette

période représente un espace disque d'environ 1.5Tb et le pourcentage de données récupérées avoisine les 99%.

Dans ce chapitre, on présente quelques résultats préliminaires obtenus à partir du réseau EstOf. Premièrement, ce jeu de données permet de tester la portabilité des outils de traitements développés dans cette thèse à des gros volumes de données (traitements par bases de données ; parallélisation des traitements). Deuxièmement, il permet de valider les procédures de prétraitement appliquées aux enregistrements continus du bruit. Enfin, il permet de confirmer les observations et les acquis de ce travail concernant la connaissance du bruit ambiant et son utilisation pour l'imagerie.

V.2 Données et fonctions de corrélation

V.2.1 Sensibilité au pic micro-sismique secondaire

Les capteurs du réseau EstOf étant initialement conçus pour des applications haute fréquence (sismique active, Hand, 2014), leur sensibilité aux périodes de 1 à quelques secondes est limitée. La figure V.2 (tiré de Le Chenadec, 2015) représente le spectre de bruit en accélération mesuré par le capteur 189 (figure V.1) sous forme d'une fonction densité de probabilité (figure V.2, échelle de couleur). La courbe rouge représente le niveau de bruit instrumental théorique de ces capteurs.

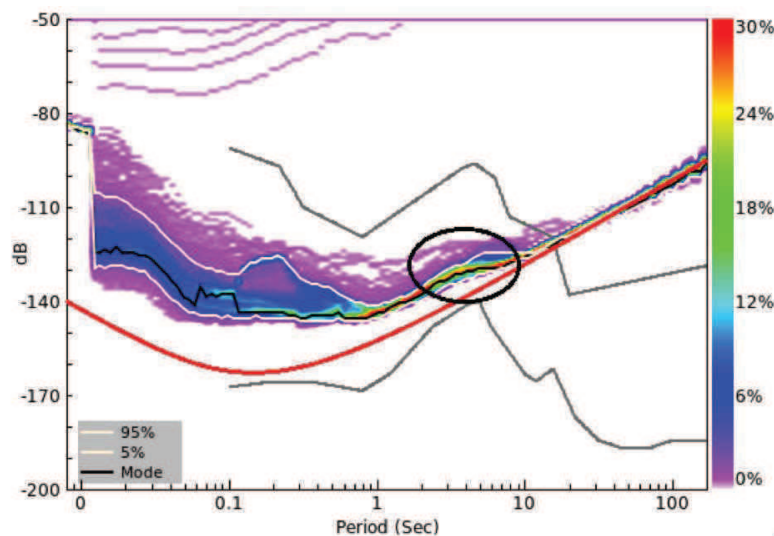


Figure V.2 : Densité de probabilité de la densité spectrale de puissance du bruit de fond enregistré par le capteur 189 du réseau EstOf. Les courbes grisées représentent les modèles de bruit extrêmes d'après Peterson et al. (1993). La courbe rouge représente le niveau de bruit minimal détectable par le capteur. L'échelle de couleur correspond à la probabilité que le niveau de bruit (accélération du sol, exprimée en décibels) atteigne une amplitude donnée à une période donnée. La courbe noire épaisse représente le mode de la fonction densité de probabilité à chaque période, et les courbes blanches représentent les percentiles à 5 et 95%. Entre 1 et 7s, le niveau de bruit du pic micro-sismique secondaire dépasse le seuil de sensibilité du capteur (cercle noir). Tiré de Le Chenadec (2015).

A 5s de période, le bruit est dominé par le pic micro-sismique secondaire dont l'amplitude dépasse le seuil de détection des capteurs de quelques décibels (figure V.2,

cercles noirs). Ce résultat est représentatif de l'ensemble des capteurs du réseau. Il suggère que l'utilisation de ces capteurs pour l'enregistrement du bruit jusqu'à 5-7s peut être limitée dans certaines régions ou durant certaines périodes de l'année pendant lesquelles le niveau de bruit micro-sismique est faible.

V.2.2 Propagation du bruit de fond micro-sismique

Grâce à la forte densité de capteurs, on peut analyser la propagation spatiale du bruit de fond sismologique associée au pic micro-sismique secondaire. La figure V.3 représente le bruit de fond enregistré par ce réseau aux périodes supérieures à 2s. La figure V.3.a représente les sismogrammes obtenus pour chaque capteur. Les traces sont triées en fonction de leur distance par rapport à la ride médio-Atlantique (à l'ouest du réseau) et normalisées par leur écart type.

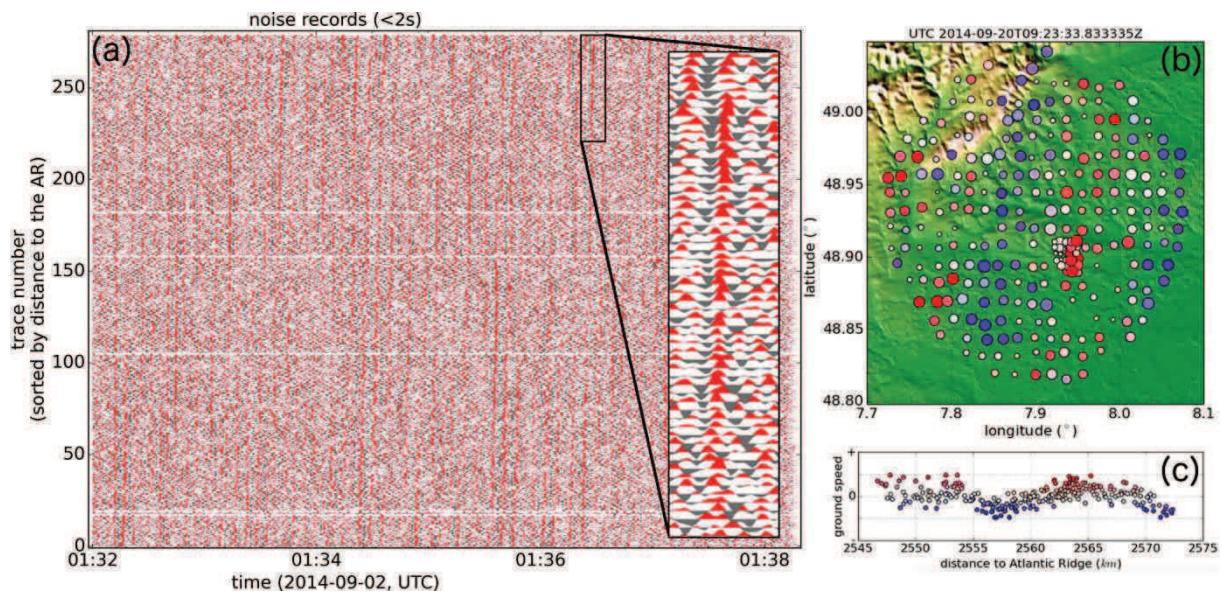


Figure V.3 : Observation du bruit de fond sismologique par le réseau EstOf au-delà de 2s de période. (a) traces sismologiques obtenues par les capteurs du réseau le 2 septembre 2014. Les traces sont filtrées à l'aide d'un filtre passe-bas de fréquence coin 0.5Hz, normalisées par leur écart type et triées en fonction de la distance du capteur à la dorsale médio-Atlantique (à l'ouest). On distingue des arrivées cohérentes très répétitives (encadré). (b) représentation spatiale du bruit de fond enregistré le 20 septembre 2014 et traversant le réseau dans la direction ENE-OSO. La taille des points et la couleur correspondent à l'amplitude de la vitesse du sol (le rouge correspond à une amplitude positive et le bleu à une amplitude négative). (c) représentation du champ d'onde de la figure (b) à une dimension. L'axe des abscisses représente la distance à la ride médio-Atlantique en km.

Ce tri des traces permet d'identifier des alignements de phase très répétitifs que l'on interprète comme l'effet du pic micro-sismique secondaire. Les graphes V.3.b et V.3.c montrent le champ d'onde qui constitue le bruit ambiant dans la même gamme de période et à un temps fixé. On remarque que le bruit ambiant s'apparente à un plan d'onde traversant le réseau d'ouest en est et apportant la plupart de l'information dont nous disposons pour l'imagerie des structures au-delà de 1s de période. Ce résultat est

en accord avec la direction prépondérante du bruit micro-sismique entre 2 et 5s estimée à 290°N grâce aux réseaux « permanents et temporaires »¹ de la région (figure III.22).

V.2.3 Emergence et stabilisation temporelle des fonction de Green

L'exploitation du bruit de fond sismologique nécessite une durée d'acquisition minimale pour permettre à la fonction de corrélation de se stabiliser temporellement. Cette durée varie selon la nature du bruit et le caractère diffusant du milieu à différentes périodes (Colombi et al., 2014). Les méthodes de prétraitement utilisées peuvent aussi influencer la qualité et la vitesse de convergence de la fonction de corrélation vers la fonction de Green (e.g. Bensen et al., 2007; Groos et al., 2012).

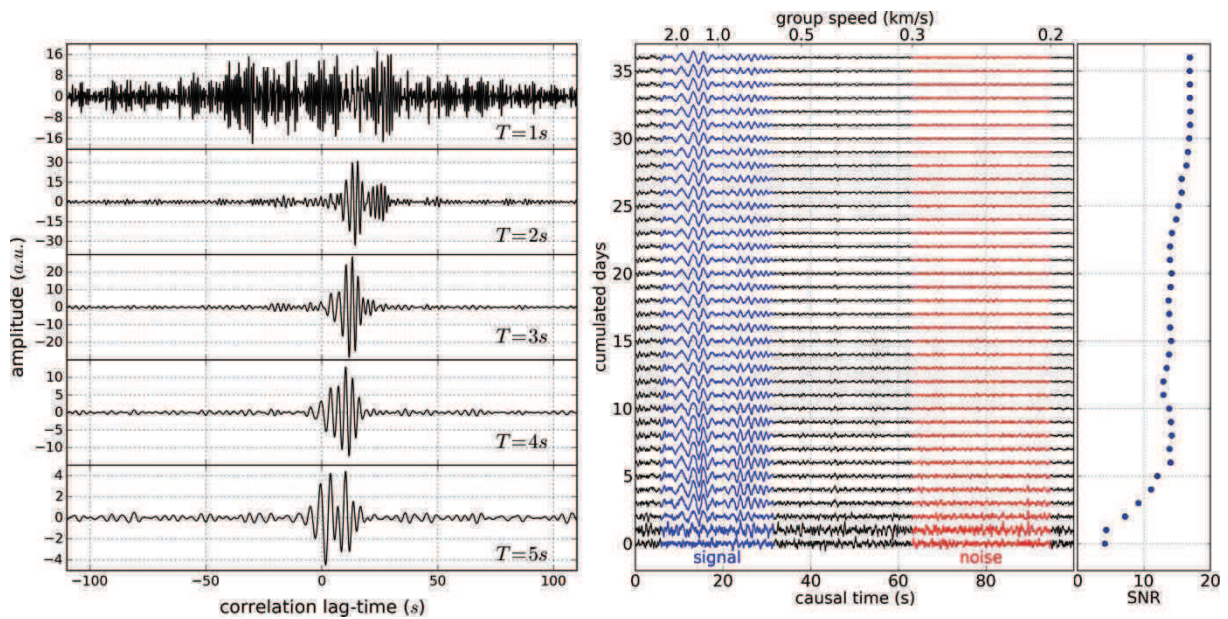


Figure V.4 : (gauche) émergence de la fonction de Green dans la fonction de corrélation de 1 à 5s de période pour la paire de capteurs 072-171 du réseau EstOf orientée dans l'axe dominant du bruit ambiant (296.76°) et séparée d'une distance de 18.94km. Les amplitudes sont exprimées en unités arbitraires. T désigne la période. (droite) Evolution de la partie causale du corrélogramme entre 1s et 5s de période en fonction du nombre de jours de bruit utilisés (axe vertical). La partie bleue de la trace (comprise entre les vitesses de groupe 0.6km/s et 3.3km/s) correspond à la fenêtre de signal, la partie rouge (0.2 à 0.3km/s) correspond à la fenêtre de bruit. Le rapport signal-sur-bruit est défini par le maximum de l'enveloppe sur la fenêtre de signal divisé par la moyenne quadratique de la fonction de corrélation dans la fenêtre de bruit (Bensen et al., 2007). Son évolution est représentée sur la partie la plus à droite de la figure (points bleus).

La figure V.4 représente la fonction de corrélation obtenue pour la paire de capteurs 072-171 orientée selon l'azimut 296.76° (correspondant à l'axe de bruit dominant) et séparée d'une distance de 18.94km (figure V.1). Pour plusieurs périodes entre 2 et 5s, on remarque que la fonction de Green émerge significativement sur la partie causale du corrélogramme (figure V.4 gauche). De même que pour les stations permanentes et temporaires de la région, la partie acausale est caractérisée par des amplitudes plus faibles. De plus, le rapport signal-sur-bruit chute brutalement au

¹ On rappelle que dans l'ensemble de cette thèse la dénomination « réseaux permanents et temporaires » fait référence aux réseaux RT, SZ, Broad-Band et KIT1 et n'inclut pas le réseau EstOF.

voisinage de la période 1s (figure V.4 gauche, $T = 1s$). La partie droite de la figure V.4 représente l'évolution de la partie causale du corrélogramme filtré entre 1 et 5s en fonction de la durée de bruit utilisée (exprimée en jours sur l'axe vertical). D'après Bensen et al., (2007), on estime le rapport signal-sur-bruit par l'amplitude maximale de l'enveloppe de la fonction de corrélation dans une fenêtre dite de « signal », incluant les arrivées directes des ondes de Rayleigh (figure V.4.droite, fenêtre bleue), divisée par la moyenne quadratique du corrélogramme dans une fenêtre dite de « bruit » (partie tardive du corrélogramme, figure V.4.droite, fenêtre rouge). Dans le cas de la paire 072-171, la fonction de corrélation se stabilise après environ 6 jours d'enregistrement et évolue faiblement au-delà de cette limite (figure V.4.droite, points bleus).

Cet exemple montre que la durée d'acquisition de 1 mois et les méthodes choisies pour le traitement du bruit de fond permettent l'émergence et à la stabilisation temporelle d'une version approchée de la fonction de Green entre 1 et 5s de période.

V.3 Résultats préliminaires

Les fonctions de corrélation sont calculées pour l'ensemble des paires de capteurs disponibles. Les mêmes procédures de traitements que pour les réseaux permanents et temporaires sont appliquées aux signaux (chapitre II), à savoir : sous-échantillonnage à 50Hz, déconvolution, blanchiment spectral par uniformisation du module du spectre à chaque heure de signal, filtrage en domaine de Fourier entre 0.1 et 10s de période et digitalisation 1 bit du signal temporel (méthode WHONEB, tableau II.5). Les enregistrements de bruit sont subdivisés par intervalles d'une heure sans recouvrement temporel, soit 221 329 séquences horaires. Après corrélation, on obtient un corrélogramme pour chaque heure de signal et pour chacune des 41 283 paires de capteurs disponibles; soit un total de 29 338 004 corrélogrammes horaires. Pour chaque paire de capteurs, on stocke la somme cumulée des corrélogrammes par jour ce qui permet de conserver un historique de la convergence de la fonction de corrélation vers la fonction de Green (voir par exemple la figure V.4.droite).

V.3.1 Interprétation des fonctions de corrélation

V.3.1.1 Sommation temporelle et sommation spatiale des fonctions de corrélation

V.3.1.1.a Sommation temporelle

Dans l'ensemble, les fonctions de corrélation obtenues sur les réseaux temporaires et permanents sont calculées sur de longues durées (de quelques mois à quelques années, figure I.15). Ces fonctions de corrélation ont généralement un bon rapport signal-sur-bruit. Dans le cas du réseau EstOf, on ne dispose que d'un mois de données. Bien que cette durée soit suffisante pour la stabilisation des fonctions de corrélation (figure V.4 gauche), on peut s'attendre à un rapport signal-sur-bruit plus faible.

Pour vérifier cette hypothèse, on utilise les paires de stations 220-306 du réseau EstOf, et SCHL-BETS des réseaux permanents et temporaires (figure V.1). Ces deux paires sont situées sur les mêmes sites (figure V.1). Pour la paire 220-306, on dispose d'un mois de signal continu, et pour la paire SCHL-BETS on dispose de 114 jours de signal continu (du 15 janvier 2014 au 5 septembre 2014). Les fonctions de corrélation obtenues par ces deux paires sont présentées sur la figure V.5.

Pour la paire de stations 220-306 (figure V.5, traces noires), on remarque une arrivée au temps 0 de la corrélation. Cette arrivée est interprétée comme un artéfact car elle correspondrait à une onde se propageant à une vitesse infinie entre les deux stations. A l'exception de cette arrivée, les fonctions de corrélation obtenues par les deux paires sont relativement semblables entre 2 et 5s de période et le rapport signal-sur-bruit est, dans l'ensemble, plus élevé pour la paire de stations SCHL-BETS que pour la paire 220-306 (excepté à 5s de période, ce qui est une conséquence possible de l'artéfact décrit ci-avant). On remarque que le contraste entre les rapports signal-sur-bruit obtenus pour les deux fonctions de corrélation est d'autant plus important lorsque la période diminue (d'un facteur 1.07 à 4s de période et d'un facteur 2 à 1s de période).

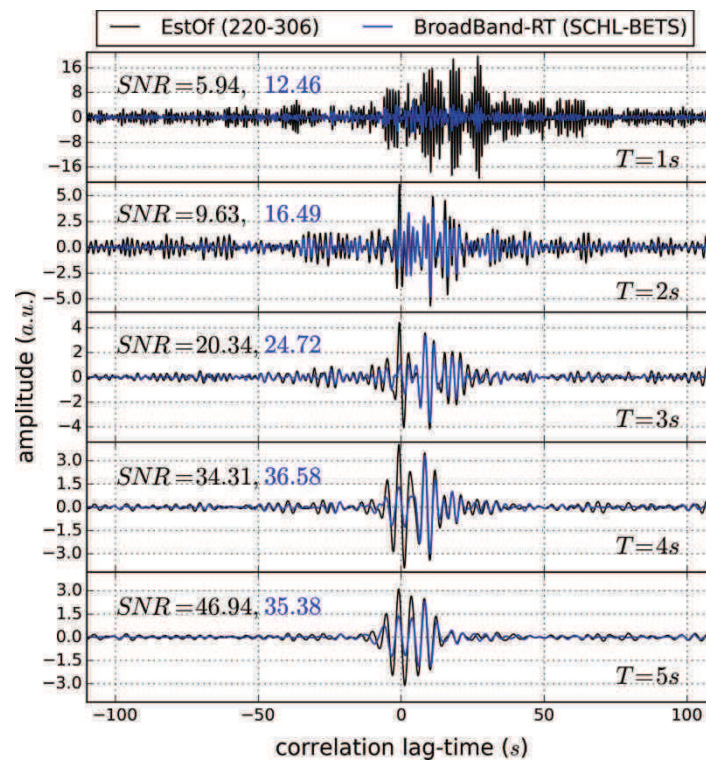


Figure V.5 : Comparaison à différentes périodes (1 à 5s) entre la fonction de corrélation obtenues par la paire de stations 220-306 du réseau de EstOf (calculée sur un mois de données, traces noires) et la paire SCHL-BETS des réseaux permanents et temporaires (calculée sur 114 jours de données, traces bleues). La station SCHL appartient au réseau temporaire Broad-Band et la station BETS appartient au réseau permanent RT. Ces deux paires de stations sont situées sur les mêmes sites (figure V.1). Les amplitudes sont exprimées en unités arbitraires. Pour chaque période, le rapport signal-sur-bruit de la partie causale est indiqué en noir

pour la paire 220-306 et en bleu pour la paire SCHL-BETS. Le rapport signal-sur-bruit est mesuré de la même manière que pour la figure V.4. T désigne la période.

Conformément aux attentes, le rapport signal-sur-bruit des fonctions de corrélation du réseau EstOf est, dans l'ensemble, plus faible que pour les stations des réseaux permanents et temporaires.

V.3.1.1.b Sommation spatiale

La figure V.6 est une comparaison entre les fonctions de corrélation obtenues pour les réseaux permanents et temporaires (629 paires de stations, figure V.6.a) et les fonctions de corrélation du réseau EstOf (41 283 paires de stations, figure V.6.b). On introduit une sommation spatiale des fonctions de corrélation en les regroupant et en les moyennant par gamme de distances similaires (avec un intervalle de 150m). Tous les azimuts sont confondus. Les fonctions de corrélation obtenues sont triées par distance et filtrées entre 0.5s et 2s (0.2 à 2Hz).

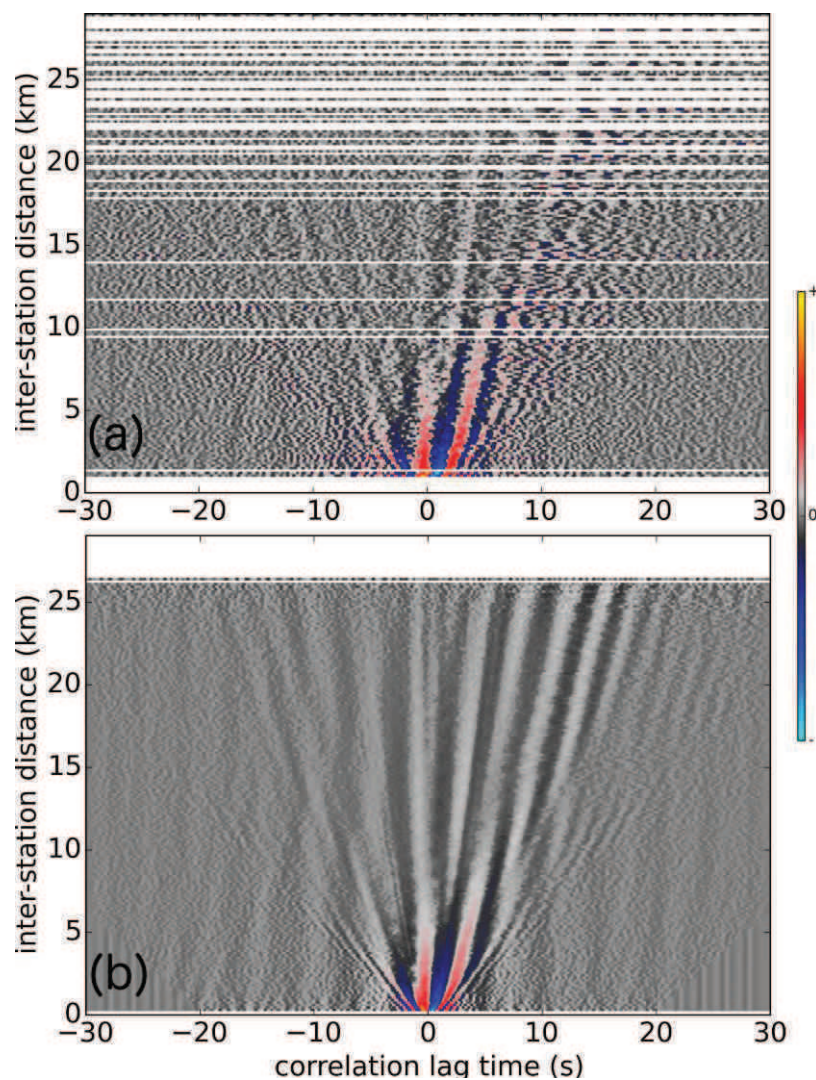


Figure V.6: (a) Fonctions de corrélation obtenues sur l'ensemble des paires de stations des réseaux permanents et temporaires (RT, SZ, Broad-Band, KIT1). (b) Fonctions de corrélation obtenues sur l'ensemble des données disponibles du réseau EstOf. Pour les deux jeux de données, les fonctions de corrélation sont regroupées par distances inter-station (± 150 m), les groupes sont moyennés et les fonctions de corrélation

obtenues sont filtrées entre 0.5s et 2s (0.2Hz et 2Hz). Les amplitudes sont exprimées en unités arbitraires (barre de couleur).

Pour les deux réseaux, les ondes de Rayleigh émergent significativement des fonctions de corrélation avec une amplitude plus importante pour la partie causale. Le champ d'onde obtenu présente un meilleur rapport signal-sur-bruit dans le cas du réseau EstOf (figure V.6.b) que dans celui des réseaux permanents et temporaires (figure V.6.a). Cet effet est dû à la sommation spatiale des fonctions de corrélation.

V.3.1.1.c Bilan

La figure V.6 illustre l'intérêt des réseaux denses pour l'identification et l'analyse de la fonction de Green par corrélation de bruit.

Dans le cas du réseau EstOf, la forte densité spatiale de capteurs est suffisante pour compenser la faible durée d'acquisition. Cela permet une analyse détaillée de la fonction de Green *moyenne* qui émerge des fonctions de corrélation (figure V.6.b). On pourra par exemple utiliser ce champ d'onde pour établir un modèle de vitesse moyen de la zone d'étude (i.e. à une dimension).

Cependant, pour imager la variation spatiale de la vitesse des ondes, il est nécessaire d'interpréter les fonctions de corrélation par paires de capteurs individuelles. Les réseaux permanents et temporaires sont plus adaptés pour ce type d'application car les fonctions de corrélation sont calculées sur une durée plus longue et présente un meilleur rapport signal sur bruit (figure V.5).

Le fait de moyenniser les fonctions de corrélation par sous-réseaux (ou antennes) est une approche qui peut être envisagée pour augmenter le rapport signal sur bruit des fonctions de corrélation grâce à une sommation spatiale tout en conservant la capacité à déterminer des variations spatiales de vitesse.

V.3.1.2 Identification d'ondes P

A partir du champ d'onde identifié sur l'ensemble des paires de stations, (V.6.b), on peut analyser les différentes arrivées qui émergent des fonctions de corrélation par transformation $\tau - p$ (voir la partie II.3.1). La figure V.7 est une comparaison entre les diagrammes de dispersion en vitesse de phase obtenus par transformation $\tau - p$ des fonctions de corrélation dans le cas des réseaux permanents et temporaires (figure V.7.a) et du réseau EstOf (figure V.7.b).

Dans l'ensemble, les vitesses de dispersion estimées par les deux réseaux sont cohérentes. Les courbes blanches représentent les courbes de dispersion des 3 premiers modes de l'onde de Rayleigh calculés à partir du modèle de vitesse de Soultz-sous-Forêts. La distinction des deux premiers modes de l'onde de Rayleigh est plus précise dans le cas du réseau EstOf. Par ailleurs, les fonctions de corrélations obtenues sur le réseau EstOf confirment l'absence du second mode des ondes de Rayleigh (figure V.7, courbe marquée SZ2). Sur les deux réseaux, on observe une arrivée se propageant à

environ 5km/s entre 0.5s et 2s de période (figure V.7, flèches noires marquées P). Ce signal est interprété comme une onde P en raison de sa vitesse élevée et de son caractère faiblement dispersif. Sur EstOf, cette onde apparaît plus distinctement et peut-être observée jusqu'à 0.5s de période grâce au grand nombre de paires de stations.

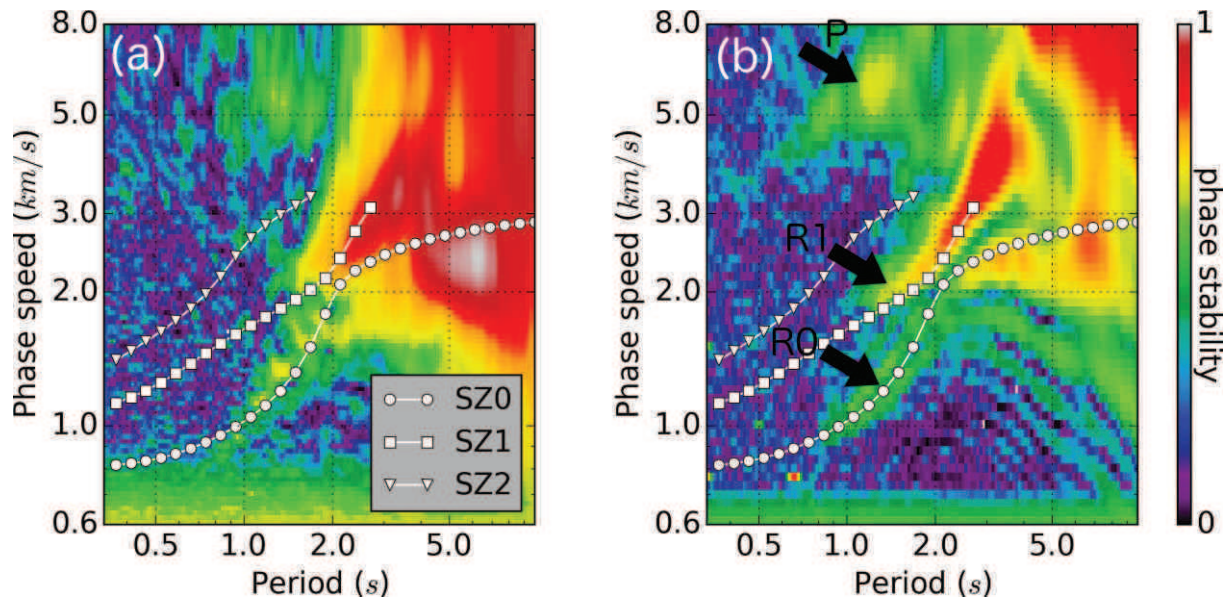


Figure V.7: Mesure des courbes de dispersion moyennes par transformation $\tau - p$ des fonctions de corrélation sur les réseaux permanents et temporaires (a) et sur le réseau EstOf (b). Les différentes courbes représentent les 3 premiers modes de l'onde de Rayleigh calculées pour le modèle de vitesse tabulaire de la région de Soultz-sous-Forêts. Les flèches noires marquées P, R0 et R1 indiquent trois arrivées distinctes vers 1s de période interprétées respectivement comme des ondes P, le mode fondamental de l'onde de Rayleigh et le premier harmonique de l'onde de Rayleigh.

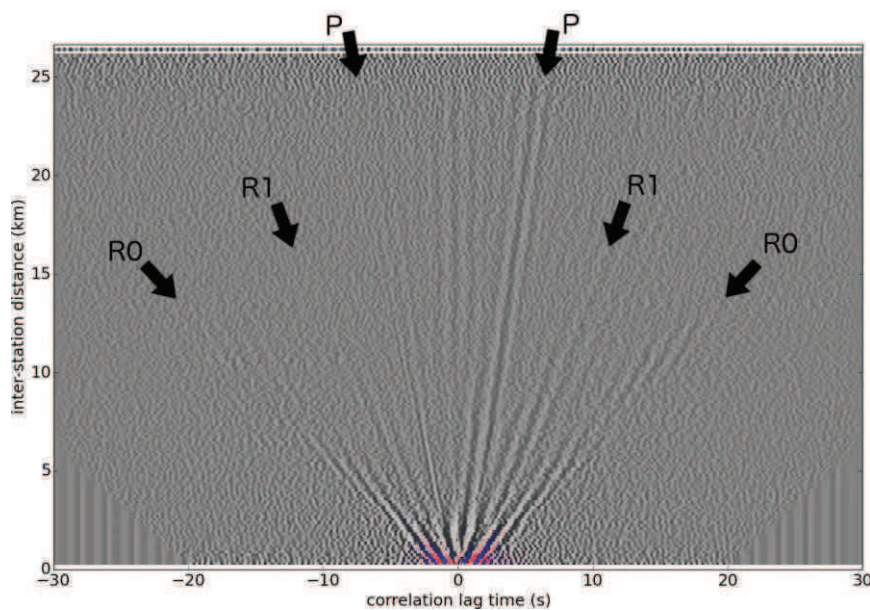


Figure V.8: Fonctions de corrélation obtenues sur le réseau EstOf. Les corrélogrammes sont regroupés par distances inter-station, moyennés par gamme de distance (à $\pm 150\text{m}$), et filtrés entre 0.33s et 1.42s (0.7Hz et 3Hz). Les flèches noires marquées P, R0 et R1 indiquent trois arrivées distinctes interprétées

respectivement comme des ondes P, le mode fondamental de l'onde de Rayleigh et le premier harmonique de l'onde de Rayleigh. Ces indications correspondent à celles de la figure V.7.b.

Les ondes P identifiées grâce à la transformation $\tau - p$ émergent sur les parties causales et acausales des fonctions de corrélation. On note une légère différence du contenu fréquentiel entre ces deux parties. La fréquence de l'onde P causale étant légèrement plus basse (figure V.8). Cette observation suggère que la nature des sources de bruit à l'origine des ondes P causales et acausales sont probablement différentes.

V.3.2 Influence de la directivité des sources de bruit sur les fonctions de corrélation : implication pour l'imagerie en ondes de surface

On reproduit l'analyse spatiale des fonctions de corrélation proposée dans le chapitre III en représentant le champ d'onde reconstruit par corrélation de bruit émis depuis une source fictive unique placée au point de coordonnées $x=0$ et $y=0$ (figure III.8). Pour cela, les paires de stations du réseau EstOf sont regroupées en fonctions de leur distance et de leur azimuth (tous les 500m de distance et tous les 10° d'azimut). Les corrélogrammes associés à chaque groupe sont moyennés. Les amplitudes des corrélogrammes obtenus sont représentées dans le plan horizontal à différents temps (les figures V.9 et V.10 représentent ce champ d'onde à 4s et 2.5s de période respectivement). Dans l'hypothèse de bruit uniforme, ces champs d'onde devraient être parfaitement cylindriques et centrés sur la source.

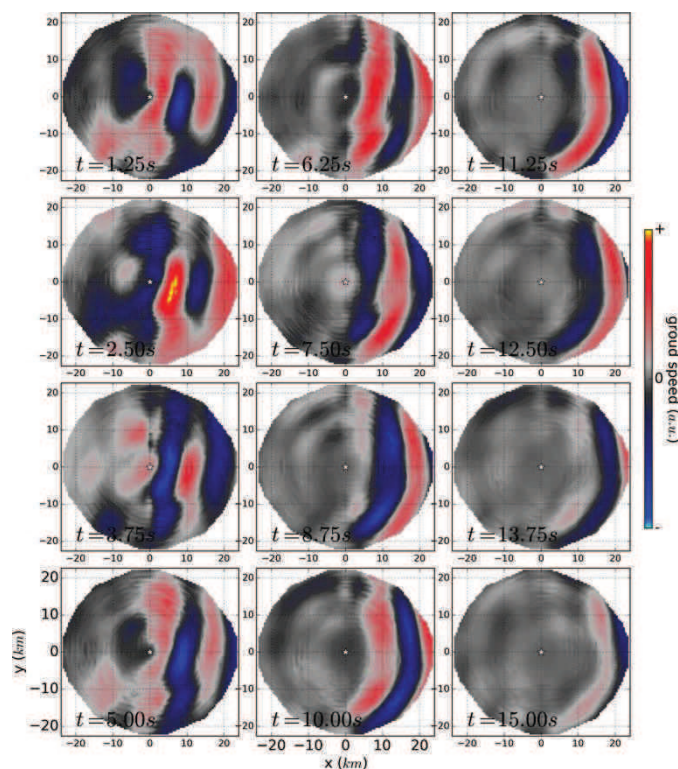


Figure V.9 : Fonctions de corrélation du réseau EstOf filtrées à 4s de période et représentées dans le plan horizontal à différents temps. Les fonctions de corrélation sont moyennées par classes d'azimut et de distance inter-station similaires puis filtrées. Ce champ d'onde s'apparente à une onde émise par une source virtuelle

située au point $x=0$ et $y=0$ au temps $t=0$. La partie droite ($x>0$) des graphes correspond à l'effet des sources de bruit situées à l'ouest du réseau (et inversement).

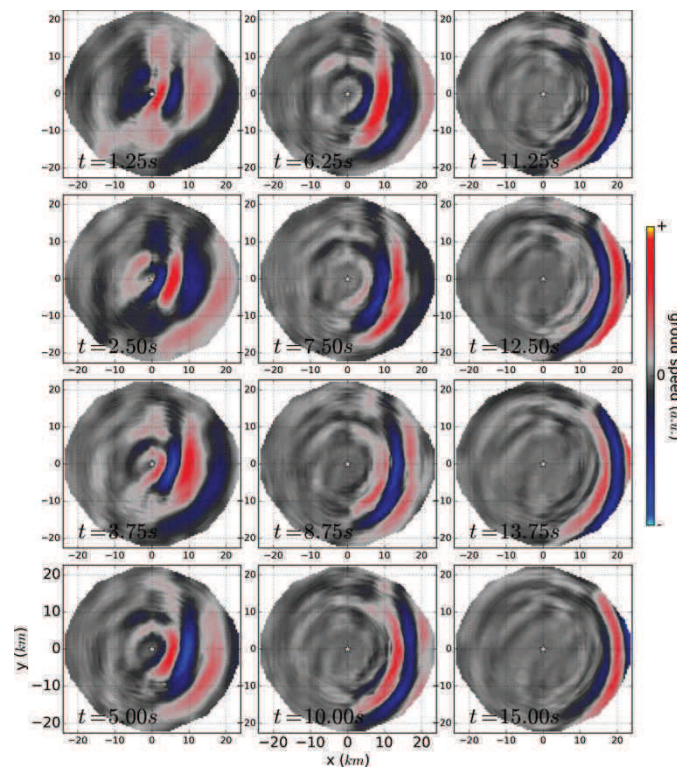


Figure V.10 : Fonctions de corrélation du réseau EstOf filtrées à 2.5s de période et représentées dans le plan horizontal à différents temps. Voir la légende de la figure V.9.

On remarque une dominance de la partie causale (partie droite des images, $x > 0$, figures V.9 et V.10). Pour les temps courts et les basses fréquences, le champ d'onde s'apparente à une onde quasi-plane se propageant dans la direction SSE (e.g. figure V.9, au temps $t \leq 8.75s$). Pour les périodes courtes et aux temps importants, le champ d'onde s'approche d'un champ d'onde cylindrique (figure V. 10, $t \geq 11.25s$).

Ces résultats confirment les observations faites sur les réseaux permanents et temporaires : les fonctions de corrélation obtenues entre 1s et 7s sont contrôlées au premier ordre par la directivité du bruit, issu principalement de la direction 290°-300°N. Pour pouvoir négliger ces effets, on doit se placer dans l'approximation de champ lointain et rejeter les paires de stations séparées d'une distance inférieure à 2 ou 3 fois la longueur d'ondes (e.g. Bensen et al., 2007; Lin et al., 2008). Ce critère de sélection est très restrictif et réduit fortement le jeu de données disponible pour la construction de cartes de dispersion des ondes de Rayleigh avec une bonne résolution latérale. Dans le cas du réseau EstOf et en supposant que les effets de la directivité du bruit sont faibles au-delà de deux longueurs d'onde, ce critère revient à exclure environ 55% du jeu de données à 2.5s de période et près de 95% du jeu de données à 4s de période. La prise en compte des effets de la directivité du bruit (partie III.3) permettra d'exploiter une plus grande proportion du jeu de données.

V.4 Conclusions et perspectives

Le projet EstOf offre un jeu de données exceptionnel pour l'imagerie par corrélation de bruit à l'échelle de la région de l'Outre-Forêts. Pour l'analyse et l'exploitation du bruit de fond sismologique, ce réseau dense et court-terme est complémentaire des réseaux permanents et temporaires qui sont moins denses et qui fournissent des enregistrements long-terme du bruit de fond depuis plusieurs mois voire plusieurs années. La durée de l'expérience et la sensibilité des capteurs entre 1 et 5s sont suffisantes pour déterminer la fonction de Green du milieu avec une très haute résolution spatiale. Ces données confirment les principales observations faites sur le bruit ambiant et sur la façon dont il peut être exploité pour l'imagerie.

Plusieurs applications basées sur les fonctions de corrélation du réseau EstOf sont envisageables :

- Ces fonctions de corrélation permettront la construction d'un modèle de vitesse en ondes S. Ce travail a été initié dans le cadre du stage de Master II d'Adrien Le Chenadec (2015). Ce stage a permis d'établir des critères de sélection des données pour rejeter les paires de stations qui ne sont pas suffisamment fiables étant donné la forte hétérogénéité du bruit. Selon la période, le pourcentage de données rejetées varie entre 50% et 90%. Les mesures de vitesse effectuées sur les paires de stations restantes ont permis d'établir des cartes de dispersion préliminaires des ondes de Rayleigh en vitesse de groupe et de phase. Les cartes de vitesses de groupe ont été obtenues par régionalisation des mesures de vitesse de groupe sur plusieurs paires de capteurs (e.g. Shapiro et al., 2005) et les vitesses de phase ont été obtenues par tomographie basée sur l'équation eikonale (e.g. Mordret et al., 2013a).

L'inversion jointe de ces cartes de vitesse de phase et de groupe en profondeur permettra de construire un modèle de vitesse en onde S qui pourra être confronté aux modèles structuraux de la région.

- L'étude du champ d'onde reconstruit par corrélation de bruit (figures V.6.b, V.8, V.9 et V.10) permettra d'affiner le modèle azimutal de bruit obtenu dans cette thèse (Chapitre III, figure III.22). Ce modèle permettra d'effectuer des mesures de dispersion des ondes de Rayleigh (vitesse de groupe et de phase) sur l'ensemble des paires de stations : y compris pour les paires en champ proche, orthogonale aux directions préférentielles du bruit et en incluant l'information contenue dans les parties acausales des fonctions de corrélation.
- Le modèle de vitesse en onde S issu de l'interprétation des ondes de Rayleigh pourra être complété par l'analyse des ondes P qui semblent émerger des fonctions de corrélation. On note cependant que ces ondes n'apparaissent significativement que lorsque les fonctions de corrélation sont moyennées sur des sous-ensembles de paires de stations dont l'azimut ou la distance est

similaire (moyennes spatiales des fonctions de corrélation). A l'avenir on devra déterminer si ces ondes peuvent être exploitées pour des paires de capteurs individuelles.

- Les méthodes de traitements d'antenne comme par exemple la méthode de double formation de voies (partie III.4, (Boué et al., 2014)) pourront être répliquées sur des sous parties du réseau EstOf. D'abord, nous pourrions déterminer si ces méthodes peuvent être utilisées pour s'affranchir des effets de la directivité du bruit entre 1s et 7s de période compte tenu de la longueur d'onde des ondes de Rayleigh, de leur vitesse de phase, et de la distance minimale qui sépare les capteurs. Ensuite, nous pourrions déterminer si ces méthodes peuvent être utilisées pour mettre en valeur les ondes P qui émergent des fonctions de corrélation et qui apporteraient une information complémentaire sur les structures à l'échelle du réservoir géothermique.

Chapitre VI Conclusion

Contexte et approche

Les sites géothermiques profonds de Rittershoffen et Soultz-sous-Forêts utilisent la technologie EGS pour exploiter la chaleur géothermique par la valorisation de systèmes hydrothermaux naturels. A Rittershoffen, le réservoir géothermique se situe à environ 2.5km de profondeur au niveau de l'interface entre le socle granitique et la base de la couverture sédimentaire, dans des terrains fracturés du Trias. La réalisation de ce projet de géothermie profonde à vocation industrielle a été rendue possible grâce à l'expérience acquise sur le site pilote de Soultz-sous-Forêts depuis plus de vingt ans et à une connaissance fine du sous-sol de la région. Le développement de méthodes géophysiques fiables et peu onéreuses, permettant d'imager et de suivre l'évolution de ce type de réservoir, est une des clés pour le développement de cette filière.

Dans cette thèse, je me suis intéressé au potentiel d'une méthode d'investigation géophysique passive basée sur la corrélation du bruit de fond sismologique entre paires de capteurs. Les données de base de cette étude sont issues des réseaux permanents et temporaires installés autour des sites géothermiques de Rittershoffen et Soultz-sous-Forêts. Plusieurs stations supplémentaires ont été installées dans le cadre de cette thèse pour améliorer l'extension latérale de ces réseaux.

Deux applications ont été examinées : d'une part, je me suis penché sur l'utilisation du bruit ambiant pour imager les variations spatiales de vitesses d'ondes sismiques. Le but étant de contribuer à la connaissance des structures géologiques pour l'exploration des ressources géothermiques. D'autre part, je me suis intéressé à l'utilisation des corrélations de bruit pour détecter des changements du milieu susceptibles de se produire lors des phases de stimulation du réservoir (Cuenot et al., 2008; Calò et al., 2011; Obermann et al., 2015) ou pendant son exploitation (Heimlich et al., 2015). Disposer d'un outil de suivi en continu représenterait un grand intérêt non seulement pour la surveillance des sites et à la prévention des risques, mais aussi pour évaluer le comportement à long terme d'un réservoir en exploitation.

Cependant, l'application des méthodes de corrélation du bruit ambiant à l'échelle d'un réservoir géothermique présente certaines contraintes :

Ce sont les ondes de surface qui dominent le bruit ambiant et qui sont souvent les seules à émerger significativement des fonctions de corrélation (Campillo et al., 2011). On doit donc les utiliser pour l'imagerie. Compte tenu de la profondeur du réservoir ciblé (2 à 5km), on doit exploiter le bruit ambiant dans la gamme de période 0.2s – 7s, qui contient essentiellement du bruit issu de l'océan (pic micro-sismique secondaire entre 1s et 7s) mais aussi du bruit lié à l'activité humaine (entre 0.2s et 1s).

Les dimensions des réseaux sismologiques déployés autour du réservoir sont faibles par rapport aux longueurs d'onde qui varient entre ~1km (à 1s de période) et

~20km (à 6s de période). Cette étude se situe donc à la limite des conditions usuelles pour l'imagerie par corrélation de bruit en ondes de surface. En conséquence, j'ai du analyser les ondes de Rayleigh en champ proche et m'affranchir des effets de la directivité du pic micro-sismique secondaire sur les fonctions de corrélation (ces effets sont prépondérants dans la configuration de cette étude et ne peuvent pas être négligés).

Le suivi temporel du milieu s'effectue classiquement en analysant l'évolution dans le temps de la coda des fonctions de corrélation. J'ai utilisé la technique de l'étirement (e.g. Sens-Schönfelder et Wegler, 2006; Brenguier et al., 2008a; 2008b; Hadziioannou et al., 2009) qui est sensible à de faibles variations de vitesse affectant une vaste zone, et/ou à un changement du caractère diffractant du milieu (Snieder, 2006). Bien que la source d'information (bruit ambiant) soit la même que pour l'imagerie, les conditions d'application de la méthode sont différentes. Il n'est plus nécessaire que la distribution spatiale des sources de bruit soit uniforme ou même connue. Par contre, ces sources doivent être relativement stables dans le temps. Lorsque cette condition n'est pas respectée, la problématique majeure est alors de faire la distinction entre de véritables changements du sous-sol et des artéfacts causés par le déplacement des sources de bruit (Weaver et al., 2011) ou par une modification de leur contenu spectral (Zhan et al., 2013).

Principaux résultats et perspectives

Dans cette thèse, un ensemble d'outils a été mis au point pour la gestion et le traitement des enregistrements continus du bruit. Ces outils sont adaptés à d'importants volumes de données et ont été appliqués aux réseaux permanents et temporaires de la région ainsi qu'au réseau dense EstOf. Une procédure de traitement basée sur les méthodes couramment utilisées pour la corrélation de bruit a été établie avec, pour objectif, la stabilisation temporelle des fonctions de corrélation. Malgré tout, certaines caractéristiques du bruit persistent et influencent les fonctions de corrélation. Elles peuvent engendrer (1) une estimation erronée de la fonction de Green et (2) une mauvaise stabilité temporelle des fonctions de corrélation. Ces effets sont plus ou moins sévères pour les différentes périodes du signal.

(1) Estimation erronée de la fonction de Green :

Entre 1 et 7s de période, le bruit de fond se caractérise par une forte directivité et atteint le réseau selon deux directions dominantes (environ 300°N et 150°N). Le caractère diffractant du milieu à ces périodes semble être insuffisant pour uniformiser spatialement les champs d'onde ce qui induit un biais sur les temps d'arrivée du groupe et de la phase. Ce biais devient prépondérant pour les paires de stations en champ proche (Weaver et al., 2009) et donc pour la plupart des paires de stations de cette étude. Afin d'exploiter toutes les paires de stations disponibles malgré la forte directivité du bruit, nous avons proposé une méthode basée sur

l'inversion des fonctions de corrélation et non plus des courbes de dispersion. Elle consiste à déterminer conjointement la distribution azimutale des sources de bruit (supposées extérieures au réseau) et la distribution spatiale de la vitesse des ondes de surface. La méthode a d'abord été testée sur données synthétiques. Ces tests montrent que les deux informations peuvent être déterminées simultanément grâce à l'inversion et que le fait d'ignorer la directivité du bruit pouvait induire des biais significatifs sur les cartes de vitesse, et particulièrement pour les longues périodes. La méthode a ensuite été appliquée aux données réelles et des cartes de vitesse de phase et de groupe ont été obtenues entre 1 et 7s pour le mode fondamental ou le premier harmonique des ondes de Rayleigh. Ces cartes semblent indiquer que l'épaisseur de la couverture sédimentaire est le facteur qui contrôle la vitesse des ondes de Rayleigh au premier ordre. L'inversion en profondeur de ces cartes permettra d'établir un modèle de vitesse d'ondes S à 3 dimensions.

A courte période ($<1s$), le rapport signal-sur-bruit des fonctions de corrélation moyennées en temps est très bas malgré des durées d'acquisition très longues. Les difficultés rencontrées pour reconstruire la fonction de Green entre paires de stations à ces périodes sont attribuées à la non-uniformité spatio-temporelle du bruit (dominé par l'activité anthropique régionale et locale). La dépendance de la fonction de corrélation avec l'heure de la journée et le jour de la semaine indique que certaines sources anthropiques, se produisant toujours aux mêmes heures et aux mêmes endroits, dominent la fonction de corrélation. Pour sélectionner uniquement les sources de bruit orientées favorablement, nous avons proposé d'appliquer une méthode de double formation de voie (Boué et al., 2014). Cette approche a été testée sur des données acquises par des antennes de faible ouverture que nous avons installées pendant quelques mois autour de Rittershoffen afin d'isoler la partie du bruit qui contribue favorablement à la reconstruction de la fonction de Green en éliminant l'effet des sources anthropiques mal localisées spatialement. Il a ainsi été possible de reconstruire la partie courte période de la courbe de dispersion des ondes de Rayleigh. Lors de l'inversion en profondeur, ces informations ont permis de contraindre la vitesse des ondes S dans les couches superficielles (i.e. premiers kilomètre). Cette contrainte additionnelle influence légèrement le modèle de vitesse à la profondeur du réservoir.

(2) Stabilité temporelle imparfaite de la fonction de corrélation :

L'opération de corrélation valorise les sources de bruit qui sont très cohérentes spatialement même si ces dernières sont peu énergétiques. Le blanchiment spectral appliqué lors du prétraitement ne permet pas l'uniformisation du module du spectre des fonctions de corrélation du fait de la proportion non nulle de bruit spatialement incohérents. Ainsi, le spectre des fonctions de corrélation conserve la coloration spectrale des sources de bruit les plus cohérentes spatialement.

Parmi ces sources on distingue, vers 1s, des événements transitoires de quelques dizaines à quelques centaines de jours. Sur les enregistrements bruts, ces signaux sont faiblement énergétiques et ne sont identifiables que pendant la nuit. Néanmoins, ils dominent les fonctions de corrélation et sont responsable de leur stabilisation « épisodique ». A plus haute fréquence, on distingue une multitude de raies spectrales relativement continues dans le temps qui sont probablement causées par des sources anthropiques lointaines dont l'origine est à déterminer. Ces sources affectent fortement le spectre des fonctions de corrélation.

J'ai appliqué la méthode de l'étirement dans le but d'identifier une évolution temporelle de la coda des fonctions de corrélation en lien avec une éventuelle modification du sous-sol. A partir d'une estimation de l'incertitude des mesures d'étirement, et compte tenu de la variation temporelle des sources de bruit, j'estime que dans la zone d'étude, les variations de vitesse ne sont détectables que si elles dépassent 0.1% à 0.25s de période (en utilisant uniquement le bruit nocturne, plus stable) et 1% à 4s de période. Elles doivent par ailleurs se produire sur une zone suffisamment vaste dans l'environnement des paires de stations. Ces seuils ne semblent pas avoir été franchis lors des différentes phases de construction du site de Rittershoffen, y compris durant la stimulation du puits GRT1.

Conformément aux travaux de Zhan et al. (2013), des variations de vitesse factices et significatives causées par la variation temporelle du contenu spectral du bruit ont été observées. Ce phénomène a été clairement mis en évidence sur des raies spectrales proches de 5Hz. La fréquence de ces raies présente des changements rapides qui coïncident de façon fortuite avec des opérations menées sur le site de Rittershoffen. Une analyse fine de la stabilité temporelle du contenu spectral des corrélations est donc importante pour éviter une mauvaise interprétation des changements de vitesse obtenus par la méthode d'étirement.

Concernant l'évolution temporelle du caractère diffractant du milieu, on observe, à 3s de période, une chute temporaire significative de la cohérence des fonctions de corrélation à la suite des opérations de stimulation du réservoir GRT1. Cette décorrélation n'est pas associée à un changement clair des caractéristiques du bruit. Elle pourrait donc indiquer une variation locale du milieu dans la zone des injections effectuées lors de la stimulation du puits GRT1. Ce résultat est similaire à ceux obtenus autour d'autres sites géothermiques lors d'opérations de stimulation (Obermann et al., 2015; Hillers et al., 2015). L'étude de la cohérence de la coda des fonctions de corrélation semble être une approche à privilégier pour suivre l'évolution d'un réservoir.

Les réseaux permanents et temporaires installés préalablement autour des sites de Soultz-sous-Forêts et Rittershoffen ont permis de montrer le potentiel de la méthode

de corrélation de bruit sismique pour l'imagerie d'un réservoir géothermique profond. Dans la pratique, ces méthodes restent limitées par la faible densité et la faible extension latérale de ces réseaux. Le réseau dense installé dans le cadre du projet EstOf préfigure le type d'expérience qui peut être menée pour palier en partie à ces limites. Les méthodes de traitement et de corrélation présentées dans cette thèse ont été appliquées à ce jeu de données. Une analyse préliminaire des fonctions de corrélation a permis de confirmer les caractéristiques principales du bruit ambiant et la façon dont il peut être exploité pour imager les structures profondes à l'échelle du réservoir et dans les environs. En outre, la mise en évidence d'onde P dans les fonctions de corrélation ouvre la voie à de nouvelles méthodes de traitement qui pourraient accroître un peu plus le potentiel de ce nouvel outil de prospection géophysique.

Annexe Coloration du spectre des corrélogrammes causée par la présence de bruit incohérent : approche numérique.

Dans le chapitre II (partie II.3.2.2.b, p69), j'ai discuté l'influence du bruit cohérent et incohérent sur le spectre des fonctions de corrélation. J'ai montré d'un point de vue théorique que la présence de bruit spatialement incohérent nuit à l'efficacité du blanchiment spectral et que le spectre des fonctions de corrélation est dominé par la coloration fréquentielle des sources de bruit spatialement cohérentes.

Cette explication théorique a été mise en œuvre dans le domaine de Fourier impliquant un signal continu sur l'axe des temps infinis. En pratique, le bruit est « découpé » en séquences temporelles de durée finie, les traitements pré-corrélation (dont le blanchiment spectral) sont appliqués sur les séquences individuelles et les fonctions de corrélation obtenues pour chaque séquence temporelle sont moyennées. Si le traitement pré-corrélation implique des opérations non linéaires, alors le fait de travailler par séquences temporelles finies n'est pas parfaitement équivalent à une approche en temps infini selon laquelle tout le signal est prétraité puis corrélé en une seule séquence temporelle (approche impossible d'un point de vue numérique). Ici, je propose une approche numérique pour valider l'approche théorique du chapitre II et pour démontrer que l'influence du bruit incohérent sur le spectre des corrélations est identique si on travail par séquence temporelles finies.

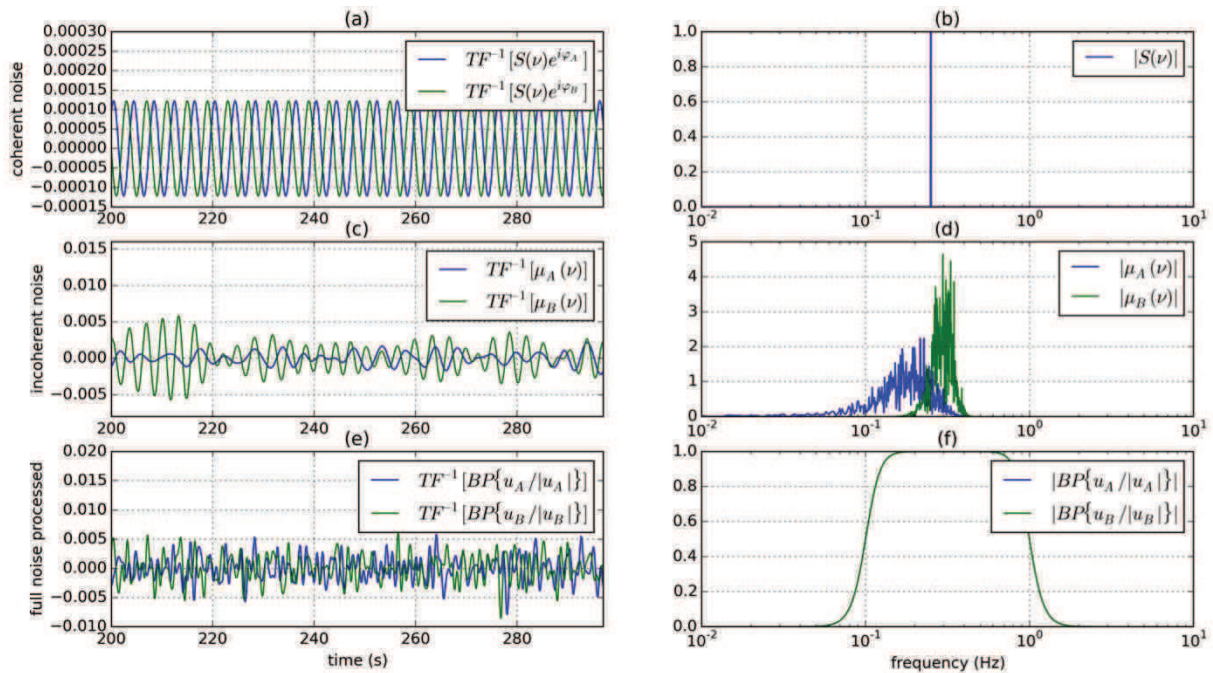


Figure A.1 : Bruit synthétique. (a) : représentation temporelle du bruit cohérent issu de la source S et enregistré par les deux capteurs A et B . (b) : module du spectre de la fonction source S (raie spectrale). (c) : représentation temporelle des bruits incohérents enregistrés par les stations A et B . Ces signaux sont obtenus

par filtrage passe bande (filtre gaussien) d'un bruit blanc gaussien aléatoire. (d) : module des spectres des bruits incohérents affectant les stations A et B séparément. (e) : représentation temporelle du bruit complet (somme du bruit cohérent et du bruit incohérent) après traitement (blanchiment spectral et filtre Butterworth passe bande). (f) : module du spectre du bruit complet prétraité (BP signifie filtre passe bande, TF^{-1} signifie transformée de Fourier inverse).

On génère un bruit synthétique constitué d'une source permanente monochromatique de fréquence 0.25Hz émise en un point S du plan et affectant deux stations A et B. Cette source représente la partie cohérente du bruit (figure A.1.a et A.1.b). De plus, chaque station reçoit un signal aléatoire différent (obtenu par filtrage de bruits blanc gaussiens autour de 0.2Hz pour la station A et autour de 0.3Hz pour la station B). Ce signal constitue la partie incohérente du bruit (figure A.1.c et A.1.d). Les signaux cohérents et incohérents sont additionnés, blanchis par uniformisation du module de leurs spectres puis filtrés entre 0.1 et 1.0 Hz (figure A.1.e et A.1.f). Ce bruit est généré par séquences de 820 secondes puis corrélé entre les capteurs A et B. Plusieurs milliers de séquences temporelles sont ainsi générées et corrélées, et les fonctions de corrélation sont moyennées.

La figure A.2 représente le module du spectre de la fonction de corrélation finale. On constate que la raie spectrale à 0.25Hz émerge très clairement dans le spectre de la fonction de corrélation synthétique ce qui démontre que la partie cohérente du bruit est valorisée lors de la corrélation et que le blanchiment spectral du bruit complet ne blanchi pas le spectre de la fonction de corrélation. Une conséquence majeure de ce phénomène est que les fonctions de corrélation ne sont pas parfaitement indépendantes des sources de bruit. Tout changement dans le contenu spectral du bruit cohérent se répercute sur le spectre des corrélogrammes et peut induire des variations de vitesse factives (Zhan et al., 2013).

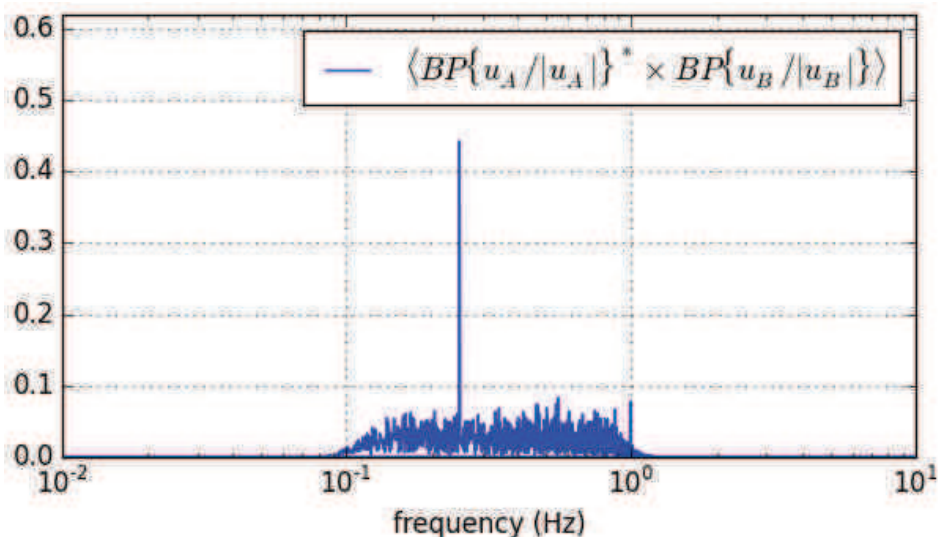


Figure A.2 : Module du spectre de la fonction de corrélation synthétique moyenne obtenue entre les stations A et B. Le spectre est dominé par la raie spectrale à 0.25Hz issue de la source cohérente. Les crochets indiquent la moyenne des fonctions de corrélation, BP signifie filtre passe-bande.

Bibliographie

- Aki, Keiiti. « Scattering conversions P to S versus S to P. » *Bulletin of the Seismological Society of America* 82 (1992), 1969-72.
- Aki, Keiiti. « Scattering and Attenuation of Shear Waves in the Lithosphere. » *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 85, no B11 (10 novembre 1980), 6496-6504. doi:10.1029/JB085iB11p06496.
- Aki, Keiiti. « A Note on the Use of Microseisms in Determining the Shallow Structure of the Earth's Crust. » *Geophysics* 30, no 4 (1 août 1965), 665-66. doi:10.1190/1.1439640.
- Aki, Keiiti. « Space and Time Spectra of Stationary Stochastic Waves, with Special Reference to Microtremors », 5 décembre 1957. <http://repository.dl.itc.u-tokyo.ac.jp/dspace/handle/2261/11892>.
- Aki, Keiiti et Bernard Chouet. « Origin of Coda Waves: Source, Attenuation, and Scattering Effects. » *Journal of Geophysical Research* 80, no 23 (10 août 1975), 3322-42. doi:10.1029/JB080i023p03322.
- Aki, Keiiti et Paul G. Richards. *Quantitative Seismology*. University Science Books, 2002.
- Aster, Richard C., Daniel E. McNamara et Peter D. Bromirski. « Multidecadal Climate-Induced Variability in Microseisms. » *Seismological Research Letters* 79, no 2 (1 mars 2008), 194-202. doi:10.1785/gssrl.79.2.194.
- Bächler, D, T Kohl et L Rybach. « Impact of graben-parallel faults on hydrothermal convection--Rhine Graben case study. » *Physics and Chemistry of the Earth* 28, no 9-11 (2003), 431-41. doi:10.1016/S1474-7065(03)00063-9.
- Bailleux, Paul. « Multidisciplinary approach to understand the localization of geothermal anomalies in the Upper Rhine Graben from regional to local scale. » University of Neuchâtel, 2012.
- Banerji, S.K. « Microseisms and the Indian Monsoon », no 116 (1925), 866.
- Banerji, S.K. « Microseisms associated with the Incidence of the South-west Monsoon. » *Nature*, no 114 (1924), 576.
- Baujard, Clément. « ECOGI, a New Deep EGS Project in Alsace, Rhine Graben, France », 2015.
- Beauce, A., H. Fabriol, D. Le Masne, C. Cavoit, P. Mechler et Xin Kai Chen. « Seismic studies on the HDR site of Soultz-sous-Forêts (Alsace, France). » *Geothermal science and technology* 3, no 1-4 (1991), 239-66.
- Bensen, G. D., M. H. Ritzwoller, M. P. Barmin, A. L. Levshin, F. Lin, M. P. Moschetti, N. M. Shapiro et Y. Yang. « Processing Seismic Ambient Noise Data to Obtain Reliable Broad-Band Surface Wave Dispersion Measurements. » *Geophysical Journal International* 169, no 3 (1 juin 2007), 1239-60. doi:10.1111/j.1365-246X.2007.03374.x.
- Bensen, G. D., M. H. Ritzwoller et N. M. Shapiro. « Broadband ambient noise surface wave tomography across the United States. » *Journal of Geophysical Research* 113, no B5 (2008), B05306.
- Bergerat, Françoise. « Stress Fields in the European Platform at the Time of Africa-Eurasia Collision. » *Tectonics* 6, no 2 (1 avril 1987), 99-132. doi:10.1029/TC006i002p00099.
- Bonjer, K. -P. « Seismicity pattern and style of seismic faulting at the eastern borderfault of the southern Rhine Graben. » *Tectonophysics* 275, no 1-3 (1997), 41-69. doi:10.1016/S0040-1951(97)00015-2.
- Bonnefoy-claudet. « Nature du bruit de fond sismique : implications pour les études des effets de site », 2004.
- Bonnefoy-Claudet, Sylvette, Fabrice Cotton et Pierre-Yves Bard. « The nature of noise wavefield and its applications for site effects studies: A literature review. » *Earth-Science Reviews* 79, no 3-4 (décembre 2006), 205-27. doi:10.1016/j.earscirev.2006.07.004.
- Boubacar, M., O. Lengliné, J. Schmitzbuhl et Team COGEOS. « Seismological monitoring of the GRT1 (Rittershoffen, Alsace, France) hydraulic stimulation. » Vienna, Austria, 2015. <http://meetingorganizer.copernicus.org/EGU2015/EGU2015-9052-1.pdf>.
- Boué, Pierre, Philippe Roux, Michel Campillo et Xavier Briand. « Phase Velocity Tomography of Surface Waves Using Ambient Noise Cross Correlation and Array Processing. » *Journal of Geophysical Research:*

- Solid Earth* 119, no 1 (1 janvier 2014), 519-29. doi:10.1002/2013JB010446.
- Boué, Pierre, Philippe Roux, Michel Campillo et Benoit de Cacqueray. « Double beamforming processing in a seismic prospecting context. » *GEOPHYSICS* 78, no 3 (12 avril 2013a), V101-8. doi:10.1190/geo2012-0364.1.
- Boué, P., P. Poli, M. Campillo, H. Pedersen, X. Briand et P. Roux. « Teleseismic Correlations of Ambient Seismic Noise for Deep Global Imaging of the Earth. » *Geophysical Journal International*, 15 mai 2013b, ggt160. doi:10.1093/gji/ggt160.
- Breede, Katrin, Khatia Dzebisashvili, Xiaolei Liu et Gioia Falcone. « A Systematic Review of Enhanced (or Engineered) Geothermal Systems: Past, Present and Future. » *Geothermal Energy* 1, no 1 (5 novembre 2013), 1-27. doi:10.1186/2195-9706-1-4.
- Brenguier, F., M. Campillo, C. Hadziioannou, N. M. Shapiro, R. M. Nadeau et E. Larose. « Postseismic Relaxation Along the San Andreas Fault at Parkfield from Continuous Seismological Observations. » *Science* 321, no 5895 (12 septembre 2008a), 1478-81. doi:10.1126/science.1160943.
- Brenguier, F., M. Campillo, T. Takeda, Y. Aoki, N. M. Shapiro, X. Briand, K. Emoto et H. Miyake. « Mapping Pressurized Volcanic Fluids from Induced Crustal Seismic Velocity Drops. » *Science* 345, no 6192 (4 juillet 2014), 80-82. doi:10.1126/science.1254073. PMID: 24994652.
- Brenguier, Florent. « 3-D surface wave tomography of the Piton de la Fournaise volcano using seismic noise correlations », 2007.
- Brenguier, F., N. M. Shapiro, M. Campillo, V. Ferrazzini, Z. Duputel, O. Coutant et A. Nercessian. « Towards forecasting volcanic eruptions using seismic noise. » *Nature Geoscience* 1, no 2 (2008b), 126-30.
- Bromirski, Peter D. et Fred K. Duennebieer. « The near-Coastal Microseism Spectrum: Spatial and Temporal Wave Climate Relationships. » *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 107, no B8 (1 août 2002), ESE 5-1. doi:10.1029/2001JB000265.
- Bromirski, Peter D., Fred K. Duennebieer et Ralph A. Stephen. « Mid-Ocean Microseisms. » *Geochemistry, Geophysics, Geosystems* 6, no 4 (1 avril 2005), Q04009. doi:10.1029/2004GC000768.
- Brown, D. « Review of Fenton Hill Hdr Test Results. » Los Alamos National Lab., NM (United States), 1 janvier 1997. <http://www.osti.gov/scitech/biblio/461247>.
- Burtin, A., L. Bollinger, J. Vergne, R. Cattin et J. L. Náb\velek. « Spectral analysis of seismic noise induced by rivers: A new tool to monitor spatiotemporal changes in stream hydrodynamics. » *Journal of Geophysical Research* 113, no B5 (2008), B05301.
- Burtin, A., J. Vergne, L. Rivera et P. Dubernet. « Location of river-induced seismic signal from noise correlation functions. » *Geophysical Journal International* 182, no 3 (2010), 1161-73.
- Bussat, S. et S. Kugler. « Offshore ambient-noise surface-wave tomography above 0.1 Hz and its applications. » *The Leading Edge* 30, no 5 (mai 2011), 514-24. doi:10.1190/1.3589107.
- Calò, M., C. Dorbath, F. H. Cornet et N. Cuenot. « Large-scale aseismic motion identified through 4-DP-wave tomography. » *Geophysical Journal International* 186, no 3 (2011), 1295-1314.
- Calò, M., X. Kinnaert et C. Dorbath. « Procedure to Construct Three-Dimensional Models of Geothermal Areas Using Seismic Noise Cross-Correlations: Application to the Soultz-Sous-Forêts Enhanced Geothermal Site. » *Geophysical Journal International* 194, no 3 (2013), 1893-99. doi:10.1093/gji/ggt205.
- Campillo, M. « Crustal structure south of the Mexican Volcanic Belt, based on group velocity dispersion. » *Geofísica Internacional* 35, no 4 (1996), 361-70.
- Campillo, Michel. « Phase and correlation in random seismic fields and the reconstruction of the Green function. » *Pure Appl. Geophys*, 2006, 475-502.
- Campillo, Michel et Anne Paul. « Long-Range Correlations in the Diffuse Seismic Coda. » *Science* 299, no 5606 (24 janvier 2003), 547-49. doi:10.1126/science.1078551. PMID: 12543969.
- Campillo, Michel, Haruo Sato, Nikolai M. Shapiro et Robert D. van der Hilst. « Nouveaux développements de l'imagerie et du suivi temporel à partir du bruit sismique. » *Comptes Rendus Geoscience* 343, no 8-9 (septembre 2011), 487-95. doi:10.1016/j.crte.2011.07.007.

- Campillo, M., L. Margerin et N. M. Shapiro. « Seismic Wave Diffusion in the Earth Lithosphere. » Dans *Diffuse Waves in Complex Media*. Sous la direction de Jean-Pierre Fouque, 383-404. NATO Science Series 531. Springer Netherlands, 1999. http://link.springer.com/chapter/10.1007/978-94-011-4572-5_13.
- Capon, J. « High-resolution frequency-wavenumber spectrum analysis. » *Proceedings of the IEEE* 57, no 8 (août 1969), 1408-18. doi:10.1109/PROC.1969.7278.
- Cara, Michel, Wolfgang Brüstle, Monika Gisler, Philipp Kästli, Christophe Sira, Claire Weihermüller et Jérôme Lambert. « Transfrontier Macroseismic Observations of the M_L = 5.4 Earthquake of February 22, 2003 at Rambervillers, France. » *Journal of Seismology* 9, no 3 (juillet 2005), 317-28. doi:10.1007/s10950-005-6853-1.
- Charlety, Jean, Nicolas Cuenot, Catherine Dorbath et Louis Dorbath. « Tomographic study of the seismic velocity at the Soultz-sous-Forets EGS/HDR site. » *Geothermics* 35, no 5-6 (12 octobre 2006), 532-43. doi:10.1016/j.geothermics.2006.10.002.
- Chen, Jiu Hui, Bérénice Froment, Qi Yuan Liu et Michel Campillo. « Distribution of Seismic Wave Speed Changes Associated with the 12 May 2008 Mw 7.9 Wenchuan Earthquake. » *Geophysical Research Letters* 37, no 18 (1 septembre 2010), L18302. doi:10.1029/2010GL044582.
- Claasen, T. A. C. M. « The wigner distribution-A tool for time-frequency signal analysis. » *Philips J. Res.* 35 (1980), 217-50.
- Claerbout, J. « Synthesis of a layered medium from its acoustic transmission response. » *GEOPHYSICS* 33, no 2 (1 avril 1968), 264-69. doi:10.1190/1.1439927.
- Clarke, D., L. Zaccarelli, N. M. Shapiro et F. Brenguier. « Assessment of resolution and accuracy of the Moving Window Cross Spectral technique for monitoring crustal temporal variations using ambient seismic noise. » *Geophysical Journal International* 186, no 2 (2011), 867-82.
- Colombi, Andrea, Lapo Boschi, Philippe Roux et Michel Campillo. « Green's Function Retrieval through Cross-Correlations in a Two-Dimensional Complex Reverberating Medium. » *The Journal of the Acoustical Society of America* 135, no 3 (mars 2014), 1034-43. doi:10.1121/1.4864485. PMID: 24606247.
- Cuenot, Nicolas, Catherine Dorbath et Louis Dorbath. « Analysis of the Microseismicity Induced by Fluid Injections at the EGS Site of Soultz-Sous-Forêts (Alsace, France): Implications for the Characterization of the Geothermal Reservoir Properties. » *Pure and Applied Geophysics* 165, no 5 (10 mai 2008), 797-828. doi:10.1007/s00024-008-0335-7.
- Cupillard, P., L. Stehly et B. Romanowicz. « The one-bit noise correlation: A theory based on the concepts of coherent and incoherent noise. » *Geophysical Journal International* 184, no 3 (2011), 1397-1414.
- Davies, J. H. et D. R. Davies. « Earth's Surface Heat Flux. » *Solid Earth* 1, no 1 (22 février 2010), 5-24. doi:10.5194/se-1-5-2010.
- De Ridder, S.A.L. et B.L. Biondi. « Daily Reservoir-Scale Subsurface Monitoring Using Ambient Seismic Noise. » *Geophysical Research Letters* 40, no 12 (2013), 2969-74. doi:10.1002/grl.50594.
- de Ridder, S. a. L., B. L. Biondi et R. G. Clapp. « Time-Lapse Seismic Noise Correlation Tomography at Valhall. » *Geophysical Research Letters* 41, no 17 (16 septembre 2014), 6116-22. doi:10.1002/2014GL061156.
- de Ridder, S. et J. Dellinger. « Ambient seismic noise eikonal tomography for near-surface imaging at Valhall. » *The Leading Edge* 30, no 5 (1 mai 2011), 506-12. doi:10.1190/1.3589108.
- de Ridder, Sjoerd. « Ambient seismic noise correlations for reservoir monitoring », 1-5. Society of Exploration Geophysicists, 2012. doi:10.1190/segam2012-1528.1.
- Derode, A., E. Larose, M. Campillo et M. Fink. « How to Estimate the Green's Function of a Heterogeneous Medium between Two Passive Sensors? Application to Acoustic Waves. » *Applied Physics Letters* 83, no 15 (13 octobre 2003a), 3054-56. doi:10.1063/1.1617373. WOS:000185832400022.
- Derode, A., E. Larose, M. Tanter, J. de Rosny, A. Tourin, M. Campillo et M. Fink. « Recovering the Green's Function from Field-Field Correlations in an Open Scattering Medium (L). » *Journal of the Acoustical Society of America* 113, no 6 (juin 2003b), 2973-76. doi:10.1121/1.1570436. WOS:000183448700001.

- Drilleau, M., É Beucler, A. Mocquet, O. Verhoeven, G. Moebs, G. Burgos, J.-P. Montagner et P. Vacher. « A Bayesian Approach to Infer Radial Models of Temperature and Anisotropy in the Transition Zone from Surface Wave Dispersion Curves. » *Geophysical Journal International*, 25 août 2013, ggt284. doi:10.1093/gji/ggt284.
- Drilleau, Mélanie. « Une approche bayésienne pour estimer les propriétés physiques dans la zone de transition à partir des ondes de surface. » Nantes, 2013.
- Duputel, Zacharie, Valérie Ferrazzini, Florent Brenguier, Nikolai Shapiro, Michel Campillo et Alexandre Nercessian. « Real time monitoring of relative velocity changes using ambient seismic noise at the Piton de la Fournaise volcano (La Réunion) from January 2006 to June 2007. » *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, Recent advances on the geodynamics of Piton de la Fournaise volcano, 184, no 1-2 (1 juillet 2009), 164-73. doi:10.1016/j.jvolgeores.2008.11.024.
- Dye, S. T. « Geoneutrinos and the radioactive power of the Earth. » *Reviews of Geophysics* 50, no 3 (2012), 3007 -. doi:10.1029/2012RG000400.
- Dziewonski, A., S. Bloch et M. Landisman. « A Technique for the Analysis of Transient Seismic Signals. » *Bulletin of the Seismological Society of America* 59, no 1 (1 février 1969), 427-44.
- Edel, J.-B., K. Schulmann et Y. Rotstein. « The Variscan Tectonic Inheritance of the Upper Rhine Graben: Evidence of Reactivations in the Lias, Late Eocene–Oligocene up to the Recent. » *International Journal of Earth Sciences* 96, no 2 (2 juin 2006), 305-25. doi:10.1007/s00531-006-0092-8.
- Ekström, Göran. « Time Domain Analysis of Earth's Long-Period Background Seismic Radiation. » *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 106, no B11 (10 novembre 2001), 26483-93. doi:10.1029/2000JB000086.
- Engl, Heinz Werner, Martin Hanke et A. Neubauer. *Regularization of Inverse Problems*. Springer Science & Business Media, 1996.
- Fréchet, J., L. Martel, L. Nikolla et G. Poupinet. « Application of the cross-spectral moving-window technique (CSMWT) to the seismic monitoring of forced fluid migration in a rock mass. » *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts* 26, no 3-4 (juillet 1989), 221-33. doi:10.1016/0148-9062(89)91972-4.
- Froment, Bérénice, Michel Campillo, Philippe Roux, Pierre Gouédard, Arie Verdel et Richard L. Weaver. « Estimation of the effect of nonisotropically distributed energy on the apparent arrival time in correlations. » *GEOPHYSICS* 75, no 5 (septembre 2010), SA85-93. doi:10.1190/1.3483102.
- Gassenmeier, M., C. Sens-Schönfelder, M. Delatre et M. Korn. « Monitoring of Environmental Influences on Seismic Velocity at the Geological Storage Site for CO₂ in Ketzin (Germany) with Ambient Seismic Noise. » *Geophysical Journal International* 200, no 1 (1 janvier 2015), 524-33. doi:10.1093/gji/ggu413.
- Gaucher, Emmanuel. « Towards a dense passive seismic network over Rittershoffen geothermal field », 2013.
- Genter, A., N. Cuenot, B. Melchert, W. Moeckes, G. Ravier, B. Sanjuan, R. Sanjuan, J. Scheiber, E. Schill et J. Schmittbuhl. « Main achievements from the multi-well EGS Soultz project during geothermal exploitation from 2010 and 2012. » Pisa, 2013. http://labex-geothermie.unistra.fr/IMG/pdf/egc-2013-genter_vfinale.pdf.
- Genter, A., K Evans, N. Cuenot, Daniel Fritsh et Bernard Sanjuan. « Contribution of the exploration of deep crystalline fractured reservoir of Soultz to the knowledge of enhanced geothermal systems (EGS). » *Comptes Rendus Geoscience* 342, no 7-8 (2010), 502-16.
- Genter, Albert, Laurent Guillou-Frottier, Jean-Louis Feybesse, Nadège Nicol, Chrystel Dezayes et Stéphane Schwartz. « Typology of potential Hot Fractured Rock resources in Europe. » *Geothermics*, Selected Papers from the European Geothermal Conference 2003, 32, no 4-6 (août 2003), 701-10. doi:10.1016/S0375-6505(03)00065-8.
- Georg., Team. « Potentiel géologique profond du Fossé rhénan supérieur », 2013.
- Gouédard, P., L. Stehly, F. Brenguier, M. Campillo, Y. Colin de Verdière, E. Larose, L. Margerin et al. « Cross-Correlation of Random Fields: Mathematical Approach and Applications. » *Geophysical Prospecting* 56, no 3 (2008), 375-93. doi:10.1111/j.1365-2478.2007.00684.x.
- Grêt, A., R. Snieder et J. Scales. « Time-lapse monitoring of rock properties with coda wave

- interferometry. » *J. geophys. Res* 111, no B3 (2006), B03305.
- Groos, J. C., S. Bussat et J. R. R. Ritter. « Performance of different processing schemes in seismic noise cross-correlations. » *Geophysical Journal International*, 2012. <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1111/j.1365-246X.2011.05288.x/full>.
- Groos, J. C. et J. R. R. Ritter. « Time domain classification and quantification of seismic noise in an urban environment. » *Geophysical Journal International* 179, no 2 (2009), 1213-31.
- Gutenberg, B. « On Microseisms. » *Bulletin of the Seismological Society of America* 26, no 2 (1 avril 1936), 111-17.
- Haas, I. O. et C. R. Hoffmann. « Temperature Gradient in Pechelbronn Oil-Bearing Region, Lower Alsace: Its Determination and Relation to Oil Reserves. » *AAPG Bulletin* 13, no 10 (1929), 1257-73.
- Hadziioannou, Céline, Eric Larose, Olivier Coutant, Philippe Roux et Michel Campillo. « Stability of Monitoring Weak Changes in Multiply Scattering Media with Ambient Noise Correlation: Laboratory Experiments. » *The Journal of the Acoustical Society of America* 125, no 6 (2009), 3688-95.
- Hand, Eric. « A Boom in Boomless Seismology. » *Science* 345, no 6198 (15 août 2014), 720-21. doi:10.1126/science.345.6198.720. PMID: 25124406.
- Harmon, Nicholas, Peter Gerstoft, Catherine A. Rychert, Geoffrey A. Abers, Mariela Salas de la Cruz et Karen M. Fischer. « Phase Velocities from Seismic Noise Using Beamforming and Cross Correlation in Costa Rica and Nicaragua. » *Geophysical Research Letters* 35, no 19 (1 octobre 2008), L19303. doi:10.1029/2008GL035387.
- Hasselmann, K. « A Statistical Analysis of the Generation of Microseisms. » *Reviews of Geophysics* 1, no 2 (mai 1963), 177-210. doi:10.1029/RG001i002p00177.
- Hastings, W. K. « Monte Carlo Sampling Methods Using Markov Chains and Their Applications. » *Biometrika* 57, no 1 (1 avril 1970), 97-109. doi:10.1093/biomet/57.1.97.
- Havskov, Jens et Lars Ottemoller. *Routine Data Processing in Earthquake Seismology: With Sample Data, Exercises and Software*. Springer Science & Business Media, 2010.
- Heimlich, Christine, Noël Gourmelen, Frédéric Masson, Jean Schmittbuhl, Sang-Wan Kim et Jérôme Azzola. « Uplift around the Geothermal Power Plant of Landau (Germany) as Observed by InSAR Monitoring. » *Geothermal Energy* 3, no 1 (30 janvier 2015), 2. doi:10.1186/s40517-014-0024-y.
- Hennino, R., N. Trégourès, N. M. Shapiro, L. Margerin, M. Campillo, B. A. van Tiggelen et R. L. Weaver. « Observation of Equipartition of Seismic Waves. » *Physical Review Letters* 86, no 15 (avril 2001), 3447-50. doi:10.1103/PhysRevLett.86.3447.
- Herrmann, R. B. et C. J. Hammon. « Computer Programs in seismology », 2002.
- Herrmann, Robert B. « Computer Programs in Seismology: An Evolving Tool for Instruction and Research », 2013. <http://srl.geoscienceworld.org>.
- Hillers, G., M. Campillo et K.-F. Ma. « Seismic velocity variations at TCDP are controlled by MJO driven precipitation pattern and high fluid discharge properties. » *Earth and Planetary Science Letters* 391 (1 avril 2014), 121-27. doi:10.1016/j.epsl.2014.01.040.
- Hillers, Gregor, Stephan Husen, Anne Obermann, Thomas Planès, Eric Larose et Michel Campillo. « Noise-Based Monitoring and Imaging of Aseismic Transient Deformation Induced by the 2006 Basel Reservoir Stimulation. » *Geophysics* 80, no 4 (1 juillet 2015), KS51-68. doi:10.1190/geo2014-0455.1.
- Hobiger, M., U. Wegler, K. Shiomi et H. Nakahara. « Coseismic and Postseismic Elastic Wave Velocity Variations Caused by the 2008 Iwate-Miyagi Nairiku Earthquake, Japan. » *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 117, no B9 (1 septembre 2012), B09313. doi:10.1029/2012JB009402.
- Hurtig, E., V. Cermak, R. Haenel et V. Zui. « Geothermal Atlas of Europe », 1992. http://inis.iaea.org/Search/search.aspx?orig_q=RN:25056428.
- Jaupart, C., S. Labrosse et J.-C. Mareschal. « 7.06 - Temperatures, Heat and Energy in the Mantle of the Earth. » Dans *Treatise on Geophysics*. Sous la direction de Gerald Schubert, 253-303. Amsterdam: Elsevier, 2007. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780444527486001140>.
- Kappelmeyer, O et A. Gerard. « The European geothermal project at Soultz-sous-Forêts », 283-334, 1989.

- Kedar, Sharon, Michael Longuet-Higgins, Frank Webb, Nicholas Graham, Robert Clayton et Cathleen Jones. « The Origin of Deep Ocean Microseisms in the North Atlantic Ocean. » *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Science* 464, no 2091 (8 mars 2008), 777-93. doi:10.1098/rspa.2007.0277.
- Kohl, T, D Bächler et L Rybach. « STEPS TOWARDS A COMPREHENSIVE THERMO-HYDRAULIC ANALYSIS OF THE HDR TEST SITE SOULTZ-SOUS-FORÊTS. » Kyushu - Tohoku, Japan, 2000.
- Krüger, Frank, Michael Weber, Frank Scherbaum et Jörg Schlittenhardt. « Double Beam Analysis of Anomalies in the Core-Mantle Boundary Region. » *Geophysical Research Letters* 20, no 14 (1993), 1475-78. doi:10.1029/93GL01311.
- Kühn, D., V. Oye, J. Albaric, D. Harris, G. Hillers, A. Braathen et S. Olausson. « Preparing for CO2 storage in the Arctic – Assessing background seismic activity and noise characteristics at the CO2 Lab site, Svalbard. » *Energy Procedia*, 12th International Conference on Greenhouse Gas Control Technologies, GHGT-12, 63 (2014), 4313-22. doi:10.1016/j.egypro.2014.11.467.
- Lacoss, R., E. Kelly et M. Toksöz. « Estimation of seismic noise structure using arrays. » *GEOPHYSICS* 34, no 1 (1 février 1969), 21-38. doi:10.1190/1.1439995.
- Larose, Eric. « Diffusion multiple des ondes sismiques et expériences analogiques en ultrasons. » Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2005. <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00010020>.
- Larose, Eric, Thomas Planes, Vincent Rossetto et Ludovic Margerin. « Locating a small change in a multiple scattering environment. » *Applied Physics Letters* 96, no 20 (17 mai 2010), 204101. doi:10.1063/1.3431269.
- Larose, Eric, Philippe Roux et Michel Campillo. « Reconstruction of Rayleigh–Lamb dispersion spectrum based on noise obtained from an air-jet forcing. » *The Journal of the Acoustical Society of America* 122, no 6 (2007), 3437-44. doi:10.1121/1.2799913.
- Le Chenadec, Adrien. « ~~Est~~Imagerie du réservoir géothermique de l'Outre-Forêt (Alsace, France) par corrélation du bruit sismique ambiant des données de l'expérience EstOF-250. » Stage de Master II. Strasbourg: EOST, 2015. http://labex-geothermie.unistra.fr/IMG/pdf/rapport_lechenadec.pdf.
- Lehuteur, Maximilien, Jérôme Vergne, Jean Schmittbuhl et Alessia Maggi. « Characterization of Ambient Seismic Noise near a Deep Geothermal Reservoir and Implications for Interferometric Methods: A Case Study in Northern Alsace, France. » *Geothermal Energy* 3, no 1 (1 février 2015), 3. doi:10.1186/s40517-014-0020-2.
- Levshin, A., L. Ratnikova et J. Berger. « Peculiarities of surface-wave propagation across central Eurasia. » *Bulletin of the Seismological Society of America* 82, no 6 (1992), 2464-93.
- Lin, Fan-Chi, Dunzhu Li, Robert W. Clayton et Dan Hollis. « High-Resolution 3D Shallow Crustal Structure in Long Beach, California: Application of Ambient Noise Tomography on a Dense Seismic Array. » *Geophysics* 78, no 4 (1 juillet 2013a), Q45-56. doi:10.1190/geo2012-0453.1.
- Lin, Fan-Chi, Michael H. Ritzwoller et Roel Snieder. « Eikonal Tomography: Surface Wave Tomography by Phase Front Tracking across a Regional Broad-Band Seismic Array. » *Geophysical Journal International* 177, no 3 (1 juin 2009), 1091-1110. doi:10.1111/j.1365-246X.2009.04105.x.
- Lin, Fan-Chi, Michael H. Ritzwoller, John Townend, Stephen Bannister et Martha K. Savage. « Ambient Noise Rayleigh Wave Tomography of New Zealand. » *Geophysical Journal International* 170, no 2 (1 août 2007), 649-66. doi:10.1111/j.1365-246X.2007.03414.x.
- Lin, Fan-Chi et Victor C. Tsai. « Seismic Interferometry with Antipodal Station Pairs. » *Geophysical Research Letters* 40, no 17 (2013), 4609-13. doi:10.1002/grl.50907.
- Lin, Fan-Chi, Victor C. Tsai, Brandon Schmandt, Zacharie Duputel et Zhongwen Zhan. « Extracting Seismic Core Phases with Array Interferometry. » *Geophysical Research Letters* 40, no 6 (2013b), 1049-53. doi:10.1002/grl.50237.
- Lin, F. C., M. P. Moschetti et M. H. Ritzwoller. « Surface wave tomography of the western United States from ambient seismic noise: Rayleigh and Love wave phase velocity maps. » *Geophysical Journal International* 173, no 1 (2008), 281-98.
- Li, Yong-Gang, John E. Vidale, Keiiti Aki, Fei Xu et Thomas Burdette. « Evidence of Shallow Fault Zone Strengthening After the 1992 M7.5 Landers, California, Earthquake. » *Science* 279, no 5348 (9 janvier

- 1998), 217-19. doi:10.1126/science.279.5348.217. PMID: 9422692.
- Lobkis, Oleg I. et Richard L. Weaver. « On the emergence of the Green's function in the correlations of a diffuse field. » *The Journal of the Acoustical Society of America* 110, no 6 (2001), 3011-17. doi:10.1121/1.1417528.
- Longuet-Higgins, M. S. « A Theory of the Origin of Microseisms. » *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences* 243, no 857 (27 septembre 1950), 1-35. doi:10.1098/rsta.1950.0012.
- Luo, Yinhe, Yingjie Yang, Yixian Xu, Hongrui Xu, Kaifeng Zhao et Kai Wang. « On the Limitations of Interstation Distances in Ambient Noise Tomography. » *Geophysical Journal International* 201, no 2 (1 mai 2015), 652-61. doi:10.1093/gji/ggv043.
- Macquet, Marie, Anne Paul, Helle A. Pedersen, Antonio Villaseñor, Sébastien Chevrot, Matthieu Sylvander et David Wolyniec. « Ambient Noise Tomography of the Pyrenees and the Surrounding Regions: Inversion for a 3-D Vs Model in the Presence of a Very Heterogeneous Crust. » *Geophysical Journal International* 199, no 1 (1 octobre 2014), 402-15. doi:10.1093/gji/ggu270.
- Magenet, Vincent, Christophe Fond, Albert Genter et Jean Schmittbuhl. « Two-Dimensional THM Modelling of the Large Scale Natural Hydrothermal Circulation at Soultz-Sous-Forêts. » *Geothermal Energy* 2, no 1 (17 décembre 2014), 17. doi:10.1186/s40517-014-0017-x.
- Majer, Ernest L. et John E. Peterson. « The impact of injection on seismicity at The Geysers, California Geothermal Field. » *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences* 44, no 8 (2007), 1079-90. doi:http://dx.doi.org/10.1016/j.ijrmms.2007.07.023.
- Mallat, Stephane. *A Wavelet Tour of Signal Processing: The Sparse Way*. Academic Press, 2008.
- Margerin, Ludovic, Michel Campillo et Bart Van Tiggelen. « Monte Carlo Simulation of Multiple Scattering of Elastic Waves. » *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 105, no B4 (10 avril 2000), 7873-92. doi:10.1029/1999JB900359.
- Maurer, Vincent. « Seismic monitoring of the Rittershoffen project (Alsace, France) », 2013.
- McNamara, D. E. et R. P. Buland. « Ambient noise levels in the continental United States. » *Bulletin of the Seismological Society of America* 94, no 4 (2004), 1517-27.
- Meghraoui, Mustapha, Bertrand Delouis, Matthieu Ferry, Domenico Giardini, Peter Huggenberger, Ina Spottke et Michel Granet. « Active Normal Faulting in the Upper Rhine Graben and Paleoseismic Identification of the 1356 Basel Earthquake. » *Science* 293, no 5537 (14 septembre 2001), 2070-73. doi:10.1126/science.1010618. PMID: 11557888.
- Meier, Ueli, Florent Brenguier et N. M. Shapiro. « Detecting seasonal variations in seismic velocities within Los Angeles basin from correlations of ambient seismic noise. » *Geophysical Journal International* Volume 181, no Issue 2 (mai 2010), pages 985-96. doi:10.1111/j.1365-246X.2010.04550.x.
- Metropolis, Nicholas et S. Ulam. « The Monte Carlo Method. » *Journal of the American Statistical Association* 44, no 247 (1 septembre 1949), 335-41. doi:10.1080/01621459.1949.10483310.
- Minato, S., T. Tsuji, S. Ohmi et T. Matsuoka. « Monitoring seismic velocity change caused by the 2011 Tohoku-oki earthquake using ambient noise records. » *Geophysical Research Letters* 39, no 9 (2012), L09309.
- Mordret, A., A. D. Jolly, Z. Duputel et N. Fournier. « Monitoring of phreatic eruptions using Interferometry on Retrieved Cross-Correlation Function from Ambient Seismic Noise: Results from Mt. Ruapehu, New Zealand. » *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 191, no 1-2 (10 mars 2010), 46-59. doi:10.1016/j.jvolgeores.2010.01.010.
- Mordret, A., M. Landés, N. M. Shapiro, S.C. Singh et P. Roux. « Ambient noise surface-wave tomography to determine the shallow shear velocity structure at Valhall: depth inversion with a Neighbourhood Algorithm. » *Geophysical Journal International*, 2014. doi:10.1093/gji/ggu217.
- Mordret, A., M. Landés, N.M. Shapiro, S.C. Singh, P. Roux et O.I. Barkved. « Near-Surface Study at the Valhall Oil Field from Ambient Noise Surface Wave Tomography. » *Geophysical Journal International* 193, no 3 (2013a), 1627-43. doi:10.1093/gji/ggt061.
- Mordret, A., N. Shapiro, S. Singh, P. Roux et O. Barkved. « Helmholtz tomography of ambient noise surface

- wave data to estimate Scholte wave phase velocity at Valhall Life of the Field. » *GEOPHYSICS* 78, no 2 (1 mars 2013b), WA99-109. doi:10.1190/geo2012-0303.1.
- Mordret, Aurélien, Diane Rivet, Matthieu Landès et Nikolaï M. Shapiro. « Three-Dimensional Shear Velocity Anisotropic Model of Piton de La Fournaise Volcano (La Réunion Island) from Ambient Seismic Noise. » *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 120, no 1 (1 janvier 2015), 2014JB011654. doi:10.1002/2014JB011654.
- Nakamura, Y. « A METHOD FOR DYNAMIC CHARACTERISTICS ESTIMATION OF SUBSURFACE USING MICROTREMOR ON THE GROUND SURFACE. » *Railway Technical Research Institute, Quarterly Reports* 30, no 1 (janvier 1989). <http://trid.trb.org/view.aspx?id=294184>.
- Nakata, Nori, Jason P. Chang, Jesse F. Lawrence et Pierre Boué. « Body Wave Extraction and Tomography at Long Beach, California, with Ambient-Noise Interferometry. » *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 120, no 2 (1 février 2015), 2015JB011870. doi:10.1002/2015JB011870.
- Nishida, K. « Global Propagation of Body Waves Revealed by Cross-Correlation Analysis of Seismic Hum. » *Geophysical Research Letters* 40, no 9 (2013), 1691-96. doi:10.1002/grl.50269.
- Nishimura, Takeshi, Satoru Tanaka, Teruo Yamawaki, Hidekazu Yamamoto, Takashi Sano, Minemori Sato, Hisashi Nakahara, Naoki Uchida, Shuichiro Horii et Haruo Sato. « Temporal Changes in Seismic Velocity of the Crust around Iwate Volcano, Japan, as Inferred from Analyses of Repeated Active Seismic Experiment Data from 1998 to 2003. » *Earth, Planets and Space* 57, no 6 (2005), 491-505. doi:10.1186/BF03352583.
- Nishimura, Takeshi, Naoki Uchida, Haruo Sato, Masakazu Ohtake, Satoru Tanaka et Hiroyuki Hamaguchi. « Temporal Changes of the Crustal Structure Associated with the M6.1 Earthquake on September 3, 1998, and the Volcanic Activity of Mount Iwate, Japan. » *Geophysical Research Letters* 27, no 2 (15 janvier 2000), 269-72. doi:10.1029/1999GL005439.
- Nocquet, J.-M. et E. Calais. « Geodetic Measurements of Crustal Deformation in the Western Mediterranean and Europe. » *Pure and Applied Geophysics* 161 (2004), 661-81. doi:10.1007/s00024-003-2468-z.
- Nocquet, J.-M. et E. Calais. « Crustal Velocity Field of Western Europe from Permanent GPS Array Solutions, 1996–2001. » *Geophysical Journal International* 154, no 1 (1 juillet 2003), 72-88. doi:10.1046/j.1365-246X.2003.01935.x.
- Obermann, A., B. Froment, M. Campillo, E. Larose, T. Planès, B. Valette, J. H. Chen et Q. Y. Liu. « Seismic Noise Correlations to Image Structural and Mechanical Changes Associated with the *M* w 7.9 2008 Wenchuan Earthquake ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 119, no 4 (avril 2014), 3155-68. doi:10.1002/2013JB010932.
- Obermann, A., T. Kraft, E. Larose et S. Wiemer. « Potential of Ambient Seismic Noise Techniques to Monitor the St. Gallen Geothermal Site (Switzerland). » *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 1 avril 2015, 2014JB011817. doi:10.1002/2014JB011817.
- Obermann, A., T. Planès, E. Larose et M. Campillo. « Imaging Preeruptive and Coeruptive Structural and Mechanical Changes of a Volcano with Ambient Seismic Noise. » *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 118, no 12 (1 décembre 2013), 6285-94. doi:10.1002/2013JB010399.
- Ovarlez, J.P. « DISTRIBUTIONS TEMPS-FRÉQUENCE. » Poly de cours officiel ENST. Châtillon: ENST. http://www.jeanphilippeovarlez.com/Homepage_de_Ovarlez_Jean-Philippe/Enseignement_et_Encadrement_files/Poly%20de%20cours%20officiel%20ENST.pdf.
- Pacheco, Carlos et Roel Snieder. « Time-lapse travel time change of multiply scattered acoustic waves. » *The Journal of the Acoustical Society of America* 118, no 3 (1 septembre 2005), 1300-1310. doi:10.1121/1.2000827.
- Patlan, Ezer, Abtony Wamalwa, Galen Kaip et Aron A. Velasco. « Ambient Noise cross-correlation study of Menengai caldera: Geothermal Prospect in the central Kenya Dome. » *Geothermal Resources Council Transactions* 37 (2013). <http://pubs.geothermal-library.org/lib/grc/1030698.pdf>.
- Paul, Anne, Michel Campillo, Ludovic Margerin, Eric Larose et Arnaud Derode. « Empirical Synthesis of Time-Asymmetrical Green Functions from the Correlation of Coda Waves. » *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 110, no B8 (août 2005), B08302. doi:10.1029/2004JB003521.
- Pedersen, H. A. et F. Krüger. « Influence of the seismic noise characteristics on noise correlations in the

- Baltic shield. » *Geophysical Journal International* 168, no 1 (2007), 197-210.
- Peterson. « Observation and modeling of seismic background noise. » Open-File Report. New Mexico, 1993.
- Planès, Thomas, Eric Larose, Ludovic Margerin, Vincent Rossetto et Christoph Sens-Schönfelder. « Decorrelation and phase-shift of coda waves induced by local changes: multiple scattering approach and numerical validation. » *Waves in Random and Complex Media* 24, no 2 (3 avril 2014), 99-125. doi:10.1080/17455030.2014.880821.
- Planès, Thomas, Eric Larose, Vincent Rossetto et Ludovic Margerin. « Imaging multiple local changes in heterogeneous media with diffuse waves. » *Acoustical Society of America Journal* 137 (1 février 2015), 660-67. doi:10.1121/1.4906824.
- Plenefisch, T. et K. -P. Bonjer. « The stress field in the Rhine Graben area inferred from earthquake focal mechanisms and estimation of frictional parameters. » *Tectonophysics* 275, no 1-3 (10 juillet 1997), 71-97. doi:10.1016/S0040-1951(97)00016-4.
- Poli, P., M. Campillo et H. Pedersen. « Body-Wave Imaging of Earth's Mantle Discontinuities from Ambient Seismic Noise. » *Science* 338, no 6110 (23 novembre 2012a), 1063-65. doi:10.1126/science.1228194.
- Poli, P., H. A. Pedersen et M. Campillo. « Emergence of body waves from cross-correlation of short period seismic noise. » *Geophysical Journal International*, 2012b. <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1111/j.1365-246X.2011.05271.x/full>.
- Pollack, Henry N., Suzanne J. Hurter et Jeffrey R. Johnson. « Heat Flow from the Earth's Interior: Analysis of the Global Data Set. » *Reviews of Geophysics* 31, no 3 (1 août 1993), 267-80. doi:10.1029/93RG01249.
- Poupinet, G., W. L. Ellsworth et J. Frechet. « Monitoring Velocity Variations in the Crust Using Earthquake Doublets: An Application to the Calaveras Fault, California. » *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 89, no B7 (10 juillet 1984), 5719-31. doi:10.1029/JB089iB07p05719.
- Pribnow, Daniel et Rüdiger Schellschmidt. « Thermal Tracking of Upper Crustal Fluid Flow in the Rhine Graben. » *Geophysical Research Letters* 27, no 13 (1 juillet 2000), 1957-60. doi:10.1029/2000GL008494.
- Ramm, Alexander G. *Inverse Problems: Mathematical and Analytical Techniques with Applications to Engineering*. Springer Science & Business Media, 2006.
- Ratdomopurbo, Antonius et Georges Poupinet. « Monitoring a Temporal Change of Seismic Velocity in a Volcano: Application to the 1992 Eruption of Mt. Merapi (Indonesia). » *Geophysical Research Letters* 22, no 7 (1 avril 1995), 775-78. doi:10.1029/95GL00302.
- Rhie, Junkee et Barbara Romanowicz. « Excitation of Earth's Continuous Free Oscillations by Atmosphere-ocean-seafloor Coupling. » *Nature* 431, no 7008 (30 septembre 2004), 552-56. doi:10.1038/nature02942.
- Ritzwoller, Michael H., Fan-Chi Lin et Weisen Shen. « Ambient noise tomography with a large seismic array. » *Comptes Rendus Geoscience, Nouveaux développements de l'imagerie et du suivi temporel à partir du bruit sismique* New developments on imaging and monitoring with seismic noise, 343, no 8-9 (septembre 2011), 558-70. doi:10.1016/j.crte.2011.03.007.
- Rivet, Diane, Florent Brenguier, Daniel Clarke, Nikolai M. Shapiro et Aline Peltier. « Long-Term Dynamics of Piton de La Fournaise Volcano from 13 Years of Seismic Velocity Change Measurements and GPS Observations. » *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 119, no 10 (1 octobre 2014), 2014JB011307. doi:10.1002/2014JB011307.
- Robinson, David J., Malcolm Sambridge, Roel Snieder et Juerg Hauser. « Relocating a Cluster of Earthquakes Using a Single Seismic Station. » *Bulletin of the Seismological Society of America* 103, no 6 (1 décembre 2013), 3057-72. doi:10.1785/0120130004.
- Robinson, D. J., R. Snieder et M. Sambridge. « Using Coda Wave Interferometry for Estimating the Variation in Source Mechanism between Double Couple Events. » *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 112, no B12 (1 décembre 2007a), B12302. doi:10.1029/2007JB004925.
- Robinson, D., M. Sambridge et R. Snieder. « Constraints on coda wave interferometry estimates of source separation: the acoustic case. » *Exploration Geophysics* 38, no 3 (19 septembre 2007b), 189-99. doi:10.1071/EG07019.

- Rolandone, F., C. Jaupart, J. C. Mareschal, C. Gariépy, G. Bienfait, C. Carbonne et R. Lapointe. « Surface Heat Flow, Crustal Temperatures and Mantle Heat Flow in the Proterozoic Trans-Hudson Orogen, Canadian Shield. » *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 107, no B12 (1 décembre 2002), 2341. doi:10.1029/2001JB000698.
- Rost, Sebastian et Christine Thomas. « Array Seismology: Methods and Applications. » *Reviews of Geophysics* 40, no 3 (1 septembre 2002), 1008. doi:10.1029/2000RG000100.
- Roux, Philippe, W. A. Kuperman et the NPAL Group. « Extracting coherent wave fronts from acoustic ambient noise in the ocean. » *The Journal of the Acoustical Society of America* 116, no 4 (6 octobre 2004), 1995-2003. doi:10.1121/1.1797754.
- Roux, Philippe, Karim G. Sabra, W. A. Kuperman et Andre Roux. « Ambient noise cross correlation in free space: Theoretical approach. » *The Journal of the Acoustical Society of America* 117, no 1 (2005a), 79-84. doi:10.1121/1.1830673.
- Roux, P., K. G. Sabra, P. Gerstoft, W. A. Kuperman et M. C. Fehler. « P-waves from cross-correlation of seismic noise. » *Geophysical Research Letters* 32, no 19 (2005b), L19303.
- Rubinstein, Justin L. et Gregory C. Beroza. « Evidence for Widespread Nonlinear Strong Ground Motion in the MW 6.9 Loma Prieta Earthquake. » *Bulletin of the Seismological Society of America* 94, no 5 (1 octobre 2004), 1595-1608. doi:10.1785/012004009.
- Rubinstein, Justin L., Naoki Uchida et Gregory C. Beroza. « Seismic Velocity Reductions Caused by the 2003 Tokachi-Oki Earthquake. » *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 112, no B5 (1 mai 2007), B05315. doi:10.1029/2006JB004440.
- Ryzhik, Leonid, George Papanicolaou et Joseph B. Keller. « Transport equations for elastic and other waves in random media. » *Wave Motion* 24, no 4 (décembre 1996), 327-70. doi:10.1016/S0165-2125(96)00021-2.
- Sabra, K. G., P. Gerstoft, P. Roux, W. A. Kuperman et M. C. Fehler. « Extracting time-domain Green's function estimates from ambient seismic noise. » *Geophysical Research Letters* 32, no 3 (2005a), L03310.
- Sabra, K. G., P. Gerstoft, P. Roux, W. A. Kuperman et M. C. Fehler. « Surface wave tomography from microseisms in Southern California. » *Geophys. Res. Lett* 32, no 14 (2005b), L14311.
- Sánchez-Sesma, Francisco J., J. Alfonso Pérez-Ruiz, Francisco Luzón, Michel Campillo et Alejandro Rodríguez-Castellanos. « Diffuse fields in dynamic elasticity. » *Wave Motion* 45, no 5 (avril 2008), 641-54. doi:10.1016/j.wavemoti.2007.07.005.
- Schaff, David P. et Gregory C. Beroza. « Coseismic and Postseismic Velocity Changes Measured by Repeating Earthquakes. » *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 109, no B10 (1 octobre 2004), B10302. doi:10.1029/2004JB003011.
- Schumacher, Markus E. « Upper Rhine Graben: Role of Preexisting Structures during Rift Evolution. » *Tectonics* 21, no 1 (1 janvier 2002), 6-1. doi:10.1029/2001TC900022.
- Seats, K. J., J. F. Lawrence et G. A. Prieto. « Improved ambient noise correlation functions using Welch's method. » *Geophysical Journal International*, 2012. <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1111/j.1365-246X.2011.05263.x/full>.
- Sens-Schönfelder, Christoph. « Synchronizing Seismic Networks with Ambient Noise. » *Geophysical Journal International* 174, no 3 (1 septembre 2008), 966-70. doi:10.1111/j.1365-246X.2008.03842.x.
- Sens-Schönfelder, Christoph et Ulrich Wegler. « Passive image interferometry for monitoring crustal changes with ambient seismic noise. » *Comptes Rendus Geoscience, Nouveaux développements de l'imagerie et du suivi temporel à partir du bruit sismique New developments on imaging and monitoring with seismic noise*, 343, no 8-9 (septembre 2011), 639-51. doi:10.1016/j.crte.2011.02.005.
- Sens-Schönfelder, C. et U. Wegler. « Passive Image Interferometry and Seasonal Variations of Seismic Velocities at Merapi Volcano, Indonesia. » *Geophysical Research Letters* 33, no 21 (1 novembre 2006), L21302. doi:10.1029/2006GL027797.
- Sergeant, Amandine, Eleonore Stutzmann, Alessia Maggi, Martin Schimmel, Fabrice Ardhuin et Mathias Obrebski. « Frequency-Dependent Noise Sources in the North Atlantic Ocean. » *Geochemistry Geophysics Geosystems* 14, no 12 (décembre 2013), 5341-53. doi:10.1002/2013GC004905. WOS:000330833500021.

- Shapiro, Nikolai M., Michel Campillo, Laurent Stehly et Michael H. Ritzwoller. « High-Resolution Surface-Wave Tomography from Ambient Seismic Noise. » *Science* 307, no 5715 (11 mars 2005), 1615-18. doi:10.1126/science.1108339.
- Shapiro, N. M. et M. Campillo. « Emergence of broadband Rayleigh waves from correlations of the ambient seismic noise. » *Geophysical Research Letters* 31, no 7 (2004), L07614.
- Shapiro, N. M., M. Campillo, L. Margerin, S. K. Singh, V. Kostoglodov et J. Pacheco. « The Energy Partitioning and the Diffusive Character of the Seismic Coda. » *Bulletin of the Seismological Society of America* 90, no 3 (1 juin 2000), 655-65. doi:10.1785/0119990021.
- Shapiro, N. M., M. Campillo, A. Paul, S. K. Singh, D. Jongmans et F. J. Sánchez-Sesma. « Surface-Wave Propagation across the Mexican Volcanic Belt and the Origin of the Long-Period Seismic-Wave Amplification in the Valley of Mexico. » *Geophysical Journal International* 128, no 1 (1 janvier 1997), 151-66. doi:10.1111/j.1365-246X.1997.tb04076.x.
- Shapiro, N. M. et M. H. Ritzwoller. « Monte-Carlo Inversion for a Global Shear-Velocity Model of the Crust and Upper Mantle. » *Geophysical Journal International* 151, no 1 (1 octobre 2002), 88-105. doi:10.1046/j.1365-246X.2002.01742.x.
- Shapiro, N. M., M. H. Ritzwoller et G. D. Bensen. « Source location of the 26 sec microseism from cross-correlations of ambient seismic noise. » *GEOPHYSICAL RESEARCH LETTERS* 33 (2006). doi:10.1029/2006GL027010.
- Shen, Weisen, Michael H. Ritzwoller et Vera Schulte-Pelkum. « A 3-D Model of the Crust and Uppermost Mantle beneath the Central and Western US by Joint Inversion of Receiver Functions and Surface Wave Dispersion. » *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 118, no 1 (1 janvier 2013), 262-76. doi:10.1029/2012JB009602.
- Snieder, R. « Extracting the Green's function from the correlation of coda waves: A derivation based on stationary phase. » *Physical Review E* 69, no 4 (2004), 046610.
- Snieder, Roel. « The Theory of Coda Wave Interferometry. » *Pure and Applied Geophysics* 163, no 2-3 (8 février 2006), 455-73. doi:10.1007/s00024-005-0026-6.
- Snieder, Roel, Alexandre Grêt, Huub Douma et John Scales. « Coda Wave Interferometry for Estimating Nonlinear Behavior in Seismic Velocity. » *Science* 295, no 5563 (22 mars 2002), 2253-55. doi:10.1126/science.1070015. PMID: 11910107.
- Snieder, Roel et Mark Vrijlandt. « Constraining the Source Separation with Coda Wave Interferometry: Theory and Application to Earthquake Doublets in the Hayward Fault, California. » *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 110, no B4 (1 avril 2005), B04301. doi:10.1029/2004JB003317.
- Song, Xiaodong et Paul G. Richards. « Seismological Evidence for Differential Rotation of the Earth's Inner Core. » *Nature* 382, no 6588 (18 juillet 1996), 221-24. doi:10.1038/382221a0.
- Spakman, Wim et Harmen Bijwaard. « Optimization of Cell Parameterizations for Tomographic Inverse Problems. » Dans *Monitoring the Comprehensive Nuclear-Test-Ban Treaty: Surface Waves*. Sous la direction de Anatoli L. Levshin et Michael H. Ritzwoller, 1401-23. Pageoph Topical Volumes. Birkhäuser Basel, 2001. http://link.springer.com/chapter/10.1007/978-3-0348-8264-4_5.
- Stehly, L., M. Campillo, B. Froment et R. L. Weaver. « Reconstructing Green's function by correlation of the coda of the correlation (C3) of ambient seismic noise. » *Journal of Geophysical Research* 113, no B11 (2008), B11306.
- Stehly, L., M. Campillo et N. M. Shapiro. « Traveltime measurements from noise correlation: Stability and detection of instrumental time-shifts. » *Geophysical Journal International* 171, no 1 (2007), 223-30.
- Stehly, L., M. Campillo et N. M. Shapiro. « A study of the seismic noise from its long-range correlation properties. » *Journal of Geophysical Research* 111, no B10 (2006), B10306.
- Stehly, L., B. Fry, M. Campillo, N. M. Shapiro, J. Guilbert, L. Boschi et D. Giardini. « Tomography of the Alpine region from observations of seismic ambient noise. » *Geophysical Journal International* 178, no 1 (2009), 338-50.
- Stutzmann, Eleonore, Geneviève Roullet et Luciana Astiz. « Geoscope station noise levels, » 90(3), 690-701. » *Bulletin of the Seismological Society of America* 90, no 3 (2000), 690-701.

- Stutzmann, Eléonore, Martin Schimmel, Geneviève Patau et Alessia Maggi. « Global Climate Imprint on Seismic Noise. » *Geochemistry, Geophysics, Geosystems* 10, no 11 (1 novembre 2009), Q11004. doi:10.1029/2009GC002619.
- Tanimoto, Toshiro et Junho Um. « Cause of Continuous Oscillations of the Earth. » *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 104, no B12 (10 décembre 1999), 28723-39. doi:10.1029/1999JB900252.
- Tarantola, Albert. *Inverse Problem Theory and Methods for Model Parameter Estimation*. SIAM, 2005.
- Tibuleac, Ileana et Mariana Eneva. « Seismic Signature of the Geothermal Field at Soda Lake, Nevada, from Ambient Noise Analysis. » *Geothermal Resources Council Transactions* 35 (2011), 1767-71.
- Tibuleac, Ileana, Satish Pullammanappallil, James Faulds et Holly McLachlan. « Development of a Low Cost Method to Estimate the Seismic Signature of a Geothermal Field From Ambient Seismic Noise Analysis. » *Geothermal Resources Council Transactions* 36 (2012), 1023-28.
- Tibuleac, Ileana, D.H. von Seggern, John N. Louie et J.G. Anderson. « High Resolution Seismic Velocity Structure in the Reno Basin from Ambient Noise Recorded by a Variety of Seismic Instruments. » *Geothermal Resources Council Transactions* 33 (2009), 143-48.
- Tourin, Arnaud, Mathias Fink et Arnaud Derode. « Multiple scattering of sound. » *Waves in Random Media* 10, no 4 (1 octobre 2000), R31-60. doi:10.1088/0959-7174/10/4/201.
- Valley, B. C. « The relation between natural fracturing and stress heterogeneities in deep-seated crystalline rocks at Soultz-sous-Forêts (France) », 2007.
- Van Schmus, W.r. « Natural Radioactivity of the Crust and Mantle. » Dans *Global Earth Physics*. Sous la direction de Thomas J. Ahrens, 283-91. American Geophysical Union, 1995. <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/RF001p0283/summary>.
- Verdon, J., J. Kendall, D. White, D. Angus, Q. Fisher et T. Urbancic. « Passive seismic monitoring of carbon dioxide storage at Weyburn. » *The Leading Edge* 29, no 2 (1 février 2010), 200-206. doi:10.1190/1.3304825.
- Vesnaver, Aldo L. « Irregular Grids in Seismic Tomography and Minimum-Time Ray Tracing. » *Geophysical Journal International* 126, no 1 (1 juillet 1996), 147-65. doi:10.1111/j.1365-246X.1996.tb05274.x.
- Vidal, Jeanne, Albert Genter et Jean Schmittbuhl. « How Do Permeable Fractures in the Triassic Sediments of Northern Alsace Characterize the Top of Hydrothermal Convective Cells? Evidence from Soultz Geothermal Boreholes (France). » *Geothermal Energy* 3, no 1 (18 avril 2015), 8. doi:10.1186/s40517-015-0026-4.
- Weaver, Richard, Berenice Froment et Michel Campillo. « On the correlation of non-isotropically distributed ballistic scalar diffuse waves. » *The Journal of the Acoustical Society of America* 126, no 4 (2009), 1817-26. doi:10.1121/1.3203359.
- Weaver, Richard L. « Diffuse elastic waves at a free surface. » *Acoustical Society of America Journal* 78 (1 juillet 1985), 131-36. doi:10.1121/1.392576.
- Weaver, Richard L. « Diffuse elastic waves at a free surface. « On diffuse waves in solid media. » *The Journal of the Acoustical Society of America* 71, no 6 (1 juin 1982), 1608-9. doi:10.1121/1.387816.
- Weaver, Richard L., Céline Hadziioannou, Eric Larose et Michel Campillo. « On the Precision of Noise Correlation Interferometry. » *Geophysical Journal International* 185, no 3 (1 juin 2011), 1384-92. doi:10.1111/j.1365-246X.2011.05015.x.
- Weaver, R. L. et O. I. Lobkis. « Ultrasonics without a Source: Thermal Fluctuation Correlations at MHz Frequencies. » *Physical Review Letters* 87, no 13 (24 septembre 2001), 134301. doi:10.1103/PhysRevLett.87.134301. WOS:000171219500021.
- Wegler, U., B.-G. Lühr, R. Snieder et A. Ratdomopurbo. « Increase of Shear Wave Velocity before the 1998 Eruption of Merapi Volcano (Indonesia). » *Geophysical Research Letters* 33, no 9 (1 mai 2006), L09303. doi:10.1029/2006GL025928.
- Wegler, U., H. Nakahara, C. Sens-Schönfelder, M. Korn et K. Shiomi. « Sudden Drop of Seismic Velocity after the 2004 Mw 6.6 Mid-Niigata Earthquake, Japan, Observed with Passive Image Interferometry. » *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 114, no B6 (1 juin 2009), B06305. doi:10.1029/2008JB005869.

- Wegler, U. et C. Sens-Schönfelder. « Fault Zone Monitoring with Passive Image Interferometry. » *Geophysical Journal International* 168, no 3 (1 mars 2007), 1029-33. doi:10.1111/j.1365-246X.2006.03284.x.
- Withers, Mitchell M., Richard C. Aster, Christopher J. Young et Eric P. Chael. « High-Frequency Analysis of Seismic Background Noise as a Function of Wind Speed and Shallow Depth. » *Bulletin of the Seismological Society of America* 86, no 5 (1 octobre 1996), 1507-15.
- Xu, Zhen J. et Xiaodong Song. « Temporal Changes of Surface Wave Velocity Associated with Major Sumatra Earthquakes from Ambient Noise Correlation. » *Proceedings of the National Academy of Sciences* 106, no 34 (25 août 2009), 14207-12. doi:10.1073/pnas.0901164106. PMID: 19667205.
- Yang, Yingjie, Michael H. Ritzwoller, Anatoli L. Levshin et Nikolai M. Shapiro. « Ambient Noise Rayleigh Wave Tomography across Europe. » *Geophysical Journal International* 168, no 1 (1 janvier 2007), 259-74. doi:10.1111/j.1365-246X.2006.03203.x.
- Yao, Huajian et Robert D. van der Hilst. « Analysis of ambient noise energy distribution and phase velocity bias in ambient noise tomography, with application to SE Tibet. » *Geophysical Journal International* 179 (1 novembre 2009), 1113-32. doi:10.1111/j.1365-246X.2009.04329.x.
- Yao, H., R. D. Van Der Hilst et M. V. De Hoop. « Surface-wave array tomography in SE Tibet from ambient seismic noise and two-station analysis–I. Phase velocity maps. » *Geophysical Journal International* 166, no 2 (2006), 732-44.
- Young, Christopher J., Eric P. Chael, Mitchell M. Withers et Richard C. Aster. « A Comparison of the High-Frequency (>1 Hz) Surface and Subsurface Noise Environment at Three Sites in the United States. » *Bulletin of the Seismological Society of America* 86, no 5 (1 octobre 1996), 1516-28.
- Zhang, Fengjiao, Christopher Juhlin et Daniel Sopher. « Passive Seismic Ambient Noise Correlation: An Example from the Ketzin Experimental CO2 Storage Site, Germany. » *Energy Procedia*, European Geosciences Union General Assembly 2014, EGU Division Energy, Resources & the Environment (ERE), 59 (2014), 90-96. doi:10.1016/j.egypro.2014.10.353.
- Zhang, Jian, Xiaodong Song, Yingchun Li, Paul G. Richards, Xinlei Sun et Felix Waldhauser. « Inner Core Differential Motion Confirmed by Earthquake Waveform Doublets. » *Science* 309, no 5739 (26 août 2005), 1357-60. doi:10.1126/science.1113193. PMID: 16123296.
- Zhan, Zhongwen, Sidao Ni, Don V. Helmberger et Robert W. Clayton. « Retrieval of Moho-Reflected Shear Wave Arrivals from Ambient Seismic Noise. » *Geophysical Journal International* 182, no 1 (1 juillet 2010), 408-20. doi:10.1111/j.1365-246X.2010.04625.x.
- Zhan, Z., V. C. Tsai et R. W. Clayton. « Spurious Velocity Changes Caused by Temporal Variations in Ambient Noise Frequency Content. » *Geophysical Journal International* 194, no 3 (1 septembre 2013), 1574-81. doi:10.1093/gji/ggt170.
- Ziegler, P. A. « Cenozoic rift system of Western and Central Europe: an overview. » *Geologie en Mijnbouw* 73, no 2 (1994).
- Ziegler, Peter A. « European Cenozoic rift system. » *Tectonophysics*, Geodynamics of rifting, volume 1 Case history studies on rifts: Europe and Asia, 208, no 1-3 (30 juillet 1992), 91-111. doi:10.1016/0040-1951(92)90338-7.
- Zigone, Dimitri, Yehuda Ben-Zion, Michel Campillo et Philippe Roux. « Seismic Tomography of the Southern California Plate Boundary Region from Noise-Based Rayleigh and Love Waves. » *Pure and Applied Geophysics* 172, no 5 (12 juillet 2014), 1007-32. doi:10.1007/s00024-014-0872-1.

ÉTUDE D'UN RÉSERVOIR GÉOTHERMIQUE PROFOND PAR CORRÉLATION DE BRUIT SISMOLOGIQUE AMBIANT

Résumé

Cette thèse porte sur l'application de la technique de corrélation de bruit sismologique ambiant pour la caractérisation et le suivi des réservoirs géothermiques de Rittershoffen (ECOIGI) et de Soultz-sous-Forêts (GEIE-EMC). La forte variabilité spatio-temporelle des sources du bruit de fond sismologique dans la gamme de période 0.2-7s limite la reconstruction des fonctions de Green. Cela induit des erreurs dans la construction des modèles de vitesse. Deux approches sont proposées pour s'affranchir des effets de la non-uniformité spatiale du bruit. Par ailleurs, la variabilité temporelle des sources de bruit est un facteur limitant pour le suivi du réservoir. On estime que les perturbations de vitesse doivent être de l'ordre de 0.1% à 1% pour pouvoir être détectées par les réseaux disponibles. Ce seuil n'a pas été franchi lors de la construction du site Rittershoffen mais une modification probable des propriétés diffractantes du milieu a été observée à la suite d'une stimulation.

Mots clés : corrélation de bruit ambiant, ondes de surface, pic micro-sismique secondaire, bruit sismologique anthropique, géothermie profonde, réseaux denses.

Abstract

This work focuses on the application of the ambient seismic noise correlation technique for the characterization and monitoring of deep geothermal reservoirs near Rittershoffen (ECOIGI) and Soultz-sous-Forêts (GEIE-EMC). The strong spatial and temporal variability of the noise sources in the period range 0.2-7s limits the reconstruction of the Green's functions. This results in significant errors in the velocity models. Two approaches are proposed to overcome the spatial non-uniformity of the noise and to improve the quality of the velocity models. Besides that, the temporal variability of the noise sources is a limiting factor for monitoring purposes. We estimate that the speed variations should be larger than 0.1% to 1% to be detected by the available networks. This threshold was not reached at Rittershoffen during the drillings or the stimulations. However, a change of the diffracting properties of the medium was observed following a hydraulic stimulation. The methods developed in this work could be applied to dense seismic networks.

Keywords: ambient noise correlation, surface waves, secondary micro-seismic peak, anthropogenic noise, deep geothermal reservoirs, dense seismic networks.