

Thèse de Doctorat

Ianis GAUDOT

*Mémoire présenté en vue de l'obtention du
grade de Docteur de l'Université de Nantes
sous le sceau de l'Université Bretagne Loire*

École doctorale : *Sciences Pour l'Ingénieur, Géosciences, Architecture*

Discipline : *Terre solide et couches profondes*

Spécialité : *Sismologie*

Unité de recherche : *UMR CNRS 6112 Laboratoire de Planétologie et Géodynamique*

Soutenue le 22 janvier 2016

Analyse des intercorrélations du champ d'onde sismique ambiant - Application à la tomographie de l'Ouest de la France

JURY

Rapporteurs : Sébastien CHEVROT, Directeur de recherche CNRS, OMP, Toulouse
Valérie MAUPIN, Professeur, Université d'Oslo

Examineurs : Adnand BITRI, Ingénieur, BRGM, Orléans
Céline GÉLIS, Ingénieur, IRSN, Fontenay-aux-Roses

Invité : Mathieu LE FEUVRE, Ingénieur, IFSTTAR, Bouguenais

Directeur de Thèse : Antoine MOCQUET, Professeur, Université de Nantes

Co-encadrant de Thèse : Éric BEUCLER, Maître de conférence, Université de Nantes

Remerciements

Tout d’abord, je tiens à remercier mes directeurs de thèse Éric Beucler et Antoine Mocquet. Je vous remercie beaucoup de m’avoir permis de faire cette thèse. Merci pour la confiance que vous m’avez accordée. Ces trois ans de travail à vos côtés ont été très enrichissants pour moi.

Merci à tous les membres de mon jury pour avoir accepté de juger ce travail, et pour leurs remarques et critiques ouvrant de nouvelles perspectives. Merci à Mathieu Le Feuvre pour toutes les discussions que nous avons pu avoir ensemble pendant ces trois ans. Merci aussi à Yann Capdeville et Anne Paul pour leurs conseils.

Merci à Donatienne Leparoux, et tous les collègues de l’IFSTTAR participant au projet régional VIBRIS dans lequel s’inscrivait cette thèse. Je remercie la région Pays de la Loire pour le financement de ce travail.

Merci à Martin Schimmel pour les nombreux échanges scientifiques passionnants que l’on a eu ensemble ces dernières années.

Je remercie également Méric Haugmard et Mélanie Drilleau. J’ai beaucoup apprécié travailler avec vous. Merci pour votre aide. Merci à Geoffrey Aertgeerts pour son regard de géologue, et Philippe Cance pour son regard de géomètre. Merci aussi à Bertrand Potin, Vincent Clerc, Mickaël Bonnin et Marie Macquet pour nos échanges sismolo-

giques.

Merci à Helle Pedersen, qui m’a encouragé et soutenu dans mon choix de poursuivre en thèse.

Merci à tous les techniciens, ingénieurs, et chercheurs qui installent et maintiennent les sismomètres.

Merci aussi à tous les collègues du Laboratoire de Planétologie et Géodynamique de Nantes pour leur accueil chaleureux. Je tiens à remercier particulièrement tous les anciens et nouveaux doctorants pour la bonne humeur, l’entraide, et les discussions enflammées que l’on a eues autour d’un café au « Macumba » , ou autour de plusieurs bières au « Sur Mesure », sans oublier les entraînements de *touch rugby* (merci à Philippe pour le coaching!).

Je remercie du fond du cœur mes parents pour leur soutien du début à la fin, ainsi que pour leur contribution poétique à ce manuscrit. Un grand merci à ma soeur pour sa relecture attentive. Merci également à mon frère pour ses encouragements.

Fanny, merci infiniment d’avoir été à mes côtés pendant cette escapade nantaise. Ta présence m’a été très précieuse.

Table des matières

Introduction générale	11
I Analyse des intercorrélations du champ d'onde sismique ambiant et émergence de la fonction de Green empirique	21
1 Traitement et intercorrélation du signal sismique continu	25
1.1 La donnée sismique	26
1.2 Extraction des segments	27
1.3 Décimation	28
1.4 Déconvolution de la réponse instrumentale	29
1.5 Intercorrélation individuelle	32
1.6 Les outils de traitement du signal utilisés	32
1.6.1 ObsPy	33
1.6.2 SAC (Seismic Analysis Code)	34
1.6.3 Fortran	34
2 Intercorrélation et émergence de la fonction de Green empirique	35
2.1 Condition d'émergence de la fonction de Green empirique	36
2.2 Traitement dans le domaine temporel	39
2.2.1 Sélection	39
2.2.2 Normalisation des amplitudes	40
2.3 Traitement dans le domaine spectral	41

2.4	Sommation temporelle et intercorrélation moyenne	44
2.5	Comparaison des méthodes de normalisation temporelle	45
2.5.1	Étude de convergence	49
2.5.2	Analyse des intercorrélations moyennes	51
2.5.3	Synthèse des résultats	52
3	Redondance de phase dans les intercorrélations du champ d'onde sismique ambiant	57
3.1	La cohérence de phase	58
3.2	Résultats sur la paire de stations PY41-PY48	60
3.2.1	Cohérences de phase individuelles et cohérence de phase globale	60
3.2.2	Analyse des contributions individuelles	64
3.2.3	Interprétation et discussion	65
3.3	Statistical redundancy of instantaneous phases : theory and application to the seismic ambient wavefield	69
3.4	Application au bruit microsismique secondaire dans l'Ouest de l'Europe	85
3.4.1	Réseau et méthode	85
3.4.2	Résultats	87
3.4.3	Interprétation	88
3.4.4	Discussion	90
II	Imagerie par intercorrélation du champ d'onde sismique ambiant	93
4	Inversion non linéaire des fonctions de Green empiriques	95
4.1	Dispersion des ondes de Rayleigh	96
4.1.1	Vitesse de groupe	96
4.1.2	Mesure de la vitesse de groupe	97
4.2	L'inversion non linéaire	100

4.2.1	Formulation et solution du problème inverse	100
4.2.2	Résolution du problème inverse non linéaire	101
4.2.3	Échantillonnage de l'espace des paramètres	103
4.3	Une méthode d'inversion Monte-Carlo par chaîne de Markov	105
4.3.1	Données observées	105
4.3.2	Problème direct et fonction coût	106
4.3.3	Paramétrisation du modèle	107
4.3.4	Implémentation pratique	111
4.4	Inversion de données synthétiques et réelles	118
4.4.1	Représentation des résultats	118
4.4.2	Données synthétiques	119
4.4.3	Données réelles	124
4.4.4	Estimateur unique et variance <i>a posteriori</i>	129
4.5	Ce qu'il faut retenir	131
5	Imagerie sismologique de l'Ouest de la France	133
5.1	Contexte géologique	134
5.1.1	Le Massif armoricain	134
5.1.2	Autour du Massif armoricain	136
5.2	Contexte géophysique	136
5.2.1	Structures crustales	137
5.2.2	Structures dans le manteau supérieur	140
5.3	Questions posées	141
5.4	Un jeu de données inédit	141
5.4.1	Les stations	142
5.4.2	Intercorrélations du champ d'onde sismique ambiant	146
5.5	Modèles de vitesse unidimensionnels	152
5.6	Régionalisation des profils de vitesse	156
5.6.1	Théorie	156

5.6.2 Synthétiques	164
5.6.3 Temps d'exécution	167
5.7 Résultats	168
5.8 Comparaison avec une étude antérieure	171
5.9 Discussion	173
5.10 Ce qu'il faut retenir	180
Conclusion générale	183
Perspectives	187
Annexes	193
5.11 Liste des stations	193
5.12 Bruit microsismique secondaire ouest européen	196
5.13 Développement au 3 ^{ième} ordre en perturbation de vitesse	197

Introduction générale

La planète Terre tremble en permanence. Ces déplacements du sol, plus ou moins importants, témoignent de la propagation d'ondes sismiques à l'intérieur de la Terre, générées par des sources sismiques. Si on compare la Terre à un instrument de musique, et les sources sismiques à des musiciens, le sismomètre est un microphone qui enregistre la musique de la Terre. Ces enregistrements sont appelés sismogrammes. Il s'agit de déplacements du sol en fonction du temps. Une journée d'enregistrement sismique est représentée sur la figure 1.

On observe que les déplacements du sol sont globalement constants pendant toute la journée, sauf à certains moments où des signaux de fortes amplitudes sont observés. Trois sont identifiés sur ce sismogramme. Ces signaux correspondent à l'arrivée d'ondes sismiques générées par des séismes, provoqués par la rupture d'un segment de faille quelque part sur le Globe. Ils sont à l'origine de vibrations plus ou moins importantes, avec des conséquences parfois dramatiques.

Les propriétés des ondes sismiques (forme, amplitude, temps de propagation) visibles dans les sismogrammes portent la signature des sources sismiques qui les ont générées et du milieu dans lequel elles se sont propagées. Ainsi, les arrivées liées aux séismes sont étudiées pour mieux comprendre les caractéristiques des sources (origine, localisation, répétitivité, géométrie et énergie) et pour déterminer la structure interne de la Terre (température, minéralogie, etc). L'utilisation des ondes sismiques pour imager l'intérieur de la Terre correspond à la tomographie sismique, qui est une méthode similaire aux techniques utilisées dans l'imagerie médicale. La tomographie sismique a permis de

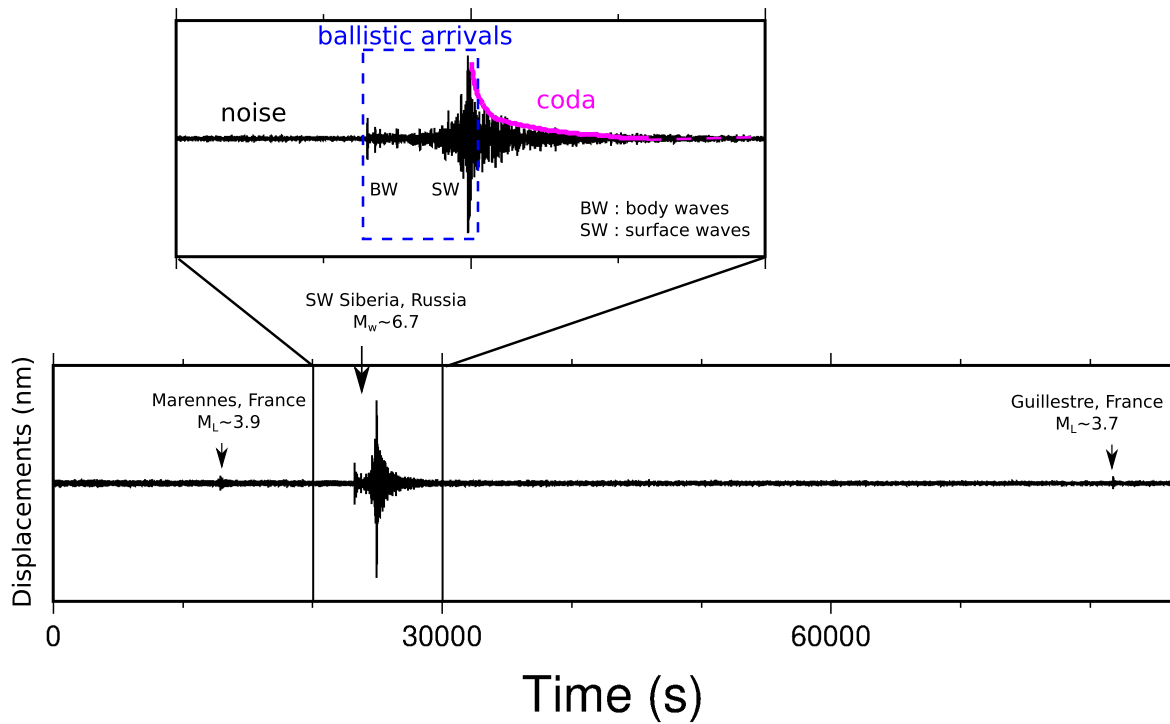


FIGURE 1 : Sismogramme enregistré pendant 24 heures le 26 février 2012 sur la composante verticale de la station PY48 (Camaret, France). Le signal est filtré entre 1 et 50 s de période. Les séismes sont annotés par des flèches. Un zoom du sismogramme entre 20 000 et 30 000 s est montré en haut de la figure. Il met en évidence les ondes de volume (BW), les ondes de surface (SW), ainsi que la coda, générées par un séisme de magnitude 6.7 ayant eu lieu en Russie.

faire des découvertes majeures concernant la structure interne de la Terre, comme la première observation du noyau solide terrestre en 1939 par Inge Lehmann. Depuis, les temps d'arrivée des ondes sismiques, leurs vitesses de propagation, leurs périodes caractéristiques (modes propres), ainsi que leurs amplitudes, ont servi à construire des modèles de la structure interne radiale de la Terre, comme le PREM (*Preliminary Earth Reference Model* en anglais, [Dziewonski et Anderson, 1981](#)).

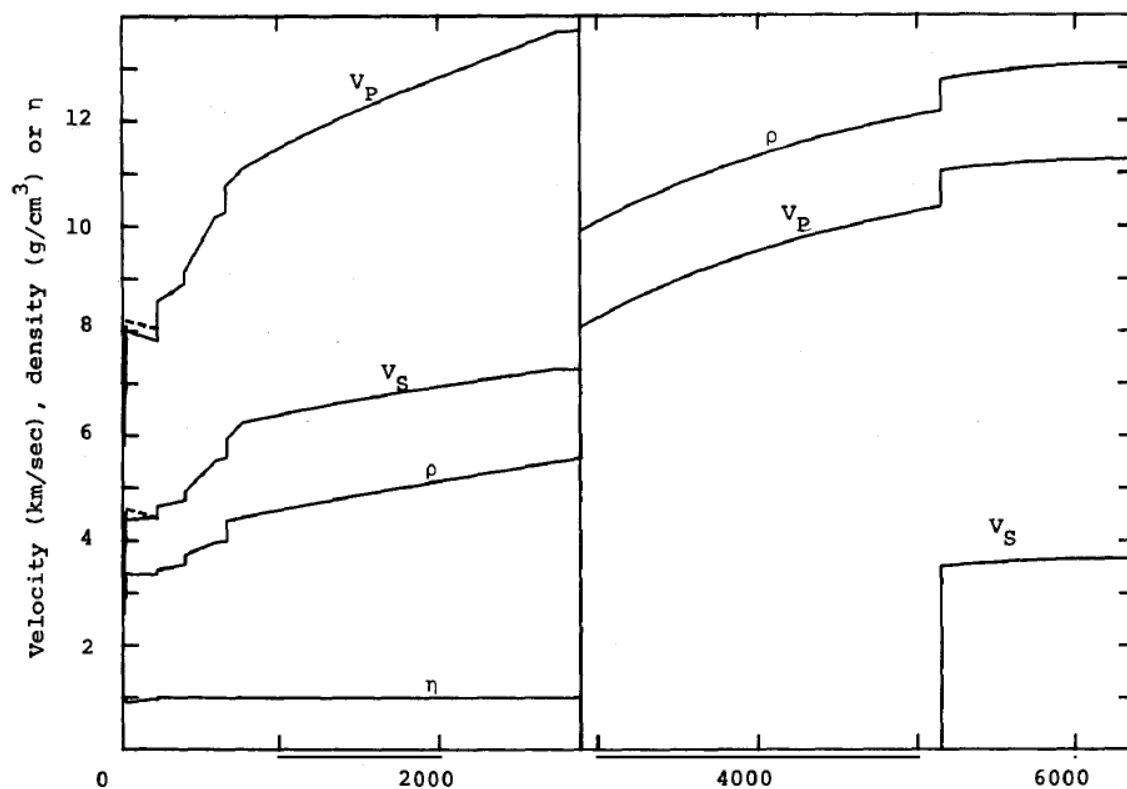


FIGURE 2 : PREM (*Preliminary Earth Reference Model*) proposé par [Dziewonski et Anderson \(1981\)](#). La variation de la vitesse sismique des ondes P (V_p), S (V_s), de la densité ρ , et de l'anisotropie η est représentée en fonction de la profondeur.

Il existe deux grandes familles d'ondes sismiques : les ondes de volume et les ondes de surface. Les ondes de volume (P et S) traversent l'intérieur de la Terre, tandis que

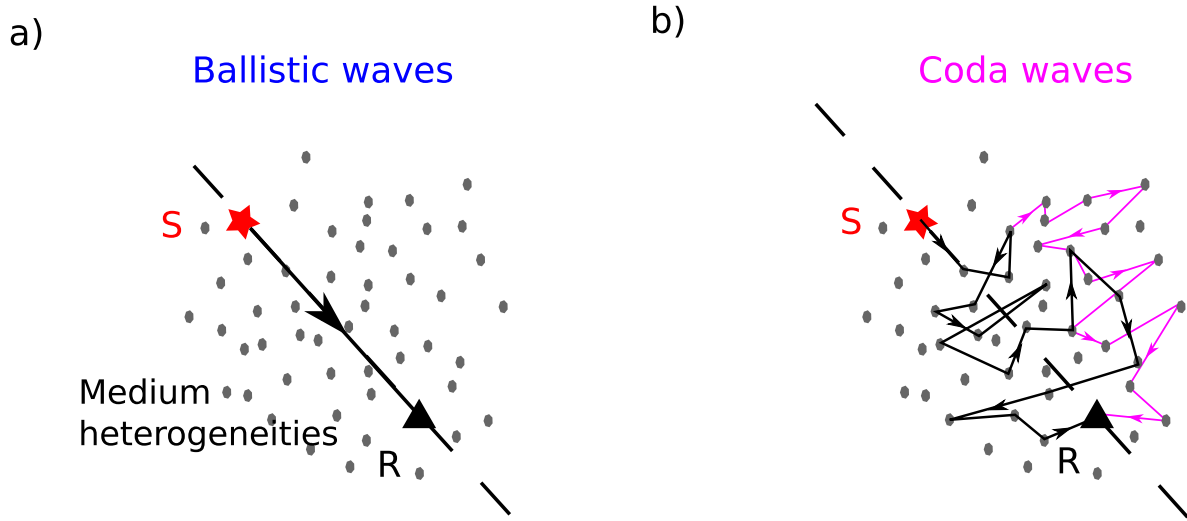


FIGURE 3 : Illustration des trajets suivis par a) des ondes sismiques balistiques, et b) des ondes sismique à l'origine de la coda (voir zoom sur la figure 1). La ligne tiretée indique le trajet le plus court entre la source sismique (S, étoile rouge) et le sismomètre (R, triangle noir). Les lignes continues noires et violettes indiquent les trajets suivis par les ondes.

les ondes de surface se propagent à la surface de la Terre. Sur un sismogramme, les ondes de volume précèdent les ondes de surface car leurs vitesses de propagation sont plus élevées (figure 1). Les ondes de surface possèdent une amplitude plus grande que les ondes de volume et un contenu fréquentiel différent.

Deux régimes de propagation sont observés dans les sismogrammes : les ondes balistiques et les coda (figure 1 et figure 3). Les ondes balistiques suivent le trajet le plus court entre la source sismique et le sismomètre (figure 3a), tandis que les coda correspondent aux ondes qui suivent des trajets plus longs et compliqués, liés à la présence d'hétérogénéités dans le milieu (figure 3b). Les coda sont visibles dans les sismogrammes après les ondes balistiques, et se manifestent par la succession d'arrivées chaotiques dont l'amplitude décroît exponentiellement avec le temps (figure 1). Elles renseignent

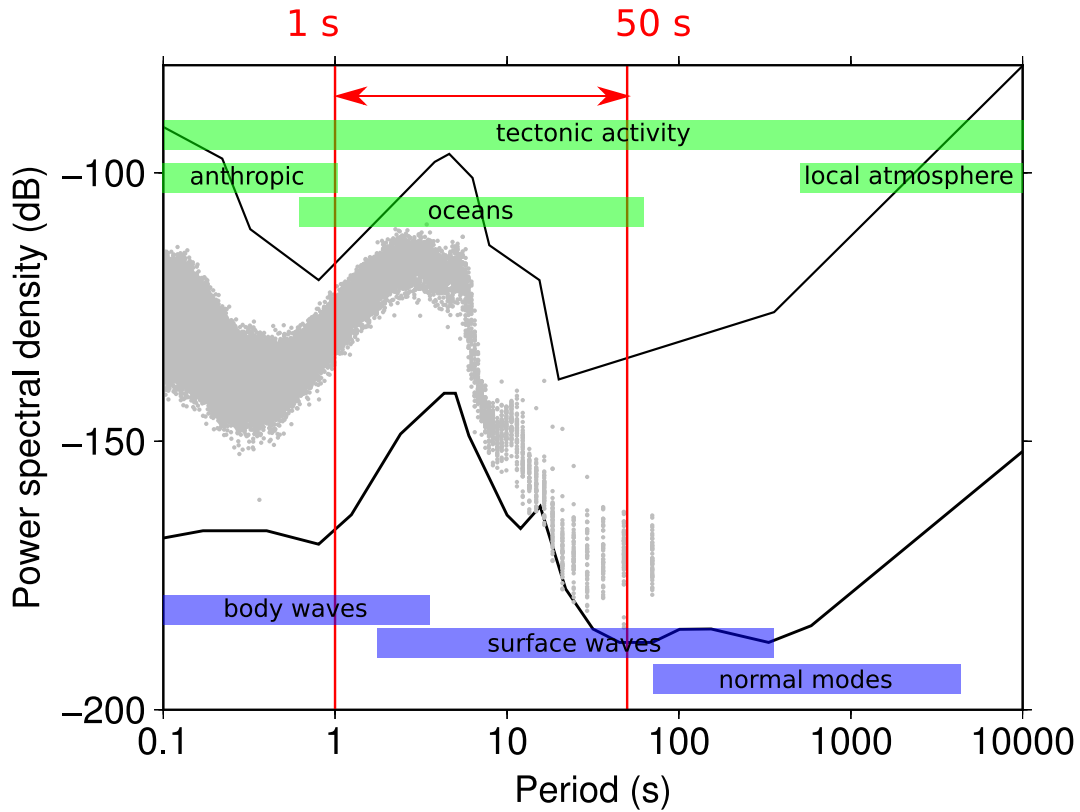


FIGURE 4 : Le champ d'onde sismique ambient représenté dans le domaine spectral. Les sources à l'origine du champ d'onde dans chaque gamme de périodes sont indiquées par les rectangles verts. Les types d'ondes dominants dans chaque gamme de périodes sont indiqués par des rectangles bleus. Dans cette étude, le champ d'onde sismique ambient est étudié entre 1 et 50 s de période (lignes rouges verticales). Les points gris correspondent aux densités spectrales de puissance calculées sur des segments de 5 min pendant 24 h ([Beucler et al., 2015](#)) à la station PY48 (Camaret, France). Les deux pics observés autour de 7 s et 14 s de période correspondent aux pics microsismiques océaniques, respectivement nommés secondaires et primaires. Les lignes noires continues indiquent les niveaux de bruit les plus hauts et les plus bas observés dans le monde sur la composante verticale d'un sismomètre ([Peterson, 1993](#)). Le niveau général du bruit dépend beaucoup du type d'installation (grotte, forage, simple trou dans le sol) et de la localisation (proche des côtes, d'une ville, etc)

également sur les propriétés diffusives et atténuantes du milieu échantillonné par les ondes sismiques.

En l'absence de séismes visibles, le sismomètre enregistre continuellement des déplacements de petites amplitudes, appelés le bruit sismique ambiant. Les différentes sources sismiques à l'origine du bruit sismique ambiant peuvent être séparées dans le domaine fréquentiel (figure 4). Pour des périodes inférieures à 1 seconde, le bruit sismique ambiant est principalement généré par l'activité humaine (autoroutes, usines, villes, etc), tandis qu'à plus longue période le bruit est généré par des interactions entre les couches liquides et solides à la surface de la Terre ([Bonney-Claudet et al., 2006](#)).

L'interaction entre la houle océanique et la surface de la Terre est à l'origine du bruit microsismique océanique. Ce bruit se caractérise très bien dans le domaine fréquentiel par la présence de deux « pics » d'énergie à 14 et 7 seconde de période (figure 4). Le premier pic, appelé le « pic microsismique primaire », est généré par l'action répétée de la houle qui se propage vers la côte avec une période caractéristique d'environ 14 s ([Haubrich et McCamy, 1969](#)). Le second pic, appelé le « pic microsismique secondaire », d'amplitude plus importante, est issu de l'interaction entre des houles de même période mais de directions opposées, générant ainsi des ondes avec une période caractéristique d'environ 7 s ([Longuet-Higgins, 1950](#)). Ce dernier peut être généré aussi bien proche des côtes que dans l'océan profond ([Chevrot et al., 2007](#) ; [Landès et al., 2010](#) ; [Beucler et al., 2015](#)).

Le bruit sismique ambiant apparaît souvent comme un signal complexe dans les sismogrammes car une multitude de sources agissent en continu et simultanément. Le bruit sismique s'oppose donc aux arrivées déterministes, de courte durée, générées par les séismes. Il fut pendant longtemps considéré comme indésirable car il perturbe la détection des ondes de volume dans les sismogrammes, d'où son nom de bruit, encore utilisé aujourd'hui. Le champ d'onde sismique ambiant regroupe à la fois les signaux

balistiques issus des séismes, les coda ainsi que le bruit sismique ambiant qui compose plus de 90% du signal sismique continu enregistré par un sismomètre.

Au début des années 2000, il fut montré que la corrélation du champ d'onde sismique ambiant pouvait, sous certaines conditions, être utilisée pour approximer la réponse impulsionnelle du milieu situé entre deux points de l'espace ([Shapiro et Campillo, 2004](#)). La réponse impulsionnelle, aussi appelée fonction de Green, contient toutes les informations pour décrire le milieu traversé par les ondes. Cette découverte majeure montre qu'il est possible de reconstruire des arrivées balistiques sans séismes, transformant ainsi chaque sismomètre en une « source virtuelle ».

La résolution des images tomographiques, jusqu'alors limitée par le nombre de séismes et leur répartition géographique inhomogène, devient ainsi uniquement contrôlée par le déploiement des sismomètres. Les tomographies par corrélations du champ d'onde sismique ambiant ont permis de révéler en détail des structures encore peu connues ([Shapiro et al., 2005](#) ; [Yang et al., 2007](#) ; [Stehly et al., 2009](#) ; [Lin et al., 2009](#)). Au delà de l'aspect tomographique, l'analyse du champ d'onde sismique ambiant connaît depuis un véritable regain d'intérêt. L'étude du champ d'onde sismique ambiant est un domaine de recherche très vaste, qui s'intéresse à tout ce qui est enregistré continuellement par un sismomètre : les ondes balistiques, les coda, et le bruit sismique ambiant. Ce travail de thèse s'inscrit pleinement dans cette démarche. Les grandes questions sont les suivantes :

- Quelles sont les caractéristiques des sources à l'origine du bruit sismique ambiant, qui compose plus de 90% du signal enregistré à une station (figure 1) ?
- Dans quelle mesure les données acquises sur des réseaux de sismomètres récemment déployés peuvent être utilisées pour révéler les structures profondes au niveau de régions encore peu connues ?

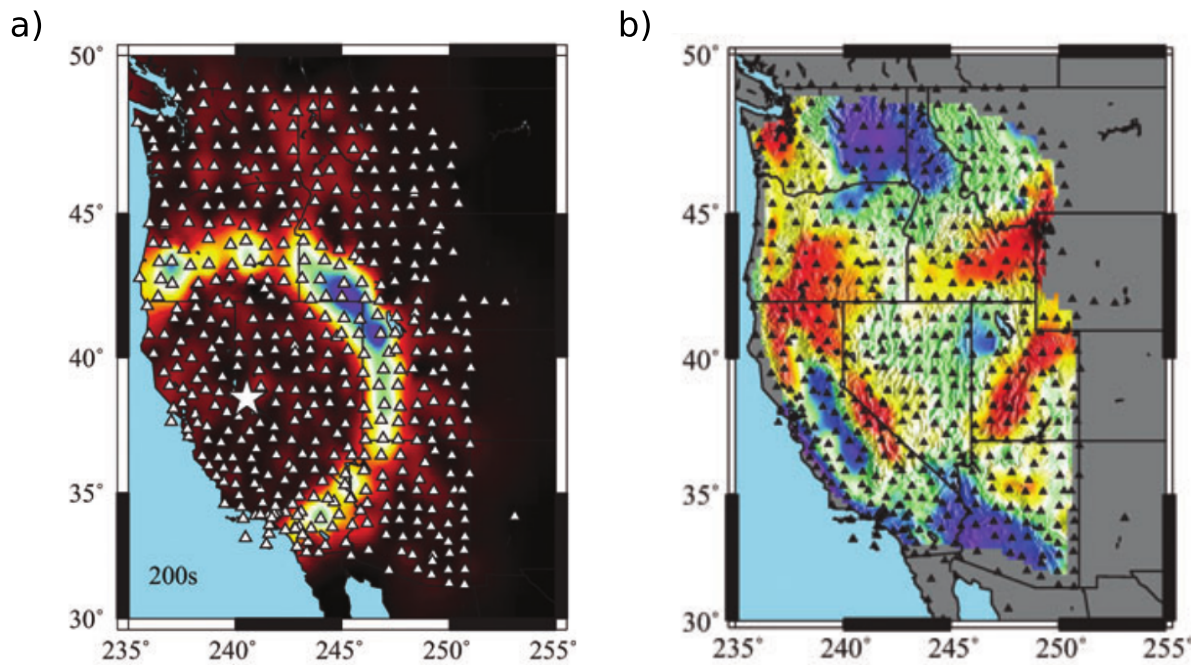


FIGURE 5 : Tomographie par intercorrélation du champ d'onde sismique ambiant sur un réseau de stations dans l'Ouest des États-Unis (adapté de [Lin et al., 2009](#)). a) Cliché d'un front d'onde reconstruit par intercorrélation du champ d'onde sismique ambiant. Chaque station peut être considérée comme une source sismique. b) Carte de vitesse sismique obtenue en utilisant la tomographie par intercorrélation du champ d'onde sismique ambiant.

Cette thèse est divisée en deux parties et cinq chapitres. La première partie, qui contient les trois premiers chapitres, est consacrée à l'analyse du champ d'onde sismique ambiant, et montre comment les intercorrélations peuvent être utilisées pour reconstruire à la fois la réponse impulsionnelle du milieu et pour analyser les propriétés spatio-temporelles du champ d'onde sismique ambiant. Le premier chapitre décrit les étapes de traitement du signal continu. Le second chapitre présente les étapes de traitement spécifiques à l'émergence de la fonction de Green par intercorrélation. Le troisième chapitre, en partie sous la forme d'un article rédigé au cours de cette thèse, propose une nouvelle approche statistique pour analyser la variabilité du champ d'onde sismique ambiant à partir des intercorrélations.

La deuxième partie présente une méthode de tomographie par intercorrélation du champ d'onde sismique ambiant. Le chapitre 4 décrit une méthode d'inversion non-linéaire de type Monte Carlo par chaîne de Markov qui permet de traduire les intercorrélations du champ sismique ambiant en terme de profils de vitesse sismique cisailante. Le chapitre 5 présente une application de cette méthode en valorisant des données sismologiques récemment acquises dans l'Ouest de la France.

Première partie

Analyse des intercorrélations du
champ d'onde sismique ambient et
émergence de la fonction de Green
empirique

Préambule

Toutes les applications présentées dans ce travail de thèse reposent sur des intercorrélations du signal sismique continu.

Cette première partie présente les méthodes utilisées pour reconstruire la fonction de Green empirique par intercorrélation, et décrit une approche qui permet d'étudier les propriétés du champ d'onde sismique ambiant à partir des intercorrélations.

Le chapitre 1 est consacré au calcul des intercorrélations du signal sismique continu enregistré simultanément à deux sismomètres. Le chapitre 2 est dédié à l'émergence de la fonction de Green par intercorrélation. Une nouvelle approche statistique permettant de caractériser le champ d'onde sismique ambiant à partir des intercorrélations est présentée dans le chapitre 3.

Chapitre 1

Traitement et intercorrélation du signal sismique continu

À la recherche d'un bruit qui court...

Sommaire

1.1	La donnée sismique	26
1.2	Extraction des segments	27
1.3	Décimation	28
1.4	Déconvolution de la réponse instrumentale	29
1.5	Intercorrélation individuelle	32
1.6	Les outils de traitement du signal utilisés	32

Ce chapitre présente les différentes étapes de traitement du signal sismique utilisées pour calculer les intercorrélations du champ d'onde sismique ambiant. L'ensemble des données utilisées dans ce travail de thèse ont été préparées selon les étapes de traitement détaillées dans ce chapitre.

1.1 La donnée sismique

La donnée sismique est constituée de la forme d'onde et de métadonnées. La forme d'onde est une série temporelle discrétisée régulièrement en temps, dont chaque échantillon est associé à une valeur d'amplitude représentative du mouvement du sol. La donnée sismique est enregistrée par un capteur sismique. Un capteur sismique à trois composantes enregistre les mouvements du sol selon trois directions : Nord-Sud, Est-Ouest, et verticale.

Les capteurs sismiques sont divisés en deux grandes familles : les accéléromètres (mesure de l'accélération) qui peuvent enregistrer des mouvements du sol forts, mais qui possèdent une sensibilité limitée, et les vélocimètres (mesure de la vitesse) qui possèdent généralement une sensibilité beaucoup plus étendue.

La fréquence d'échantillonnage (et donc la limite de la sensibilité du capteur à hautes fréquences), le type de capteur, ainsi que son orientation, définissent un canal. Un canal est identifié par trois lettres ([Seed Reference Manual, 2012](#)). La première lettre indique la fréquence d'échantillonnage f_e (H : $80 \leq f_e < 250$ Hz, B : $10 \leq f_e < 80$ Hz, L : $f_e \simeq 1$ Hz). La deuxième lettre indique sur quel type d'instrument la donnée a été mesurée. La lettre H correspond au vélocimètre, tandis que la lettre N indique un accéléromètre. La dernière lettre indique l'orientation (Z : composante verticale, N : composante Nord-Sud, E : composante Est-Ouest).

Les données analysées dans le cadre de cette thèse ont été enregistrées par des vélocimètres sur la composante verticale (canaux HHZ et BHZ).

Les métadonnées incluent toutes les informations qui sont indispensables pour l'utilisation de la donnée (caractéristiques de la station, réponse instrumentale, etc). Le début de la sismologie digitale dans les années 1970 a vu la naissance de nombreux formats qui n'étaient pas compatibles entre eux, rendant difficile l'échange de la donnée sismique. Aujourd'hui, le format SEED ([Seed Reference Manual, 2012](#)) est un format standard qui permet d'échanger et de stocker les données sismologiques.

Les différentes étapes de traitement des données qui sont appliquées dans ce travail sont présentées dans les paragraphes suivants : extraction des segments de données (section 1.2), décimation (section 1.3), déconvolution de la réponse instrumentale (section 1.4), intercorrélacion (section 1.5). Les étapes de traitements supplémentaires spécifiques à l'émergence de la fonction de Green sont détaillées dans le Chapitre 2.

1.2 Extraction des segments

Cette étape permet de segmenter la donnée continue en fenêtres de durées égales, appelées segments, et d'effectuer des statistiques sur la quantité de données disponibles par segment. Le taux de fonctionnement, exprimé en pourcentage, correspond au rapport entre la durée totale d'enregistrement observée et la durée théorique égale à la longueur du segment. La continuité de l'enregistrement à une station peut être altérée à cause d'un dysfonctionnement matériel ou logiciel, pendant ou après l'acquisition de la donnée sismique. Ici, une station est considérée fonctionnelle si son taux de fonctionnement est supérieur à 90%. Les segments qui possèdent un taux de fonctionnement inférieur à 90% sont rejetés. La figure 1.1 présente un exemple de statistiques effectuées lors de l'extraction de segments de 24 h. Les échantillons non contigus en temps sont interpolés linéairement. En cas de redondance¹ entre deux portions de donnée, la deuxième portion de donnée redondante sur la première est considérée correcte ; c'est elle qui est conservée. Enfin, la moyenne et tendance sur chaque segment sont enlevées, et un fenêtrage en cosinus amorti est effectué sur les bords de chaque segment (figure 1.4a). L'étape d'extraction permet également d'effectuer la conversion du format SEED vers le format SAC (Seismic Analysis Code, [Goldstein et Snoke, 2005](#)), plus adapté pour le traitement du signal.

1. La redondance dans les données survient lorsqu'au moins deux échantillons sont étiquetés avec le même temps.

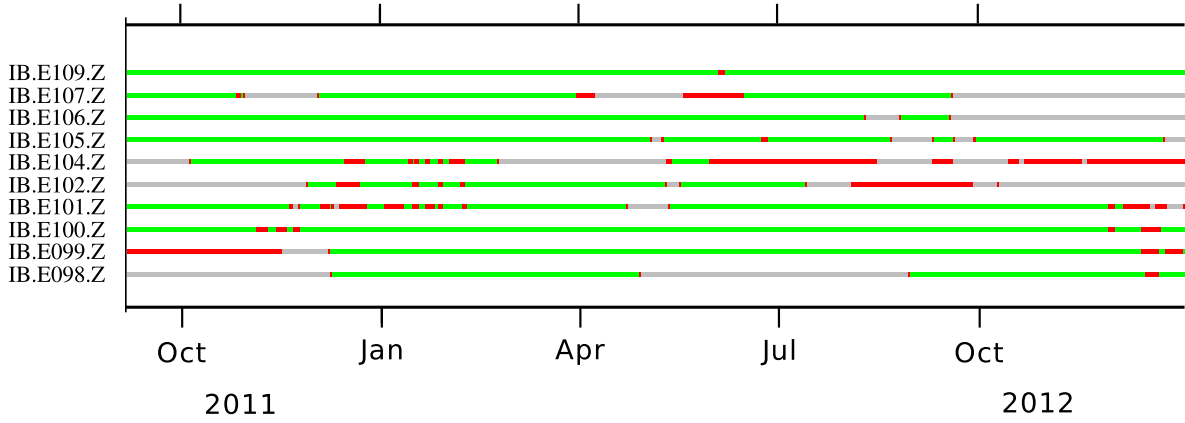


FIGURE 1.1 : Taux de fonctionnement journalier sur la composante verticale de 10 stations du réseau IberArray (Díaz et al., 2009). Une couleur grise indique un taux de fonctionnement nul. Une couleur rouge indique un taux de fonctionnement non nul inférieur à 90%. Une couleur verte indique un taux de fonctionnement supérieur à 90%.

1.3 Décimation

La décimation consiste à réduire le pas d'échantillonnage de la donnée sismique. Les données brutes possèdent un pas d'échantillonnage qui varie entre 0.05 à 0.08 seconde (voir tableau 5.4). Le critère de Shannon-Nyquist indique que la période minimale observable est égale à deux fois le pas d'échantillonnage. Les applications présentées dans cette thèse ne nécessitent pas de travailler avec des périodes inférieures à 1 s. Les données à disposition possèdent donc un pas d'échantillonnage entre 10 à 62,5 fois plus petit que celui requis pour les besoins de l'étude. La réduction du pas d'échantillonnage permet de simplifier la manipulation de données en termes de stockage et de temps de calcul. Cette opération permet aussi de rendre le pas d'échantillonnage homogène sur toute la base de donnée. Afin d'éviter un repliement spectral, un filtre passe-bas non déphasant de type Butterworth, avec une période de coupure égale à la période de Nyquist, est appliqué avant l'opération de décimation.

1.4 Déconvolution de la réponse instrumentale

Les enregistrements sismiques bruts sont issus d'une chaîne d'acquisition composée d'un capteur et d'un numériseur. Cette chaîne d'acquisition se comporte comme un filtre, la réponse instrumentale, qui modifie l'amplitude et la phase du paramètre physique mesuré au début de la chaîne d'acquisition. Ainsi, les enregistrements bruts s'expriment en « counts », une unité qui ne correspond pas directement aux mouvements du sol. La correction de la réponse instrumentale consiste à convertir les « counts » en déplacements, directement reliés aux mouvements du sol. La réponse instrumentale se décompose en un terme de phase et un terme d'amplitude (figure 1.2). En pratique, cette opération s'effectue par déconvolution, c'est-à-dire en divisant le spectre de l'enregistrement sismique par le spectre de la réponse instrumentale. La déconvolution doit se faire sur une gamme de fréquences restreinte dans la bande passante du sismomètre, afin d'éviter l'amplification de signaux indésirables aux limites de la bande passante du capteur.

Les informations liées à la réponse instrumentale sont fournies avec les métadonnées du format SEED. La réponse instrumentale complète (filtres liés au capteur et au numériseur) y est décrite en prenant en compte les changements de matériel au cours de la vie d'une station. La réponse du capteur est décrite avec des pôles et des zéros, solutions aux polynômes de premier degré qui décrivent le filtre en fréquence.

Au début de la chaîne d'acquisition, le signal possède une fréquence d'échantillonnage très haute. Le numériseur décime donc le signal pour atteindre la fréquence d'échantillonnage requise pour le canal considéré. Chaque étape de décimation est précédée par le passage d'un filtre anti-repliement. L'application successive de ces filtres possède une réponse en amplitude et en phase qu'il faut corriger ; c'est la réponse du numériseur. Cette réponse est décrite par une série de coefficients.

Une réponse en phase erronée peut induire des biais dans les temps d'arrivée, et donc sur les résultats de tomographie. La représentation graphique de la phase et de

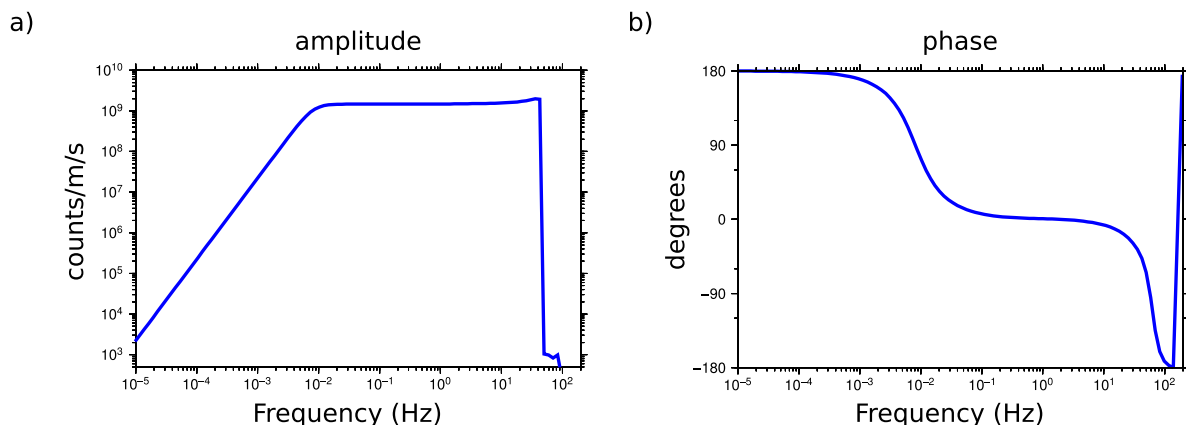


FIGURE 1.2 : Réponse instrumentale de la station large bande PY41 pour le canal HHZ. a) réponse en amplitude, b) réponse en phase.

l'amplitude des réponses instrumentales complètes est une manière efficace de détecter les problèmes éventuels.

La figure 1.2 représente la réponse en amplitude et en phase de la composante verticale d'une station large bande. La réponse instrumentale est constante entre 0.01 et 40 Hz, en adéquation avec la sensibilité d'un capteur large bande. La chute de la réponse en amplitude observée à 50 Hz, ainsi que la perturbation de la réponse en phase après 100 Hz, sont liées à la réponse du numériseur.

La figure 1.3 montre les effets de la déconvolution de la réponse instrumentale entre 2,5 et 50 s de période sur un segment de 24h. La déconvolution de la réponse instrumentale permet de distinguer clairement un évènement de forte amplitude (déplacement jusqu'à 10 micromètres) qui correspond à un séisme ayant eu lieu au Japon ($M_w = 6.8$). La majorité des autres amplitudes sont associées avec des déplacements de l'ordre de 1 micromètre.

À la fin de cette étape, la base de donnée est homogène : les enregistrements sismiques à chaque station sont découpés en segments de 24h, les amplitudes sont des

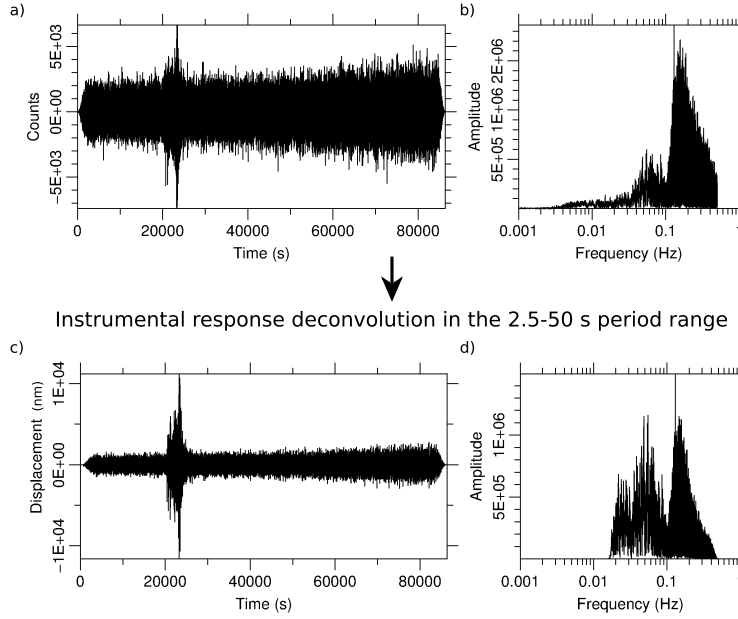


FIGURE 1.3 : Déconvolution de la réponse instrumentale sur un segment de 24h enregistré le 1^{er} janvier 2012 pour le canal HHZ de la station large-bande PY41. Amplitudes temporelles (a) et spectrales (b) du signal brut. Les amplitudes s'expriment en « counts ». c) et d) Identique à a) et b) après déconvolution de la réponse instrumentale entre 2,5 et 50 s de période. Les amplitudes s'expriment en déplacements, donnés en nanomètres.

déplacements, le taux d'échantillonnage est uniforme, et tous les échantillons sont contigus en temps, sans redondance. En fonction des besoins, les segments de 24h peuvent être ensuite subdivisés en plus petits segments en utilisant la procédure d'extraction décrite dans la section 1.2.

1.5 Intercorrélation individuelle

Soient ${}^i u_A(t)$ et ${}^i u_B(t)$ les déplacements du sol enregistrés au même moment aux stations A et B pour le segment d'indice i , l'intercorrélation, notée cc (*cross-correlation*, en anglais), s'écrit en fonction du décalage en temps τ ,

$${}^i cc_{AB}(\tau) = \int_{-T}^T {}^i u_A(t) {}^i u_B(t + \tau) dt \quad (1.1)$$

où T correspond à la longueur du segment corrélé. La corrélation se définit de façon équivalente dans le domaine fréquentiel tel que,

$${}^i cc_{AB}(\tau) = \mathcal{F}^{-1} [{}^i U_A(f) {}^i U_B^*(f)], \quad (1.2)$$

où $U(f)$ correspond au spectre du segment i , $*$ dénote le conjugué complexe, et $\mathcal{F}^{-1}$ la transformée de Fourier inverse. ${}^i cc_{AB}(\tau)$ correspond à une intercorrélation individuelle associée au segment i pour les stations A et B.

L'utilisation des propriétés de la transformée de Fourier discrète rapide ([Cooley et al., 1969](#)) rend la corrélation dans le domaine fréquentiel plus avantageuse en terme de temps de calcul. La librairie FFTW ([Frigo et Johnson, 2005](#)) est utilisée pour calculer les spectres.

L'intercorrélation individuelle mesure, en fonction d'un décalage en temps, la ressemblance du champ d'onde enregistré à deux stations pendant un temps d'observation donné par la longueur du segment corrélé. Une forte valeur de ressemblance observée pour un décalage en temps non nul peut indiquer la propagation d'un champ d'onde entre les deux stations (p. ex. [Landisman et al., 1969](#)).

1.6 Les outils de traitement du signal utilisés

Les étapes de traitements décrites dans les sections [1.2](#), [1.3](#) et [1.4](#) sont effectuées à l'aide de trois outils principaux, dont les particularités sont décrites ci-dessous.

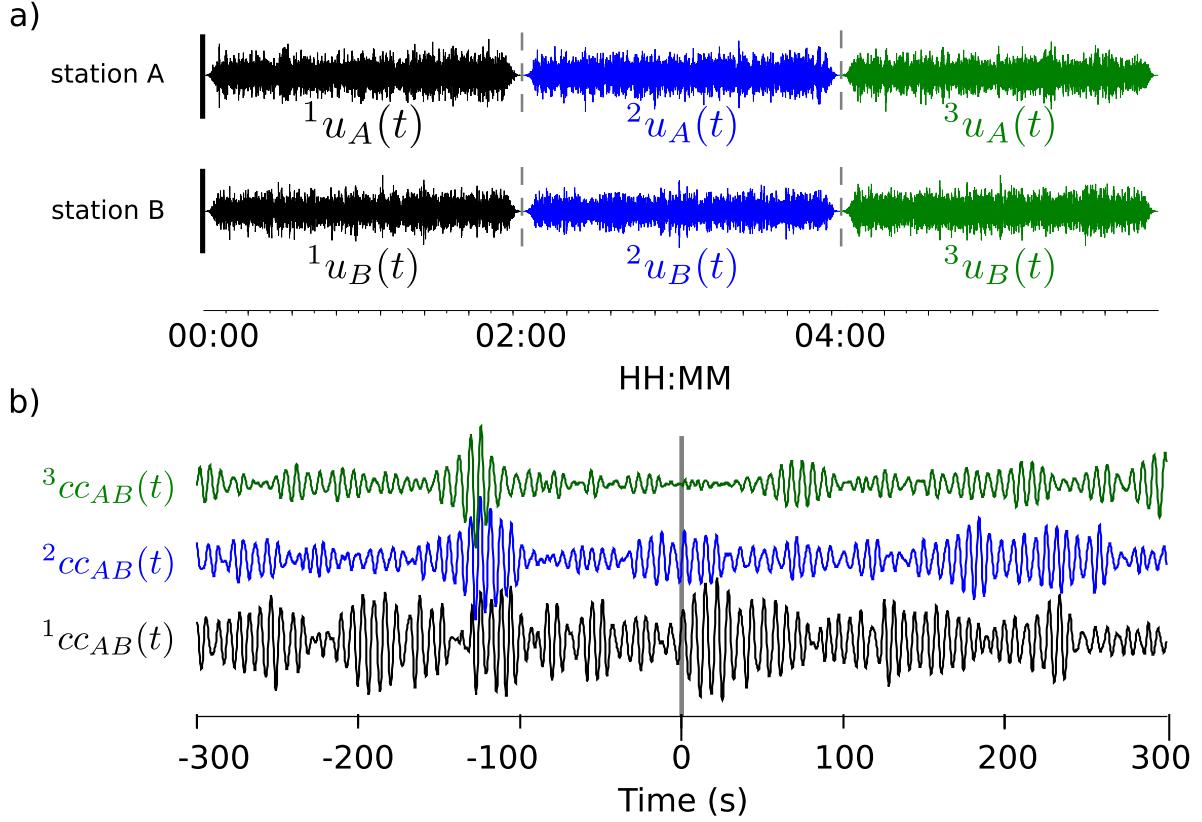


FIGURE 1.4 : Illustration du calcul des intercorrélations individuelles. a) Extraction de segments de 2h à deux stations A et B. Un fenêtrage en cosinus amorti est appliqué sur les bords de chaque fenêtre. b) Intercorrélations individuelles calculées entre les stations A et B associées à chaque segment.

1.6.1 ObsPy

ObsPy ([Beyreuther et al., 2010](#)) est un module pour la sismologie développé par la communauté sismologique, basé sur le langage libre Python. En supportant de nombreux formats, ce module est très utile pour créer une base de données homogène à partir de bases de données variées issues de différentes institutions. Par ailleurs, ObsPy permet une gestion pratique du découpage en temps, basée sur le référentiel U.T.C. ObsPy propose aussi de nombreuses options pour l'analyse de la donnée continue, comme la gestion des données non contigües en temps et les redondances, et permet d'effectuer des

opérations de traitement du signal de base, comme retirer la moyenne et la tendance du signal. ObsPy a donc été choisi pour développer le programme d'extraction des données décrit dans la section 1.2, tandis que les opérations de décimation, de filtrage, ainsi que la déconvolution de la réponse instrumentale ont été effectuées en utilisant le logiciel SAC (Seismic Analysis Code).

1.6.2 SAC (Seismic Analysis Code)

SAC (Seismic Analysis Code, [Goldstein et Snoke, 2005](#)) est un programme interactif et un format, développés par l'IRIS (<http://www.iris.edu/hq/>). Largement utilisé aujourd'hui, cet outil permet de manipuler les données sismologiques et d'effectuer des opérations de traitement de signal. Le format SAC contient les informations sur la forme d'onde et la métadonnée. De plus, SAC propose des librairies qui permettent la lecture et l'écriture des traces SAC par des procédures externes développées dans un langage adapté pour le calcul scientifique. Les opérations de décimation (section 1.3) ainsi que la déconvolution de la réponse instrumentale (section 1.4) ont été effectuées avec ce logiciel. Les librairies SAC ont été utilisées pour interagir avec des procédures externes écrites en Fortran, développées pour calculer les intercorrélations individuelles (section 1.5).

1.6.3 Fortran

Créé en 1954, Fortran est le plus ancien langage scientifique. Encore largement utilisé, ce programme propose une bibliothèque de programmes très vaste. Les procédures utilisées pour le calcul des intercorrélations, ainsi que pour de nombreuses applications présentées dans le cadre de cette thèse, ont été développées en Fortran 95.

Chapitre 2

Intercorrélation et émergence de la fonction de Green empirique

La Terre ferait-elle autant de bruit pour rien ?

Sommaire

2.1	Condition d'émergence de la fonction de Green empirique	36
2.2	Traitement dans le domaine temporel	39
2.3	Traitement dans le domaine spectral	41
2.4	Sommation temporelle et intercorrélation moyenne	44
2.5	Comparaison des méthodes de normalisation temporelle .	45

La fonction de Green correspond à la réponse impulsionnelle du milieu. Les propriétés de la fonction de Green sont donc uniquement reliées aux propriétés du milieu traversé.

Les travaux de [Aki \(1957\)](#) ont montré que les intercorrélations du champ d'onde sismique ambiant enregistré par un réseau de sismomètres peuvent être utilisées pour retrouver des informations sur le milieu. Les expériences en acoustique menées par

[Lobkis et Weaver \(2001\)](#) ont montré la possibilité d’extraire la fonction de Green par corrélation d’un champ d’onde diffus entre une paire de capteurs. [Campillo et Paul \(2003\)](#) ont présenté l’application de cette méthode en utilisant la partie diffuse de la coda sismique. [Shapiro et Campillo \(2004\)](#) ont montré que l’intercorrélation du signal sismique continu enregistré à deux capteurs est reliée à la fonction de Green. De nombreuses applications en sismologie basées sur l’intercorrélation du champ d’onde sismique ambiant ont depuis vu le jour (p. ex [Shapiro et al., 2005](#) ; [Brenguier et al., 2008](#) ; [Lin et al., 2008](#) ; [Poli et al., 2012](#)).

Le champ d’onde sismique ambiant étant majoritairement constitué d’ondes de surface (p. ex. [Schimmel et al., 2011](#)), c’est ce type d’ondes qui est principalement observé dans les intercorrélations. L’intercorrélation ne contient donc pas la fonction de Green complète, mais une approximation de celle-ci, couramment appelée fonction de Green empirique.

La reconstruction de la fonction de Green empirique par intercorrélation n’est possible que sous certaines conditions. Ce chapitre présente les conditions d’émergence de la fonction de Green empirique (section [2.1](#)).

Les méthodes de traitement classiquement utilisées pour se rapprocher de ces conditions sont décrites dans les sections [2.2](#), [2.3](#), et [2.4](#).

La section [2.5](#) présente une étude comparative de deux techniques de normalisation des amplitudes temporelles utilisées pour l’émergence de la fonction de Green empirique.

2.1 Condition d’émergence de la fonction de Green empirique

La reconstruction de la fonction de Green empirique par intercorrélation est fortement dépendante de la position des sources situées autour de la paire de capteurs (p. ex.

Campillo, 2006).

La figure 2.1 présente une expérience synthétique montrant l'influence de la position des sources sur les résultats de l'intercorrélation (Boué, 2013). Les sources sont positionnées régulièrement sur un cercle entourant deux capteurs A et B séparés par une distance Δ (figure 2.1a). Seule la reconstruction des ondes de surface est étudiée. Le milieu est homogène, de vitesse V . La position de chaque source est donnée par une valeur d'azimut θ . Un azimut nul correspond à une source alignée avec les deux récepteurs, du côté de la station A.

Pour une source située à $\theta = 0^\circ$ (cas 1, figure 2.1), une onde de surface est observée dans l'intercorrélation à un décalage en temps positif égal à Δ/V . Cette onde correspond à l'onde de surface qui serait enregistrée à la station B si une source était placée à la station A. L'onde de surface reconstruite dans la corrélation correspond à la partie causale de la fonction de Green empirique. Réciproquement, pour une source située à $\theta = 180^\circ$ (non montré), une onde de surface est observée pour un décalage en temps négatif égal à $-\Delta/V$. L'onde de surface reconstruite dans la corrélation correspond à la partie anticausale de la fonction de Green empirique.

Dans le cas où les sources sont réparties uniformément entre 0° et 360° d'azimut (cas 2, figure 2.1), des ondes de surface sont observées dans l'intercorrélation à des décalages en temps positifs (Δ/V) et négatifs ($-\Delta/V$). Une distribution uniforme des sources autour des capteurs revient à considérer un champ d'onde isotrope. Dans ces conditions, les parties causales et anticausales de la fonction de Green empirique sont retrouvées dans l'intercorrélation. Seules les sources situées selon une direction proche de l'alignement des deux stations contribuent de manière constructive à la reconstruction de la fonction de Green (p. ex. Roux et al., 2005).

Pour une source située à $\theta = 45^\circ$, une onde de surface est observée dans l'intercorrélation à un décalage en temps positif inférieur à Δ/V (cas 3, figure 2.1). Cette onde ne correspond donc pas à la fonction de Green empirique.

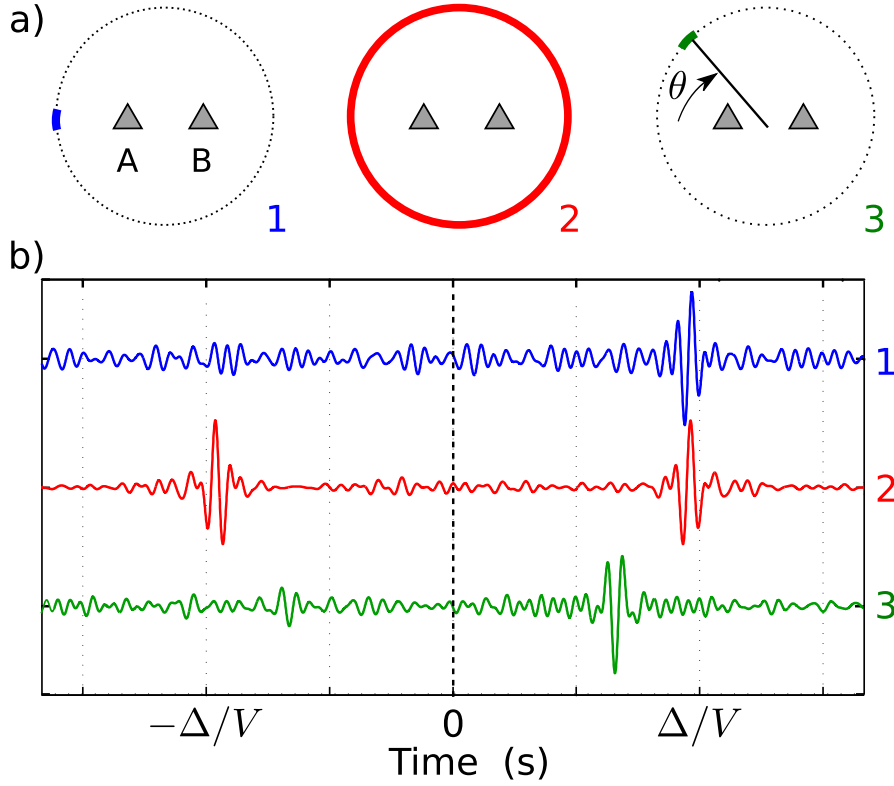


FIGURE 2.1 : Expérience synthétique illustrant l'influence de la position des sources sismiques sur l'intercorrélacion (figure modifiée d'après Boué, 2013). a) Configuration de l'expérience. Les triangles indiquent les positions des stations. Les portions de cercle colorés indiquent la position des sources sismiques utilisées pour le calcul de l'intercorrélacion. b) Résultats des intercorrélacions.

Cette expérience montre que la présence d'un champ d'onde isotrope est favorable à l'émergence de la fonction de Green empirique (cas 2, figure 2.1), tandis que la présence d'un champ d'onde anisotrope ne favorise pas la reconstruction de la fonction de Green empirique par intercorrélacion (cas 3, figure 2.1), sauf dans le cas où la direction d'énergie incidente est dans l'alignement des stations (cas 1, figure 2.1).

Dans la réalité, le milieu n'est pas homogène, et la diffraction des ondes liée à la présence d'hétérogénéités peut permettre d'isotropiser le champ d'onde, notamment à

courtes périodes ($T < 10$ s) (p. ex. [Campillo, 2006](#)). Cependant, les sources de bruit microsismique océanique, qui contribuent majoritairement au champ d'onde sismique ambiant entre 1 et 50 s de période, sont relativement ponctuelles et très hétérogènes en amplitude (p. ex. [Landès et al., 2010](#) ; [Hillers et al., 2012](#) ; [Stutzmann et al., 2012](#)). Par ailleurs, les ondes balistiques générées par les séismes sont à l'origine de flux d'énergie très directionnels de forte amplitude.

Par conséquent, des méthodes de traitement du signal adaptées doivent être mises en œuvre sur les données réelles pour minimiser l'influence des sources dominantes. Il existe deux étapes de traitement principales qui sont détaillées dans les prochaines sections :

- homogénéisation des amplitudes dans le domaine temporel (section [2.2](#)) et spectral (section [2.3](#))
- moyenne temporelle sur une longue période d'observation (section [2.4](#))

2.2 Traitement dans le domaine temporel

Le traitement dans le domaine temporel consiste à minimiser l'influence des sources dominantes en amplitude pendant la période d'observation afin de se rapprocher d'un champ d'onde isotrope.

2.2.1 Sélection

Cette approche consiste à écarter toutes les portions d'enregistrement qui contiennent des arrivées transitoires¹ de forte amplitude afin de ne conserver que les effets liés au bruit microsismique océanique et aux codas. Cette sélection peut se faire par catalogue (p. ex. [Pedersen et Krüger, 2007](#)) ou bien à partir de la donnée elle-même pour permettre une sélection automatique (p. ex. [Poli et al., 2013](#) ; [Boue et al., 2013](#)). Toutes les

1. Les arrivées transitoires sont des événements de courte durée, comme les arrivées balistiques liées aux séismes.

approches basées sur la sélection sont fortement dépendantes de la taille de la fenêtre utilisée pour segmenter la donnée continue. La taille de la fenêtre doit être similaire à la durée caractéristique des événements que l'on cherche à enlever (Groos et al., 2012 ; Seats et al., 2012). En effet, l'utilisation de fenêtres trop longues par rapport à la durée caractéristique de l'évènement à enlever réduit la quantité de données utilisable.

2.2.2 Normalisation des amplitudes

Il existe trois méthodes de normalisation des amplitudes temporelles couramment rencontrées dans la littérature :

1. la méthode 1-BIT (p. ex Campillo et Paul, 2003 ; Larose, 2004) : cette méthode répandue consiste à diviser chaque échantillon par sa valeur absolue. Après normalisation, les amplitudes du signal varient entre +1 et -1, codant ainsi le signal sismique sur 1 bit à chaque pas de temps. Lorsqu'elle est utilisée sur des signaux large bande, il a été observé que la normalisation 1-BIT tend à réduire la gamme de période utilisable, particulièrement à longues périodes ($T > 30$ s) où les amplitudes spectrales sont faibles (Pedersen et Krüger, 2007).
2. la méthode RAM (*Running Absolute Mean* en anglais, Bensen et al., 2007) : cette méthode consiste à diviser le signal continu par une version lissée de lui-même, calculée selon une moyenne glissante, tel que

$$\tilde{u}_n = \frac{u_n}{w_n} \quad , \text{ avec } \quad w_n = \frac{1}{2N+1} \sum_{j=n-N}^{n+N} |u_j|, \quad (2.1)$$

où $\tilde{u}_n$ est l'amplitude du signal à l'échantillon n après normalisation, u_n est l'amplitude du signal avant normalisation, w_n le facteur de normalisation à l'échantillon n , et $2N+1$ le nombre d'échantillons utilisés pour calculer la moyenne glissante. Le paramètre N contrôle le degré de lissage. Une normalisation 1-BIT est effectuée lorsque $N = 0$. Les travaux de Groos et al. (2012) montrent que la normalisation par moyenne glissante altère moins les composantes longues périodes du signal que la normalisation 1-BIT.

-
3. la technique du seuil en amplitude ([Sabra et al., 2005](#)) : cette méthode consiste à définir une valeur d’amplitude seuil qui repose sur une mesure statistique de l’énergie contenue dans un segment donné. Tout échantillon qui dépasse cette valeur est normalisé par une valeur d’amplitude choisie par l’utilisateur. L’avantage de cette approche est de ne pas modifier les petites amplitudes du signal qui contiennent la partie diffuse du signal utile à la reconstruction de la fonction de Green empirique.

Malgré leur robustesse, les méthodes de normalisation des amplitudes temporelles sont non linéaires, et modifient donc considérablement les informations contenues dans le signal original. Par exemple, la normalisation temporelle peut augmenter artificiellement la contribution des sources lointaines par rapport aux sources proches ([Tian et Ritzwoller, 2015](#)), et accentuer la contribution des signaux persistants monochromatiques ([Shapiro et al., 2006](#)). Par ailleurs, ces techniques rendent difficile l’interprétation de l’amplitude des intercorrélations (p. ex [Prieto et al., 2009](#) ; [Denolle et al., 2013](#)).

2.3 Traitement dans le domaine spectral

Dans le domaine spectral, l’énergie du champ d’onde sismique ambiant n’est pas répartie de façon homogène. La normalisation des amplitudes spectrales, aussi appelée blanchiment spectral, permet principalement de diminuer la prédominance des sources persistantes (comme les sources de bruit océanique primaire et secondaire) sur les sources moins répétitives et/ou de plus faible énergie.

Le blanchiment spectral est souvent utilisé en combinaison avec les méthodes de normalisation temporelle, mais peut-être aussi utilisé seul lorsque l’utilisation d’une méthode de normalisation des amplitudes temporelles n’est pas adaptée ([Prieto et al., 2009](#)).

Dans la pratique, le blanchiment spectral s’effectue en divisant le spectre par une version lissée de l’amplitude spectrale dans la gamme de périodes d’intérêt. Le degré

de lissage a peu d'influence sur les résultats (Seats et al., 2012). L'amplitude spectrale associée aux autres périodes est mise à zéro. La gamme de périodes d'intérêt est isolée par une fenêtre d'apodisation en cosinus.

La figure 2.2 illustre les étapes de normalisation des amplitudes temporelles et spectrales sur un segment de données réelles obtenues après déconvolution de la réponse instrumentale entre 2,5 et 50 s de période. On observe dans la donnée originale un évènement transitoire de forte amplitude correspondant à un séisme qui a eu lieu au Japon (figure 2.2a).

L'amplitude spectrale de la trace est dominée par les deux pics microsismiques océaniques primaire et secondaire (autour de 7 s et 14 s de période environ, figure 2.2.b). Une énergie significative est aussi observée pour des périodes supérieures à 20 s, qui est liée au télé-séisme.

La normalisation temporelle permet d'équilibrer les amplitudes en supprimant la dominance du séisme (figure 2.2c). Cependant, on observe sur la figure 2.2.d que les amplitudes spectrales sont encore inhomogènes. La normalisation temporelle accentue la contribution des signaux persistants monochromatiques, comme les sources de bruit secondaire, par rapport aux autres sources (Shapiro et al., 2006). Par ailleurs, on observe que la normalisation temporelle crée artificiellement du signal pour des périodes supérieures à 50 s (figure 2.2b).

La normalisation des amplitudes spectrales, et l'opération de fenêtrage, permettent donc d'égaliser les amplitudes spectrales dans la gamme de périodes d'intérêt, et de supprimer l'énergie artificielle créée à l'extérieur de celle-ci par la normalisation temporelle (figure 2.2f).

Les étapes de traitements dans le domaine temporel et/ou spectral sont indispensables pour homogénéiser le champ d'onde et ainsi favoriser l'émergence de la fonction de Green empirique. Une deuxième étape consiste à considérer des longues périodes d'observation.

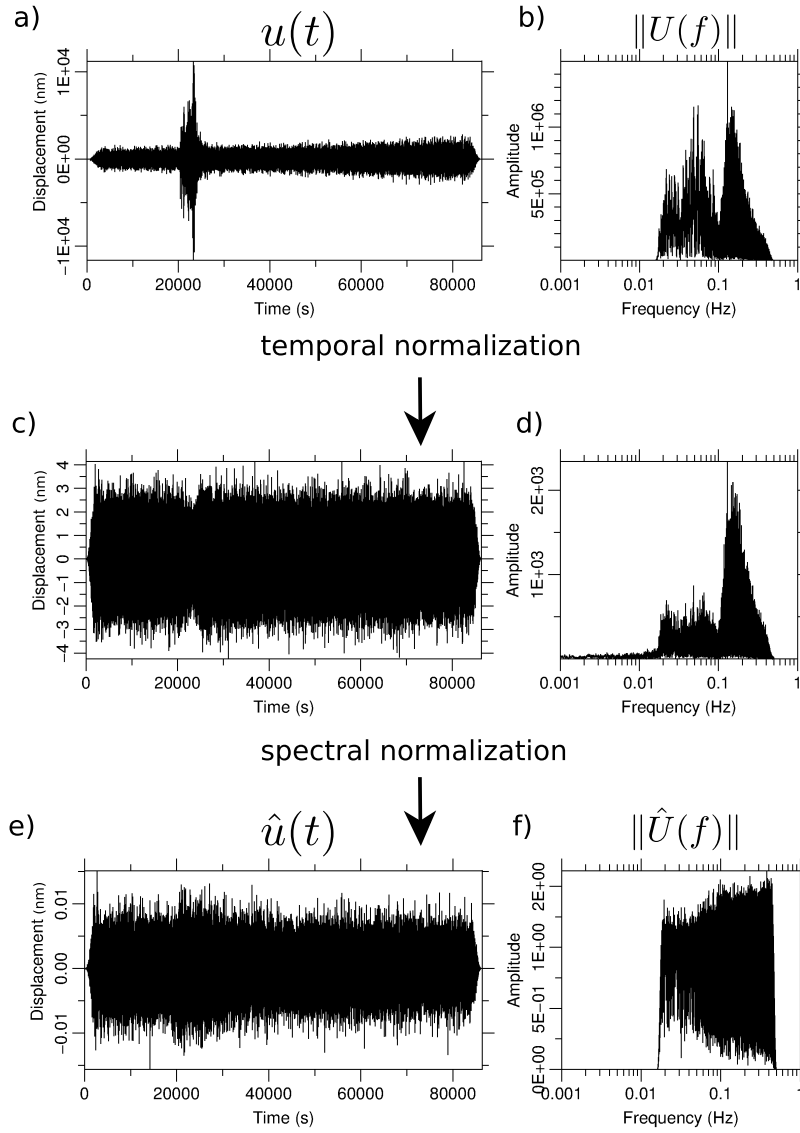


FIGURE 2.2 : Normalisation des amplitudes temporelles et spectrales sur un segment de 24h enregistré le 1^{er} janvier 2012 sur la composante verticale de la station PY41 après déconvolution de la réponse instrumentale (voir figure 1.3). Amplitudes temporelles (a) et spectrales (b) du signal. c) et d) Identique à a) et b) après normalisation des amplitudes temporelles par moyenne glissante. e) et f) Identique à b) après normalisation des amplitudes spectrales.

2.4 Sommation temporelle et intercorrélation moyenne

Les sources à l'origine du champ d'onde sismique ambiant sont relativement ponctuelles, mais elles possèdent une forte variabilité spatio-temporelle. Ainsi, l'utilisation d'une longue période d'observation permet de moyenner sur différentes positions de sources, ce qui revient à imiter la présence d'un champ d'onde plus isotrope. L'utilisation d'une longue période d'observation permet donc de favoriser l'émergence de la fonction de Green empirique par intercorrélation. Dans la pratique, cela revient à additionner les intercorrélations individuelles.

Les intercorrélations individuelles $i_{ccAB}(\tau)$ calculées entre deux stations A et B (voir section 1.5) sont additionnées pour former une intercorrélation unique notée $cc(\tau)$, telle que

$$cc_{AB}(\tau) = \sum_{i=1}^N i_{ccAB}(\tau), \quad (2.2)$$

où N est le nombre total de segments disponibles pour la paire de stations AB. Cette intercorrélation unique est l'intercorrélation moyenne associée à la paire de stations AB. Si un traitement adapté a été effectué au préalable sur le signal (voir section 2.2 et section 2.3) et sous des conditions favorables, la sommation temporelle permet de faire émerger un signal dans l'intercorrélation qui contient la fonction de Green empirique (figure 2.3).

La figure 2.4 présente l'exemple d'une intercorrélation moyenne sur 155 jours calculée pour la paire de stations ARBF-CLF. Des signaux sont observés à des temps d'arrivées prédits pour une onde de surface se propageant le long du grand cercle reliant les deux stations. On observe que les amplitudes du signal reconstruit dans les décalages en temps négatifs sont plus importantes que les amplitudes du signal observées dans les décalages en temps positifs. Ces différences d'amplitude peuvent traduire une répartition inhomogène des sources autour de la paire de stations (Paul, 2005). Dans l'exemple présenté sur la figure 2.4, une densité de sources plus importante du côté de la station CLF que

de la station ARBF pourrait être à l’origine de l’assymétrie des amplitudes observées dans la partie causale et anticausale de l’intercorrélacion.

Le rapport signal sur bruit (noté SNR, pour *Signal to Noise Ratio* en anglais) est une mesure qui permet de quantifier l’émergence du signal. Il est calculé comme le rapport entre le maximum d’amplitude détecté dans une fenêtre temporelle définie par les temps d’arrivée prédits pour la fonction de Green (la « fenêtre signal », rectangle noir à lignes continues sur la figure 2.4) et une estimation statistique du niveau de bruit dans une « fenêtre bruit (rectangle noir à lignes pointillées sur la figure 2.4) », isolée de la « fenêtre signal ».

En général, les amplitudes des parties causales et anticausales de la fonction de Green empirique ne sont pas symétriques car la distribution des sources est inhomogène (Stehly et al., 2006 ; Yang et Ritzwoller, 2008). Le contenu spectral des signaux reconstruits dans les parties causales et anticausales peut être significativement différent, en lien avec la nature des sources situées de part et d’autres de la paire de stations (Yang et Ritzwoller, 2008). La symétrisation (figure 2.5) est une opération de traitement du signal qui consiste à additionner les parties causales et anticausales de la fonction de Green empirique afin d’augmenter le rapport signal sur bruit, et rendre l’amplitude spectrale du signal reconstruit plus homogène (p. ex. Lin et al., 2007 ; Verbeke et al., 2012).

2.5 Comparaison des méthodes de normalisation temporelle

Le nombre important de méthodes dédiées au traitement dans le domaine temporel (voir section 2.2) rend difficile une analyse exhaustive.

Cette étude compare uniquement les méthodes de normalisation temporelle basées

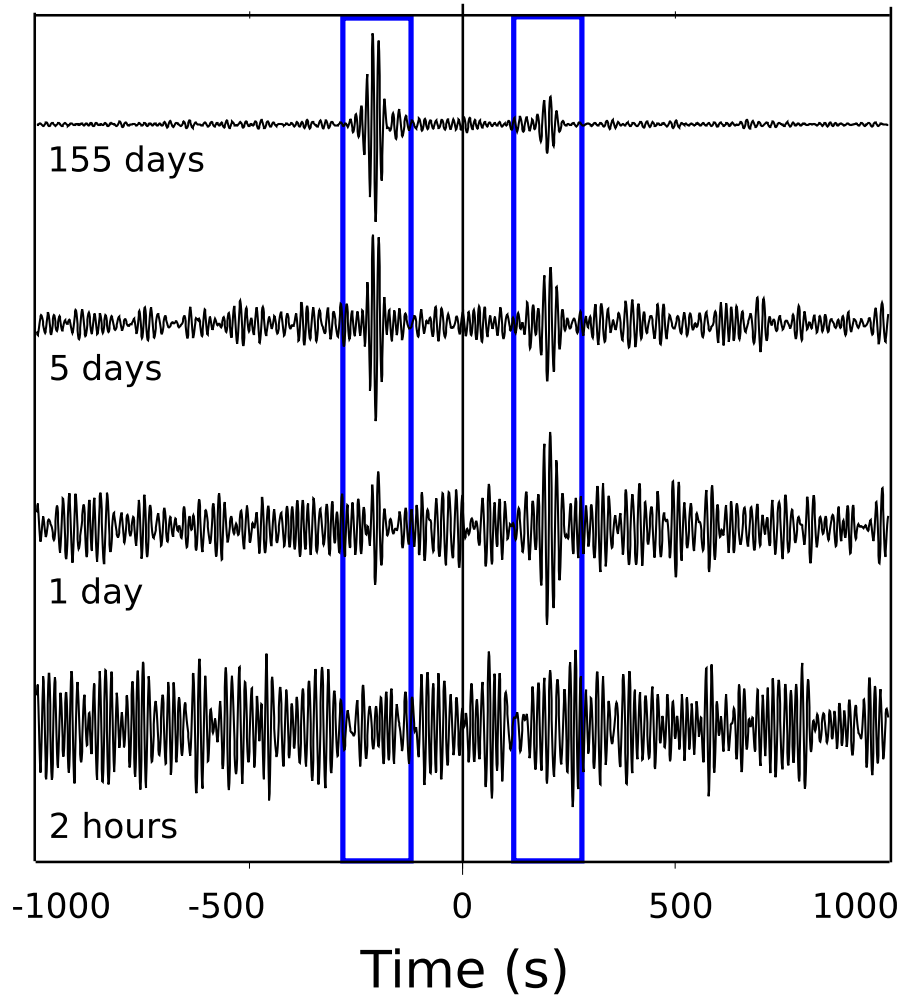


FIGURE 2.3 : Émergence de la fonction de Green empirique par sommation des intercorrélations. La durée de signal sommée est indiquée à gauche. Les rectangles bleus délimitent les temps d'arrivées prédits pour une onde de surface se propageant le long du grand cercle reliant les deux stations avec une vitesse comprise entre 2 km/s et 5 km/s. Les intercorrélations sont calculées pour la paire de stations ARBF-CLF ($\Delta = 557$ km, figure 2.6).

sur des estimateurs locaux d'amplitude, les méthodes 1-BIT et RAM, très largement utilisées dans la littérature et dont les performances sont encore discutées (Groos et al., 2012 ; Seats et al., 2012). Les travaux de Bensen et al. (2007) montrent que l'utilisation

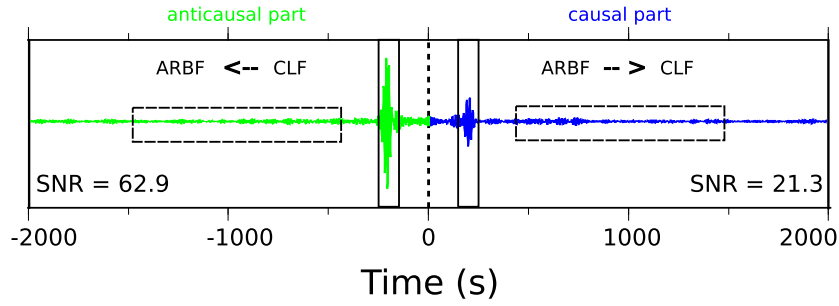


FIGURE 2.4 : Intercorrélation moyenne (paire de stations ARBF-CLF, $\Delta = 557$ km, figure 2.6) à 14 s de période. Les rectangles indiquent les fenêtres temporelles utilisées pour le calcul du rapport signal sur bruit (voir section 2.4). Les rectangles noirs à lignes continues délimitent les temps d'arrivées prédits pour une onde de surface se propageant le long du grand cercle reliant les deux stations avec une vitesse comprise entre 2 km/s et 5 km/s (« fenêtre signal »), tandis que ceux à lignes pointillées indiquent les fenêtres temporelles utilisées pour calculer les statistiques sur le bruit résiduel (« fenêtre bruit »).

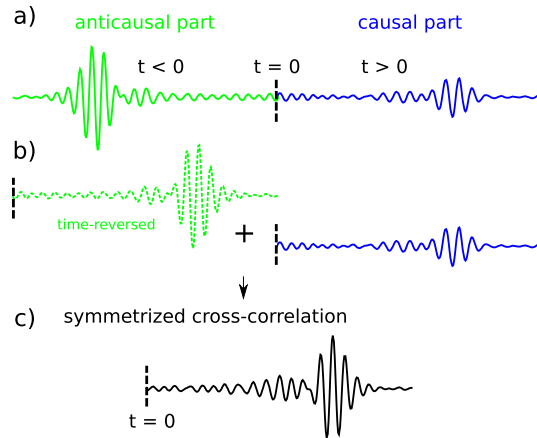


FIGURE 2.5 : Schéma illustratif de la symétrisation. a) Intercorrélation initiale possédant des signaux dans les décalages en temps positifs (partie causale, en bleu) et négatifs (partie anticausale, en vert). b) Le signal anticausal est isolé, renversé en temps (signal en vert pointillé), puis additionné avec le signal causal. c) Intercorrélation symétrisée.

d’une longueur de fenêtre de normalisation égale à la moitié de la période maximale contenue dans les données, permet d’obtenir les meilleurs résultats. Cependant, la performance de la méthode en fonction de la longueur de la fenêtre de normalisation dépend fortement de la composition du champ d’onde ambiant (proximité avec les sources de bruits océaniques, variations saisonnières, sismicité régionale, etc). Le choix dans la méthode n’est donc pas systématique et peut varier d’un jeu de données à un autre.

Cette étude compare les performances de la méthode de normalisation en fonction de la longueur de fenêtre utilisée, contrôlée par le paramètre N (équation 2.1). Les résultats peuvent différer d’une paire de stations à une autre, en fonction de la distance interstation et de l’orientation de la paire par rapport à la direction du flux d’énergie dominant.

Un réseau de 24 stations réparties uniformément sur la région étudiée est sélectionné, incluant 276 paires de stations avec des distances interstations comprises entre 95 et 1631 km, et des azimuts entre 4 et 358° (figure 2.6). Les enregistrements continus à chaque station sont découpés en segments de 24 h (chapitre 1). Les amplitudes temporelles sont normalisées en utilisant différentes longueurs de fenêtres (équation 2.1, section 2.2). Un blanchiment spectral est systématiquement appliqué après la normalisation temporelle (section 2.3). Les intercorrélations individuelles sur chaque paire de stations sont calculées (section 1.5) et sont symétrisées (section 2.4, figure 2.5).

Afin d’analyser la dépendance des résultats aux différents types de sources, plusieurs gammes spectrales sont étudiées :

- 2,5 - 12 s de période : microséismes océaniques secondaire
- 10 - 20 s de période : microséismes océaniques primaire
- 17 - 50 s de période : sismicité globale
- 2,5 - 50 s de période : signal large-bande

Deux types d'analyses sont effectuées :

- la convergence qui informe sur l'émergence du signal au cours du temps
- l'analyse du signal reconstruit sur l'intercorrélation moyenne

Deux mesures de qualité sont utilisées :

- le rapport signal sur bruit (section 2.4 et figure 2.4) qui caractérise l'émergence d'un signal
- un critère de similarité entre les formes d'onde, noté R , tel que

$$R = \frac{\sum_{t=\tau_0}^{\tau_0+T} s_1(t)s_2(t)}{\sqrt{\sum_{t=\tau_0}^{\tau_0+T} s_1(t)^2 \sum_{t=\tau_0}^{\tau_0+T} s_2(t)^2}}, \quad (2.3)$$

où $s_1(t)$ et $s_2(t)$ sont les amplitudes de deux séries temporelles au temps t , τ_0 le temps correspondant au début de la fenêtre temporelle analysée, et T la durée de cette fenêtre. La valeur de R est calculée dans la « fenêtre signal » (figure 2.4).

2.5.1 Étude de convergence

Une étude de convergence en termes de rapport signal sur bruit est effectuée en utilisant toutes les paires du réseau ayant un nombre de corrélations individuelles d'au moins 150 jours (256 paires). Pour chaque paire de stations, on additionne progressivement les intercorrélations individuelles. Le rapport signal sur bruit est calculé à chaque nouvelle intercorrélation ajoutée. Les résultats issus de chaque paire sont ensuite moyennés. La figure 2.7a présente les résultats pour la gamme de période 2,5-50 s

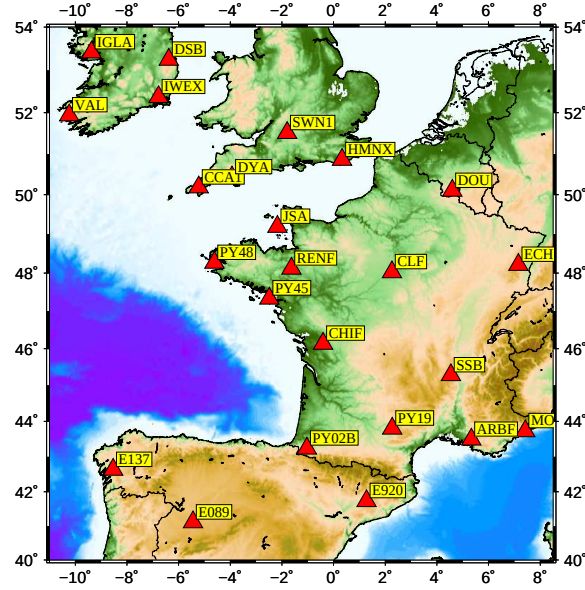


FIGURE 2.6 : Réseau de 24 stations utilisées pour effectuer les études sur le traitement temporel des données (voir le tableau 5.4 pour les détails sur les stations).

en utilisant $N = 0$ (1-BIT), et $N = 2$, $N = 5$, $N = 8$, $N = 12$. La normalisation 1-BIT est associée à la vitesse de convergence la plus faible. Les meilleurs résultats sont obtenus lorsque la longueur de la fenêtre de normalisation est égale à la moitié de la période maximale, en accord avec [Bensen et al. \(2007\)](#). L'influence dans le changement de la valeur de N pour la normalisation de type RAM est faible. Des observations similaires sont constatées entre 2,5-12 s, 10-20 s, et 17-50 s de période (Figure 2.7b). Dans chaque cas, la normalisation 1-BIT est associée avec la vitesse de convergence la plus faible. C'est entre 2,5-12 s de période que la différence entre les méthodes de type 1-BIT et RAM est la plus importante.

Une seconde étude de convergence sur 365 jours est effectuée en utilisant la similarité de la forme d'onde par rapport à un signal de référence. Pour chaque paire, le signal de référence est l'intercorrélacion moyenne obtenue après la sommation d'un an

de données. Pour chaque paire, on additionne progressivement les intercorrélations individuelles. La similarité (équation 2.3) avec l'intercorrélacion de référence est calculée à chaque nouvelle intercorrélacion ajoutée. Les résultats issus de chaque paire sont ensuite moyennés. La figure 2.8a présente les résultats sur les intercorrélacions entre 2,5 et 50 s de période obtenus en utilisant $N = 0$ (1-BIT), $N = 2$, $N = 5$, $N = 8$ et $N = 12$. On observe que la normalisation 1-BIT est associée avec la vitesse de convergence la plus faible. Pour la normalisation de type RAM ($N \neq 0$), le changement dans la valeur de N n'a pas d'influence sur les résultats. La normalisation de type 1-BIT se singularise donc clairement. Les mêmes tendances sont observées sur les intercorrélacions entre 2,5-12 s et 10-20 s de période, où la normalisation de type RAM est plus performante que la normalisation 1-BIT (figure 2.8b). Les plus grandes différences sont observées entre 2,5 et 12 s de période. Dans la gamme 17-50 s, la convergence est quasiment identique avec les deux méthodes.

2.5.2 Analyse des intercorrélacions moyennes

Les signaux reconstruits sur les intercorrélacions moyennes issues de la somme de 150 intercorrélacions individuelles sont analysés. Les valeurs de rapport signal sur bruit, calculées sur les intercorrélacions moyennes entre 2,5-50 s de période, sont représentées en fonction de la distance interstation (figure 2.9a). Quelle que soit la distance interstation, la normalisation de type 1-BIT est systématiquement moins performante que la normalisation de type RAM. Le rapport signal sur bruit décroît avec la distance interstation selon la fonction $x \mapsto 1/\sqrt{(x)}$. Ce résultat peut s'expliquer par le fait que le bruit microsismique se propage de façon moins cohérente sur les longues distances en raison de l'atténuation et de la diffraction notamment (p. ex. [Sabra et al., 2005](#)).

La mesure de similarité (équation 2.3) permet de comparer les formes d'onde obtenues sur les intercorrélacions avec les différentes méthodes de normalisation. La figure 2.9b montre que la normalisation de type 1-BIT donne des résultats significative-

ment différents à ceux de la normalisation de type RAM. On observe que le choix de la taille de la fenêtre utilisée pour la normalisation de type RAM a peu d'influence sur les résultats. Dans tous les cas, les différences augmentent avec la distance interstation.

2.5.3 Synthèse des résultats

Les observations montrent que la normalisation de type RAM est plus performante que la normalisation de type 1-BIT. Ce résultat est vrai aussi bien entre 2,5 – 50 s, 2,5 – 12 s et 10 – 20 s de période. Les différences entre les deux types de normalisation sont plus ténues pour les données filtrées entre 17 et 50 s de période. La normalisation de type 1-BIT ($N=0$) se singularise clairement de la normalisation de type RAM ($N \neq 0$) qui possède des performances équivalentes quelle que soit la longueur de fenêtre de normalisation utilisée. Les meilleurs résultats sont observés en utilisant une longueur de fenêtre de normalisation égale à la moitié de la période maximale, en accord avec les résultats obtenus par [Bensen et al. \(2007\)](#).

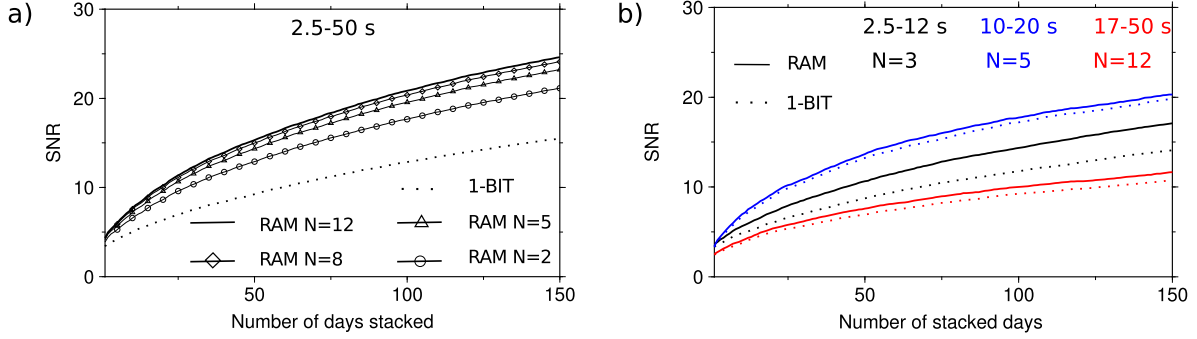


FIGURE 2.7 : Convergence moyenne du rapport signal sur bruit sur 150 jours calculée en utilisant 256 paires du réseau. a) Entre 2,5-50 s de période. La normalisation de type 1-BIT est comparée à la normalisation de type RAM avec quatre longueurs de fenêtre de normamlisation différentes (voir légende). b) Entre 2,5-12 s, 10-20 s, et 17-50 s de période. Dans chaque gamme de période, la normalisation 1-BIT est comparée à la méthode RAM paramétrée avec une fenêtre de normalisation adaptée à la période maximale observée (voir texte pour les détails).

	2.5-12 s	10-20 s	17-50 s	2.5-50 s
méthode RAM	++	+	=	++
méthode 1-BIT	—	—	=	—

TABLE 2.1: Tableau récapitulatif des performances des méthodes 1-BIT et RAM en fonction de la gamme de période. ++ : méthode significativement plus performante, + : méthode plus performante, — : méthode moins performante.

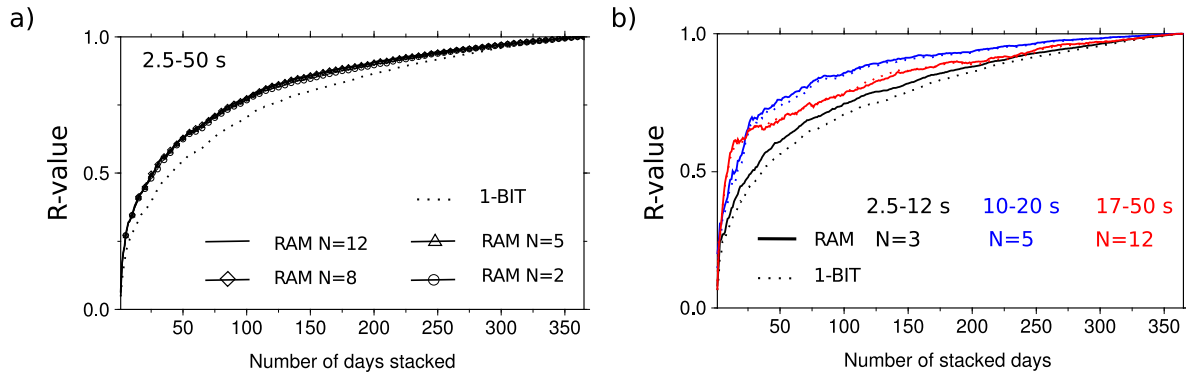


FIGURE 2.8 : Convergence moyenne de la forme d'onde sur 365 jours, calculée en utilisant 112 paires du réseau. a) Entre 2,5 et 50 s de période, la normalisation 1-BIT est comparée à la méthode RAM avec quatre longueurs de fenêtres de normalisation (voir légende). b) Gammes 2,5-12 s, 10-20 s, et 17-50 s de période. Dans chaque gamme de période, la normalisation 1-BIT est comparée à la méthode RAM paramétrisée avec une fenêtre de normalisation adaptée à la période maximale observée (voir texte pour les détails).

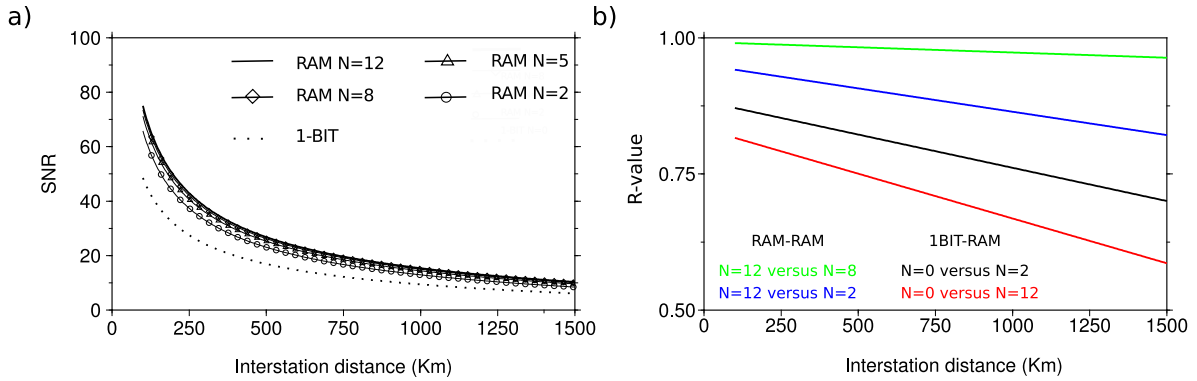


FIGURE 2.9 : Comparaison des résultats obtenus avec différentes valeurs de N entre 2,5-50 s de période. a) Rapport signal sur bruit calculé sur les intercorrélations moyennes en fonction de la distance interstation. Chaque courbe représente la fonction $x \mapsto 1/\sqrt{(x)}$ qui explique au mieux les données. b) Similarité des formes d'onde obtenues avec chaque méthode. Une interpolation linéaire des valeurs est représentée en fonction de la distance interstation.

Chapitre 3

Redondance de phase dans les intercorrélations du champ d'onde sismique ambient

Les ondes s'honorent d'une Terre qui tremble.

Sommaire

3.1	La cohérence de phase	58
3.2	Résultats sur la paire de stations PY41-PY48	60
3.3	Statistical redundancy of instantaneous phases : theory and application to the seismic ambient wavefield	69
3.4	Application au bruit microsismique secondaire dans l'Ouest de l'Europe	85

La notion d'intercorrélation individuelle, introduite dans le chapitre 1, est au cœur de ce chapitre qui présente une méthode pour étudier les propriétés du champ d'onde sismique ambient. Les intercorrélations individuelles sont comparées en utilisant une mesure de cohérence basée sur la phase instantanée (figure 3.1). L'utilisation de la

phase instantanée permet d’effectuer une mesure de cohérence locale sensible aux changements de la forme d’onde, indépendante des différences d’amplitude entre les signaux.

Il existe deux manières de définir la cohérence de phase, soit en ne considérant que la partie constructive de la sommation vectorielle (c_1 uniquement, voir figure 3.1b), soit en utilisant la définition complète qui inclut la partie négative (c_1 et c_2 , voir figure 3.1b).

Dans un premier temps, nous avons travaillé uniquement avec c_1 . Ce travail est détaillé dans la section 3.1 qui introduit les bases théoriques du calcul de la cohérence de phase dans une collection de signaux, et dans la section 3.2 qui présente un exemple d’application de la méthode sur des intercorrélations calculées dans l’Ouest de la France.

Nous avons ensuite considéré la cohérence de phase totale (c_1 et c_2). Ce travail est détaillé dans la section 3.3, sous forme d’un article intitulé “Statistical redundancy of instantaneous phases : theory and application to the seismic ambient wavefield”, accepté pour publication dans la revue *Geophysical Journal International*. La première partie de l’article présente la théorie sur les redondances de phase statistiques en utilisant la cohérence de phase totale. La deuxième partie montre que la méthode peut être utilisée pour relocaliser une source persistante dans le Golfe de Guinée, en Afrique.

La section 3.4 présente un autre exemple d’application de la méthode concernant les microséismes secondaires océaniques enregistrés sur un réseau de l’Ouest de la France.

3.1 La cohérence de phase

Chaque échantillon d’une série temporelle réelle peut être défini dans le plan complexe par un vecteur instantané de longueur $A(t)$ (enveloppe), et de direction $\phi(t)$ (phase instantanée) (Gabor, 1946 ; Taner et al., 1979). Le signal analytique S est cal-

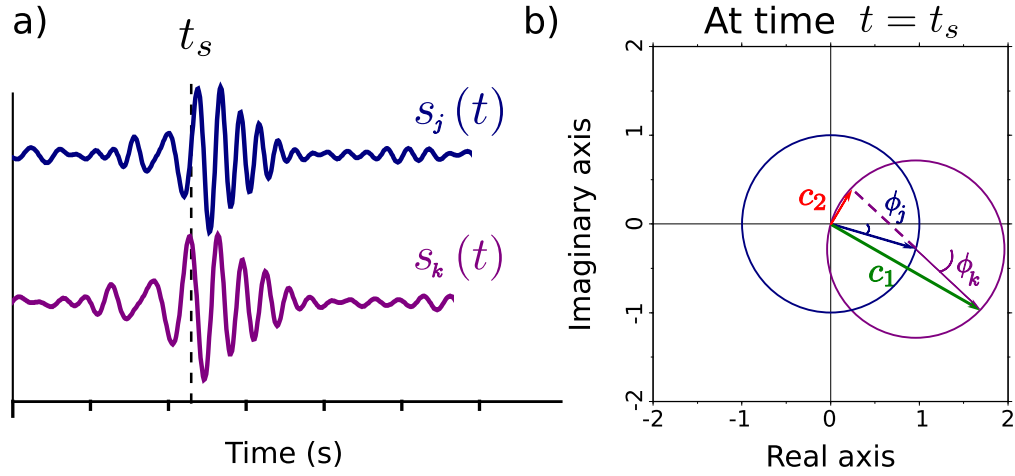


FIGURE 3.1 : Illustration de la mesure de cohérence de phase instantanée. a) Séries temporelles s_j et s_k comparées au temps t_s . b) Valeurs des phases instantanées ϕ_j et ϕ_k des traces s_j et s_k au temps t_s dans le plan complexe. La cohérence de phase $\hat{c}_{jk}(t_s) = 0.5 |c_1|$ (sections 3.1 et 3.2), tandis que la cohérence de phase $c_{jk}(t_s) = 0.5 |c_1| - 0.5 |c_2|$ (sections 3.3 et 3.4).

culé à partir de la transformée de Hilbert du signal réel s , notée $\mathcal{H}$, tel que

$$S(t) = s(t) + i\mathcal{H}(t) = A(t) \exp[i\phi(t)]. \quad (3.1)$$

À chaque échantillon, la phase instantanée peut être utilisée pour mesurer la cohérence entre un ensemble de signaux (Schimmel et Paulssen, 1997). Dans le cas de deux signaux s_j et s_k , la cohérence de phase, pour un temps t donné, est basée sur la sommation constructive et destructive de deux vecteurs unitaires dans le plan complexe, tel que

$$\hat{c}_{jk}(t) = \frac{1}{2} |e^{i\phi_j(t)} + e^{i\phi_k(t)}|, \quad (3.2)$$

où $\hat{c}_{jk}(t)$ est une valeur comprise entre 0 et 1 (figure 3.1). Une valeur de 1 est atteinte si les deux signaux sont en phase, tandis qu'une valeur de 0 est atteinte si les signaux sont en opposition de phase. En introduisant $\delta\phi_{jk}(t) \equiv \phi_k(t) - \phi_j(t)$, où $\delta\phi_{jk}(t) \in [-\pi, \pi]$,

$$\hat{c}_{jk}(t) = \left| \cos \frac{\delta\phi_{jk}(t)}{2} \right|. \quad (3.3)$$

L'objectif étant de comparer un ensemble de n intercorrélations, la cohérence de phase individuelle, notée $\mu_j(t)$, est définie comme la moyenne des cohérences de phase entre la $j^{\text{ième}}$ intercorrélacion et toutes les autres intercorrélacions de la collection, telle que,

$$\mu_j(t) = \frac{1}{n-1} \sum_{k=1}^n (1 - \delta_{jk}) c_{jk}(t), \quad (3.4)$$

où δ est le symbole de Kronecker. La cohérence de phase globale est définie telle que,

$$\bar{\mu}(t) = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \mu_j(t). \quad (3.5)$$

Dans le cas d'un signal réel aléatoire gaussien, la distribution de phase instantanée est uniforme (White, 1991). Selon le principe d'ergodicité, la distribution de phase instantanée de n signaux aléatoires générés indépendamment est uniforme à chaque temps t . Par conséquent, la distribution de différence de phase instantanée est aussi uniforme. On peut montrer que dans ce cas, pour un nombre suffisant de signaux, $\mu_j = \bar{\mu}(t) = 2/\pi = 0.6366$ ¹. La présence d'un signal redondant en phase dans la collection de signaux se caractérise par une valeur de $\bar{\mu}(t)$ supérieure à $2/\pi$.

Les cohérences de phase globales et individuelles calculées sur une collection d'intercorrélacions peuvent être utilisées pour caractériser le champ d'onde sismique ambiant. Un exemple d'application sur des intercorrélacions calculées entre deux stations large-bandes déployées dans l'Ouest de la France est présenté dans la section 3.2.

3.2 Résultats sur la paire de stations PY41-PY48

3.2.1 Cohérences de phase individuelles et cohérence de phase globale

Les enregistrements sismiques sur la composante verticale des stations PY41 et PY48 situées sur la côte Atlantique française sont étudiés pour l'année 2012. Les deux sta-

1. Une démonstration similaire à celle présentée dans la section 3.3 permet d'expliquer ce résultat.

tions forment une paire orientée Nord-Ouest, avec une distance interstation de 370 km (figure 3.2a). La fréquence d'échantillonnage est réduite à 4 Hz sur chaque station. Les enregistrements continus sont ensuite découpés en segments de 2h, selon les étapes de traitements présentés dans le chapitre 1. Les segments sont ensuite intercorrélés les uns avec les autres sans étapes de normalisation des amplitudes en temps et en fréquence, pour former une collection d'intercorrélations individuelles de 2 h (figure 3.2b). Chaque mois est étudié séparément. Pour chaque intercorrélations j appartenant à un même mois, la cohérence de phase individuelle $\mu_j(t)$ (équation 3.4) est calculée pour chaque échantillon entre -300 et 300 s de décalage en temps. La cohérence de phase globale $\bar{\mu}(t)$ (équation 3.5) est aussi calculée. Trois gammes de période sont analysées afin d'étudier les effets liés aux microséismes secondaires courtes et longues périodes (2–5 s et 5–11 s, [Stephen et al., 2003](#)), ainsi que les microséismes primaires (11–18 s, [Haubrich et McCamy, 1969](#)).

La figure 3.3a montre deux exemples de cohérence de phase individuelle ($\mu_2(t)$ en vert, et $\mu_{368}(t)$ en rouge) associée avec les 2^{ième} et 368^{ième} intercorrélations de la collection calculées pour le mois d'octobre entre 5 et 11 s de période (signaux vert et rouge sur la figure 3.2b). Pour tous les décalages en temps, sauf autour de $t = -125$ s, les valeurs de cohérence de phase individuelle sont proches de la valeur théorique de 0.6366 indiquant la présence d'un signal aléatoire (section 3.1). Autour de $t = -125$ s, $\mu_2(t)$ (figure 3.3a) est associée avec des valeurs largement supérieures à 0.6366 (0.9 au maximum, à $t = -123.5$ s), tandis que $\mu_{368}(t)$ possède des valeurs inférieures à 0.6366 (0.29 au minimum, à $t = -124.5$ s). Ces observations indiquent que la 2^{ième} intercorrélations est cohérente en phase avec la plupart des autres intercorrélations autour de -125 s, tandis que la 368^{ième} intercorrélations n'est pas cohérente en phase avec la plupart des intercorrélations de la collection à ces échantillons.

La cohérence de phase globale $\bar{\mu}(t)$ pour le mois d'octobre est présentée sur la figure 3.3b. Un signal redondant en phase ($\bar{\mu}(t) > 0.7$) est clairement observé pour les décalages en temps compris entre -131 s et -113 s (lignes verticales noires pointillées

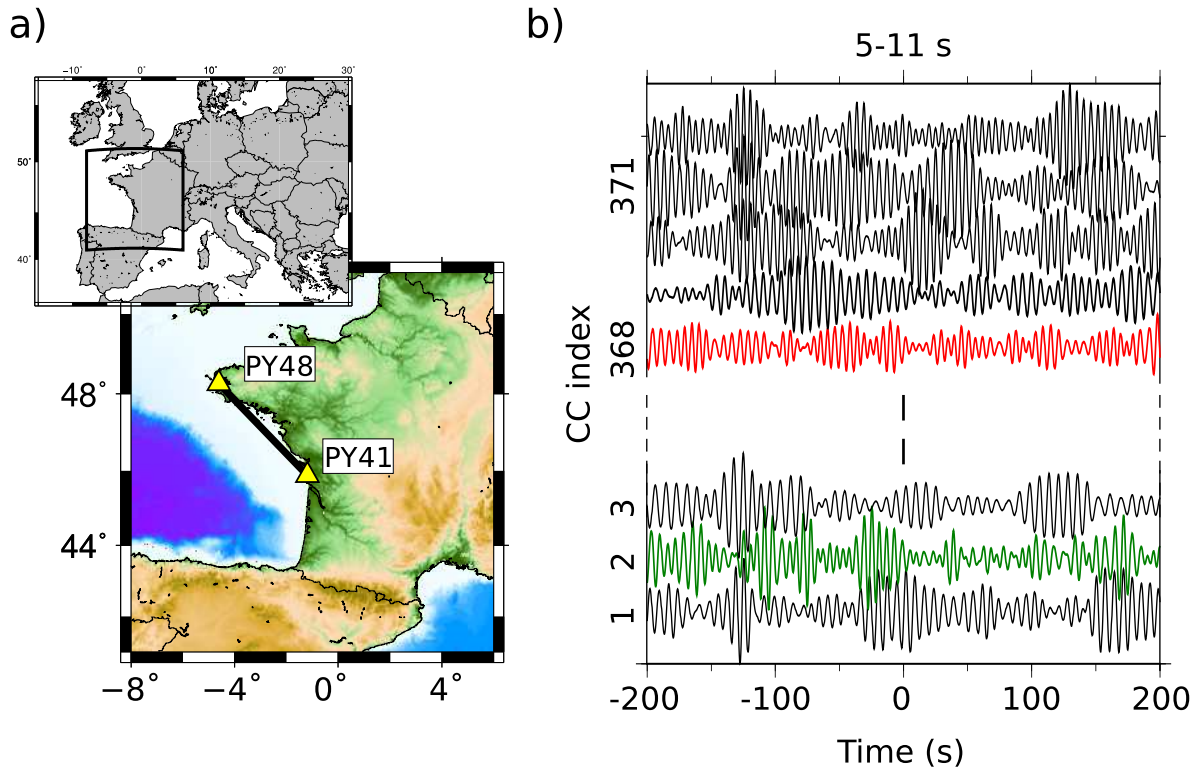


FIGURE 3.2 : Exemple d'intercorrélations individuelles calculées entre les stations PY41 et PY48 sur la composante verticale pour le mois d'octobre 2012. a) Position des stations PY41 et PY48. b) Sous-ensemble d'intercorrélations individuelles filtrées entre 5 et 11 s de période. Les intercorrélations sont calculées à partir de segments de données de 2h. Les cohérences de phase individuelles des signaux vert et rouge sont représentées sur la figure 3.3a.

sur la figure 3.3). Ces temps d'arrivées correspondent à la propagation d'une onde de surface le long du grand cercle reliant les deux stations avec une vitesse d'environ 3 km/s. La convention utilisée pour le calcul des intercorrélations indique que l'énergie se propage du Nord-Ouest vers le Sud-Est (de PY48 vers PY41). L'activation répétée de sources microsismiques océaniques situées dans l'alignement des deux stations dans l'Atlantique Nord (p. ex. Friedrich et al., 1998) est probablement à l'origine de ce signal.

Les cohérences de phase individuelles $\mu_j(t)$ permettent de quantifier la contribution de chaque trace à l'émergence du signal redondant en phase détecté dans la cohérence de phase globale.

La contribution d'une intercorrélacion individuelle j est définie comme la médiane des valeurs de $\mu_j(t)$ calculées aux temps correspondants au signal redondant en phase détecté sur $\bar{\mu}(t)$ (lignes verticales noires pointillées sur la figure 3.3b). Ainsi, dans les exemples présentés sur la figure 3.3a, la valeur de contribution associée avec la 2^{ième} intercorrélacion est égale à 0.85, tandis que celle de la 368^{ième} intercorrélacion est égale à 0.41.

La variabilité temporelle des valeurs de contribution peut être utilisée pour caractériser le champ d'onde sismique ambiant.

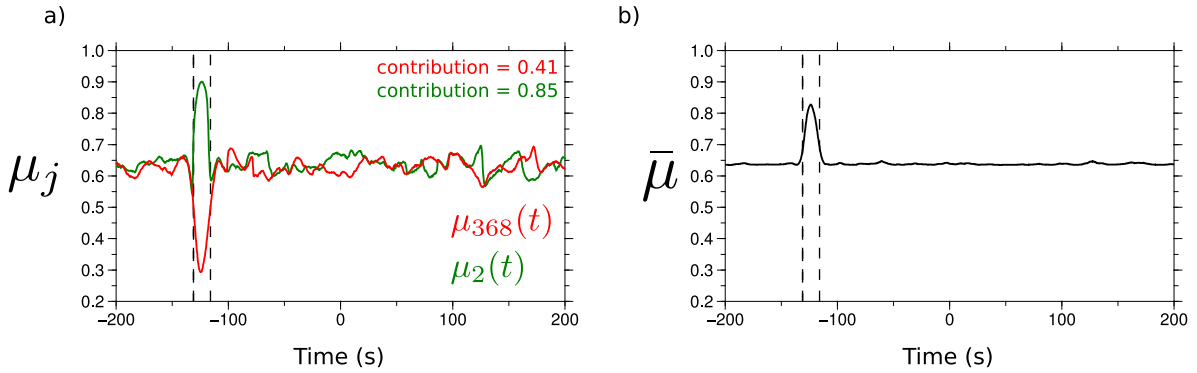


FIGURE 3.3 : Statistiques sur la cohérence de phase pour la paire de stations PY41 PY48 (figure 3.2a) pour le mois d'octobre 2012 entre 5 et 11 s de période. a) Cohérences de phase individuelles calculées à partir de 371 comparaisons associées aux intercorrélacions individuelles 2 et 368 (voir figure 3.2b). b) Cohérence de phase globale calculée à partir de 69006 comparaisons. Le signal redondant en phase détecté sur la cohérence de phase globale est indiqué par les lignes verticales noires pontillées.

3.2.2 Analyse des contributions individuelles

Les valeurs de contribution associées à chaque intercorrélacion calculées pour le mois d'Octobre dans les trois gammes de fréquences étudiées sont représentées sur la figure 3.4.

Dans les trois cas, un signal redondant en phase est détecté à des décalages en temps négatifs, correspondants à la propagation d'une onde de surface le long du grand cercle reliant les deux stations, du Nord-Ouest vers le Sud-Est, avec une vitesse d'environ 3 km/s (voir figure 3.3b pour la détection entre 5 et 11 s de période). Dans toutes les gammes de périodes analysées (figure 3.4), les valeurs de contribution sont globalement élevées ($\simeq 0.8$) ce qui témoigne de la présence d'un signal fortement persistant en phase dans la collection d'intercorrélacions.

Cependant, la variabilité temporelle des valeurs de contribution est différente dans chaque gamme de période. Entre 11 et 18 s de période (figure 3.4a), on observe de nombreuses chutes de contribution rapides et de courte durée (p. ex., le 18 octobre), ainsi que des variations plus longues de quelques jours (p. ex., autour du 26 octobre), et des valeurs élevées de contribution pendant plusieurs jours (p. ex. autour du 13 octobre). Entre 5 et 11 s de période (figure 3.4b), on observe moins de variations rapides et les valeurs de contributions sont plus stables avec le temps. Entre 2 et 5 s de période, les valeurs de contribution sont beaucoup moins fluctuantes. Aucune variations significatives ne sont observées, sauf autour du 27 et 29 octobre.

La variabilité temporelle est donc fortement dépendante du contenu spectral. La figure 3.5 montre que ce comportement est observé pour de nombreux mois de l'année, quelle que soit la saison.

On observe également des événements de 1 à 7 jours de durée qui affectent au moins deux gammes de périodes, et qui se manifestent par une évolution lente en forme de « V » de la valeur de contribution vers des valeurs plus faibles (par ex du 7 au 10

décembre, du 2 au 5 janvier, du 2 au 4 avril et du 12 au 16 mai).

3.2.3 Interprétation et discussion

Les variations lentes de la contribution (quelques jours) peuvent être liées à des variations de l'énergie microsismique d'origine océanique en lien avec l'évolution des phénomènes météorologiques.

Les variations rapides (quelques heures) sont associées à des événements transitoires qui modifient temporairement le signal reconstruit dans les intercorrélations individuelles par rapport à la moyenne mensuelle. Ces changements brutaux peuvent être expliqués par la présence d'événements transitoires de forte amplitude, comme les séismes. La sismicité locale étant modérée (environ un séisme de $M_L \simeq 3.5$ tous les 4 ans, [Arroucau, 2006](#)), il est plus probable que les séismes régionaux et les téléseismes soient à l'origine des variations de courte durée. Les séismes lointains génèrent des signaux de forte amplitude principalement à longues périodes ($T > 10$ s), ce qui peut expliquer la plus grande variabilité observée entre 11 et 18 s de période.

Afin de mieux comprendre la relation entre les chutes de contribution rapides et la sismicité, une inspection visuelle des enregistrements à chaque station à partir du catalogue du Bureau Central Sismologique Français ($M_w > 3.5$) a été effectuée. Au total, 37 segments, associés à un ou plusieurs séismes détectés à au moins une station, ont été identifiés (ligne grise sur la figure 3.4). Par ailleurs, un recentrage de masse a été détecté sur la station PY41 le 2 octobre (ligne verte sur la figure 3.4).

Il existe une correspondance entre les événements de forte amplitude et les chutes de contribution rapides entre 5 – 11 s et 11 – 18 s de période.

Des cas particuliers sont néanmoins observés, comme l'activité tectonique détectée entre le 27 et 29 octobre qui semble affecter uniquement les valeurs de contributions entre 2 – 5 s et 5 – 11 s, mais pas entre 11 – 18 s de période. Il est donc possible

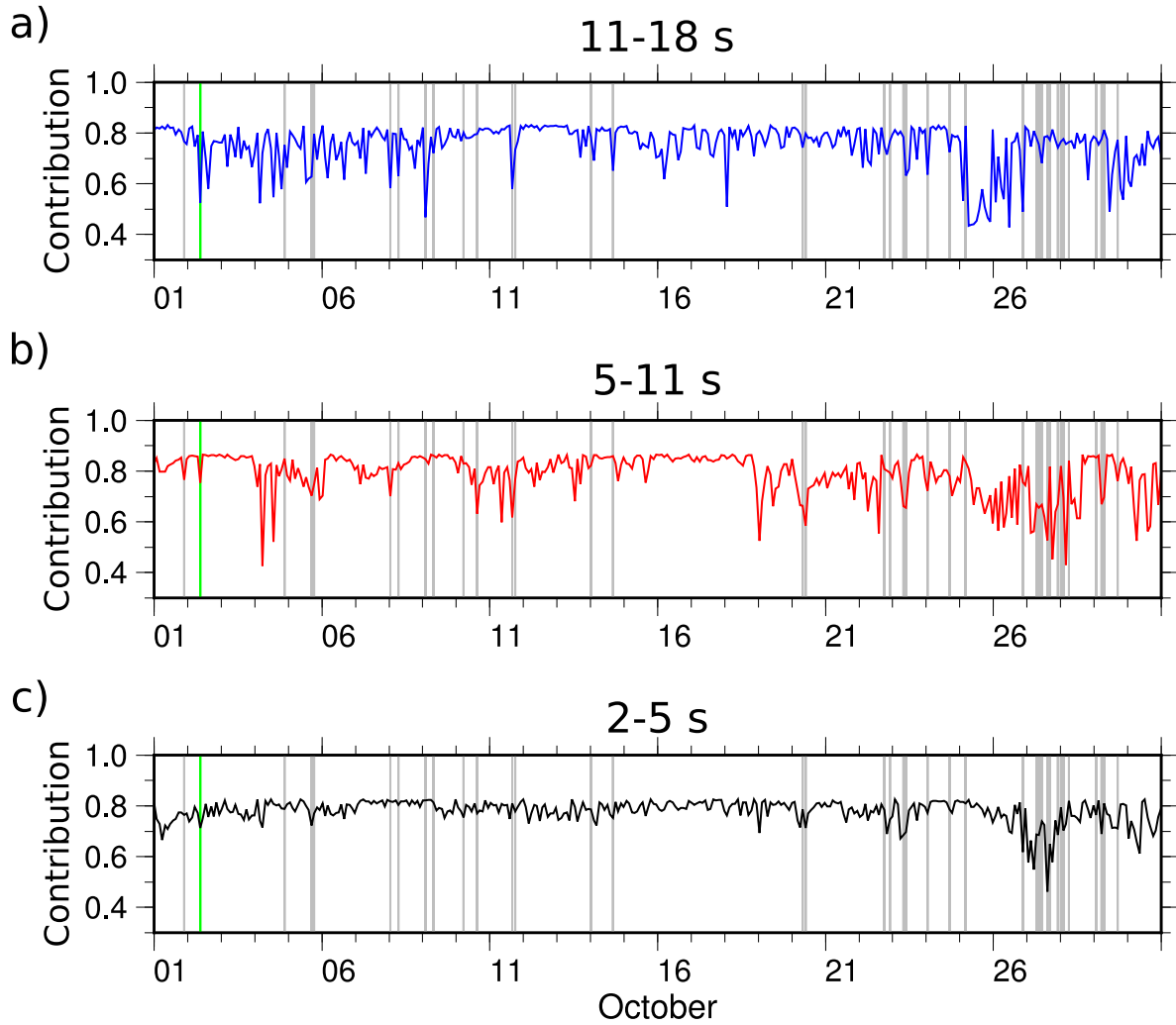


FIGURE 3.4 : Contributions au cours du mois d’Octobre 2012 sur la paire de stations PY41-PY48 entre 11 – 18 s (a), 5 – 11 s (b), et 2 – 5 s (c). Une valeur toutes les 2h est représentée. Les lignes grises indiquent les séismes de $M_w > 3.5$ pointés manuellement à au moins une des deux stations. La ligne verte indique un recentrage de masse détecté sur la station PY41 (voir texte pour les détails).

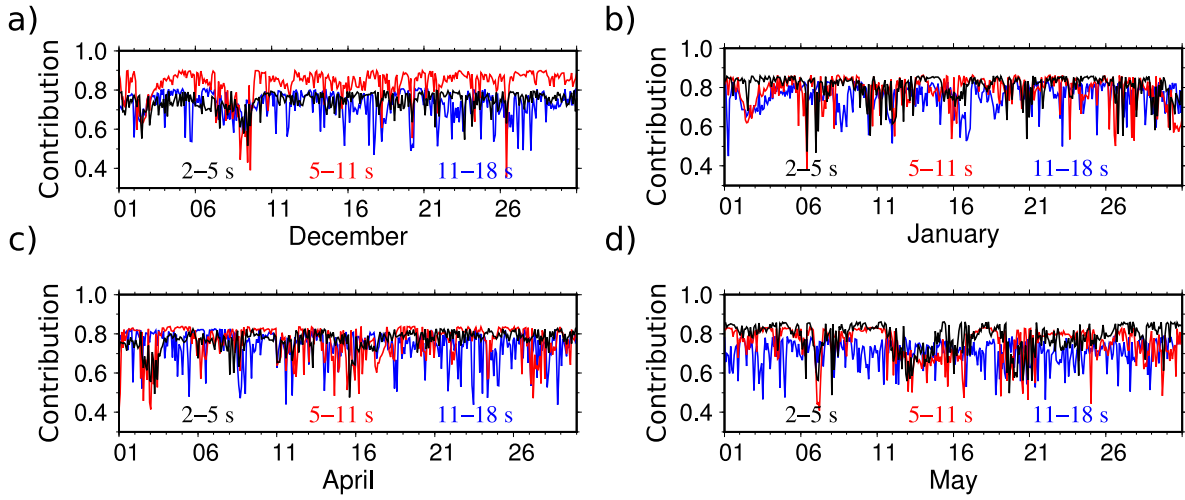


FIGURE 3.5 : Contribution sur la paire PY41 PY48 pour le mois de Décembre (a), Janvier (b) , Avril (c) et Mai (2012) de l'année 2012, entre 2-5 s de période (noir), 5-11 s de période (rouge) et 11-18 s de période (bleu).

que les séismes ne soient pas à l'origine de ces variations. Le bulletin climatique indique des vents très violents dans le Nord-Ouest de la France et en mer Méditerranée pendant le 27 et 29 octobre. Il est donc probable que les microséismes générés par le passage de ces tempêtes soient à l'origine de ces variations de contributions qui ont lieu pendant plusieurs jours. Les faibles valeurs de contributions, observées entre 11 – 18 s de période les jours précédents le 27 octobre (du 24 au 26 octobre) pourraient être aussi reliées à ce phénomène météorologique. En effet, la dispersion des vagues, en lien avec le déplacement des tempêtes, peuvent affecter les différentes périodes du champ d'onde sismique ambiant de façon asynchrone (Friedrich et al., 1998). Par conséquent, les évolutions lentes de la valeur de la contribution en forme de « V » observées régulièrement pendant l'année sur les trois gammes de périodes (voir figure 3.5) sont probablement en lien avec le passage de tempêtes.

Les microséismes secondaires courtes périodes (2 – 5 s) sont principalement générés en pleine mer tandis que les microséismes secondaires longues périodes (5 – 11 s) sont

plutôt générés à proximité des côtes ([Beucler et al., 2015](#)). Les microséismes primaires sont générés uniquement près des côtes (p. ex. [Haubrich et McCamy, 1969](#)). Les microséismes générés à proximité des côtes sont fortement soumis à la variabilité des effets locaux qui conditionnent la hauteur d'eau, comme la marée, ce qui n'est pas le cas des microséismes générés en pleine mer. La stabilité des valeurs de contributions observée entre 2 – 5 s de période par rapport à la variabilité observée entre 5 – 11 s et 11 – 18 s de période peut donc être aussi reliée à la différence de position des sources dominantes dans chaque gamme de période.

La mesure de cohérence $\hat{c}_{jk}(t)$ utilisée jusqu'à présent varie entre 0 et 1. Une mesure de cohérence plus générale consiste à considérer le cas où les signaux sont en quadrature, en utilisant un estimateur de cohérence compris entre -1 et 1 ([Schimmel, 1999](#)). Dans les sections [3.3](#) et [3.4](#), une définition plus générale de la cohérence de phase est donc utilisée. Son application à des intercorrélations calculées sur des réseaux de stations permet notamment de localiser des sources persistantes.

3.3 Statistical redundancy of instantaneous phases : theory and application to the seismic ambient wavefield

Submitted to *Geophys. J. Int. Express Letters* : august 2015

Accepted with moderate revisions : october 2015

Accepted : november 2015

Authors : I. Gaudot, É. Beucler, A. Mocquet, M. Schimmel, M. Le Feuvre

Abstract

In order to detect possible signal redundancies in the ambient seismic wavefield, we develop a new method based on pairwise comparisons among a set of synchronous time series. This approach is based on instantaneous phase coherence statistics. The first and second moments of the pairwise phase coherence distribution are used to characterize the phase randomness. For perfect phase randomness, the theoretical values of the mean and variance are equal to 0 and $\sqrt{1 - 2/\pi}$, respectively. As a consequence, any deviation from these values indicates the presence of a redundant phase in the raw continuous signal. A previously detected microseismic source in the Gulf of Guinea is used to illustrate one of the possible ways of handling phase coherence statistics. The proposed approach allows us to properly localize this persistent source, and to quantify its contribution to the overall seismic ambient wavefield. A strength of the phase coherence statistics relies in its ability to quantify the redundancy of a given phase among a set of time series with various useful applications in seismic noise based studies (tomography and/or source characterization).

Introduction

The seismic ambient wavefield encompasses all possible displacements of the Earth's surface that are recordable by a seismometer. Since the beginning of the 20th century the main goal of seismic station deployments is the analysis of transient signals caused by impulsive sources such as earthquakes or artificial sources, relegating the remaining signal (outside of the time window of interest) to seismic noise. The term “noise” hence refers to anything else that modifies, perturbs, or hides the signal of interest. It is mostly generated in different frequency bands, such as the short-period (< 1 s) anthropogenic noise (Koper et al., 2010), the 1 – 20 s period microseismic energy due to the ocean activity (e.g. Longuet-Higgins, 1950 ; Gerstoft et al., 2008 ; Ebeling, 2012) or oceanic long-period (> 50 s) infragravity waves (Kobayashi et Nishida, 1998 ; Rhie et Romanowicz, 2004). However, the theoretical result that the cross-correlation of continuous noise converges toward the Green's function between two stations (e.g. Lobkis et Weaver, 2001) has opened a variety of applications in seismology for retrieving information about the Earth's structure (e.g. Shapiro et al., 2005 ; Brenguier et al., 2008).

The empirical Green's function builds up after a sufficient self-averaging process which is provided by a random/uniform spatial distribution of the noise sources over time as well as scattering (Campillo, 2006). Hence, high energetic signals due to short transient events can contaminate the cross-correlation results. Long time averaged cross-correlations are also widely used to study the continuous excitation of the seismic ambient wavefield (e.g. Stehly et al., 2006). Amplitude normalization processing schemes are usually applied on raw time series in order to wipe out the effects due to high amplitude transient events (such as earthquakes) (Bensen et al., 2007). The main drawback of these approaches is that normalizations corrupt the genuine signal information. Groos et al. (2012) pointed out that such normalization may lead to an amplification of signals generated by temporally persistent and spatially localized sources (e.g. Oliver, 1962 ; Zeng et Ni, 2010 ; Tonegawa et al., 2015). Moreover, amplitude normalization tends to favor distant sources compared to local contributions (Tian et Ritzwoller, 2015).

The aim of this article is to present a new method to provide quantitative information on the seismic ambient wavefield from the raw signal. The technique relies on phase repetitiveness of cross-correlations, and is based on the statistics of a time sample based pairwise comparison of instantaneous phase coherence. Instantaneous phases have been used in the field of communication (Gabor, 1946), medicine (Mormann et al., 2000), seismic exploration (Taner et al., 1979), and for seismic signal extraction (Schimmel et Paulssen, 1997).

Coherence statistics

Theory

In the complex trace analysis framework, any sample of a signal can be defined in the complex plane as an instantaneous vector with length $A(t)$ and direction angle $\phi(t)$, corresponding to the envelope and the instantaneous phase, respectively (Gabor, 1946 ; Taner et al., 1979). The analytic signal S is computed using $\mathcal{H}$, the Hilbert transform of the real input signal s ,

$$S(t) = s(t) + i\mathcal{H}(t) = A(t) \exp[i\phi(t)]. \quad (3.6)$$

At a given time, instantaneous phases can be used as a measurement of the (in)coherence among a set of traces (Schimmel et Paulssen, 1997). The so-called phase stack, relies on constructive and destructive sums of unit vectors in the complex plane. In the case of only two signals, s_j and s_k , the phase coherence (Schimmel, 1999), at a given time t ,

$$c_{jk}(t) = \frac{1}{2} |e^{i\phi_j(t)} + e^{i\phi_k(t)}| - \frac{1}{2} |e^{i\phi_j(t)} - e^{i\phi_k(t)}|, \quad (3.7)$$

is a real value lying between -1 and 1 . Thus, a coherence value of 1 is obtained for a perfect phase match, and conversely for -1 . Defining $\delta\phi_{jk}(t) \equiv \phi_k(t) - \phi_j(t)$, where $\delta\phi_{jk}(t) \in [-\pi, \pi]$,

$$c_{jk}(t) = \left| \cos \frac{\delta\phi_{jk}(t)}{2} \right| - \left| \sin \frac{\delta\phi_{jk}(t)}{2} \right|. \quad (3.8)$$

With the aim of introducing statistical quantities to compare a set of n synchronous signals, we define $\mu_j(t)$, the mean of coherences between the j th and all other instantaneous phases (hereafter referred to as individual coherences),

$$\mu_j(t) = \frac{1}{n-1} \sum_{k=1}^n (1 - \delta_{jk}) c_{jk}(t), \quad (3.9)$$

where δ is the Kronecker symbol. A comprehensive pairwise comparison is obtained through the overall coherence,

$$\bar{\mu}(t) = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \mu_j(t). \quad (3.10)$$

Since $c_{jk} = c_{kj}$ (eq. 3.7), all pairwise coherence values, stored in an $[n \times n]$ array (discarding the diagonal elements), are reshaped into a set C of p elements, where $p = n(n-1)/2$ and $C_i \equiv (c_{jk} + c_{kj})/2$. This leads to another definition of the overall coherence,

$$\bar{\mu}(t) = \frac{1}{p} \sum_{i=1}^p C_i(t). \quad (3.11)$$

The standard deviation $\bar{\sigma}$ is given by the variance,

$$\bar{\sigma}^2(t) = \frac{1}{p} \sum_{i=1}^p (C_i(t) - \bar{\mu}(t))^2. \quad (3.12)$$

To quantify the instantaneous phase redundancy, we first consider the case of random signals. A uniform distribution of instantaneous phases is a property of such signals (White, 1991). According to the ergodicity property of randomness, the phase distribution at a given time is uniform among a set of n independently generated random signals. As a consequence, since the instantaneous phase differences are computed for all $\phi_k(t)$ while keeping $\phi_j(t)$ fixed, $\delta\phi_{jk}(t)$ is uniformly distributed as well.

Considering that, for a sufficient large amount of randomly distributed instantaneous phase differences, a random exploration of $[-\pi, \pi]$ is analogous to a regularly spaced sampling of that domain. Introducing x as any instantaneous phase shift measurement $\delta\phi_{jk}(t)$, the mean value $\bar{\mu}$ of the coherences $C(x)$ may be equivalently defined in its

continuous form or using the first moment definition,

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} C(x) dx = \int_{-1}^1 C \mathcal{P}(C) dC, \quad (3.13)$$

where $\mathcal{P}(C)$ is a probability density function. Eq. (3.13) with the phase coherence definition (eq. 3.8) leads to

$$\mathcal{P}(C) = \frac{2}{\pi\sqrt{2-C^2}} \quad \text{and} \quad \bar{\mu} = 0. \quad (3.14)$$

Using the second moment definition and eq. (3.12), $\bar{\sigma}^2 = 1 - 2/\pi$. As shown in Fig. 3.6, the results for a regular sampling of $\delta\phi_{jk}$, between $-\pi$ and $+\pi$, perfectly match the theoretical predictions (eq. 3.14). The probability density function $\mathcal{P}(C)$ also predicts the behaviour of the distribution for the random case (green bars). The results are shown here for a set of $n = 300$ randomly distributed samples ($p = 44\,850$ comparisons). All experiments confirm that the uniform instantaneous phase distribution favors phase and antiphase coherences (C close to ± 1).

Synthetic experiment

To illustrate both cases of instantaneous phase randomness and redundancy, we present a synthetic experiment which mimics a temporally persistent signal within a background noise. A single noisy 120 000 s long time series is constructed by sampling an amplitude value within a gaussian distribution ($\mu = 0$, $\sigma = 0.22$) for each time sample. Starting at 200 s, 270 cosine tapered monochromatic signals of 100 s length and 20 s period, are added every 400 s. We then cut the time series every 400 s to create a set of 300 data segments. As a result, the overprinted monochromatic signal is present within the 200 - 300 s time windows on each trace (between the two vertical lines in Fig. 3.7a), except for 30 traces (for instance the red trace).

At each time, both individual and overall coherences are computed using eq. 3.9 and eq. 3.11, respectively (Fig. 3.7b). In agreement with theoretical expectations (eq. 3.14), $\bar{\mu}$ statistically converges toward zero, and $\bar{\sigma}$ tends to a value of $\sqrt{1 - 2/\pi}$ ($\simeq 0.603$), for all time samples but those between 200 s and 300 s. The limited amount of comparisons

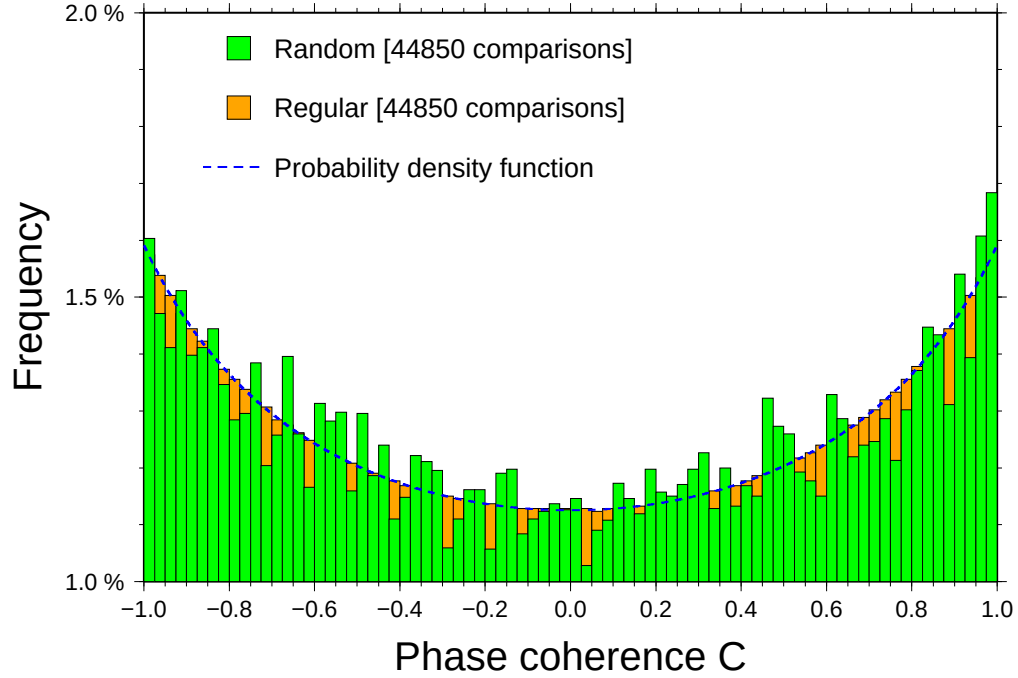


FIGURE 3.6 : Comparison between theoretical predictions and numerical experiment results using $n = 300$ samples (*i.e.* $p = 44\,850$). The theoretical probability density function given by eq. (3.13) is plotted with the dashed-blue curve. The histogram obtained for a random sampling of $\delta\phi_{jk}$ (green) overlays the results obtained using a regular sampling (orange).

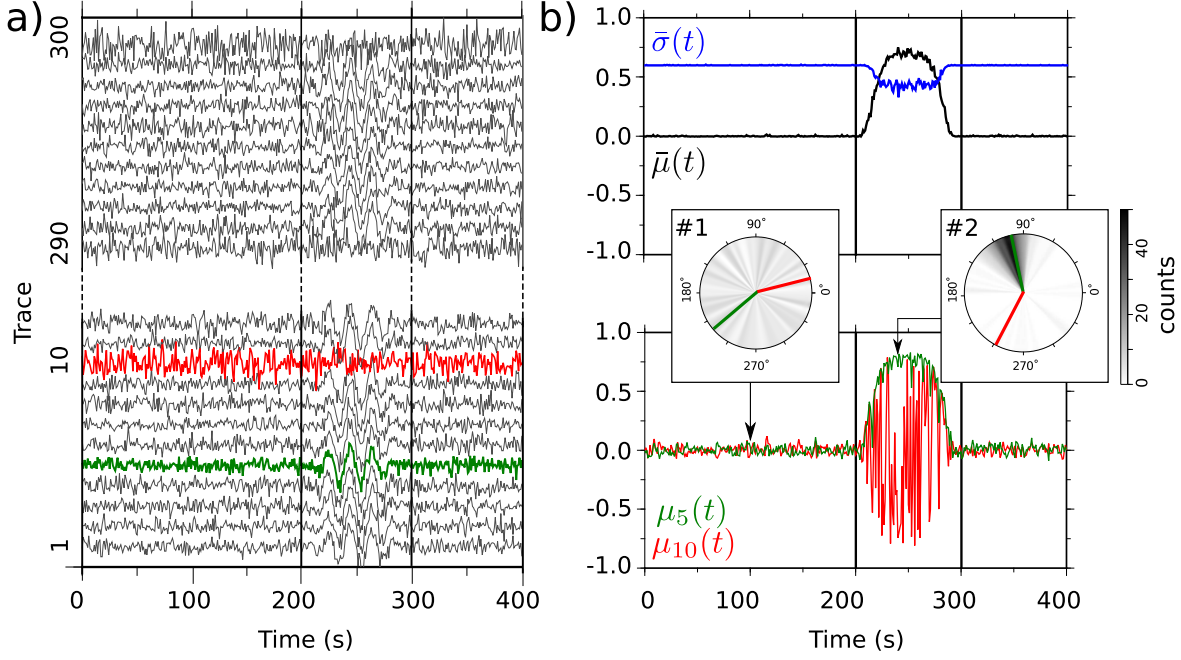


FIGURE 3.7 : Statistics results using synthetic time series. **a)** Set of 300 time series showing the presence of the sine signal added for 90% of the traces, between 200 s and 300 s. All time series are carried by a random Gaussian noise. The red and green traces are used as reference for individual coherences in the lower-right graph. **b)** (top) Overall coherence (black) and standard deviation (blue) computed using 44 850 pairwise comparisons. (bottom) Individual coherences for traces 5 (green) and 10 (red), and instantaneous phase density plots in the complex plane, at $t = 100$ s (middle panel #1), and $t = 240$ s (middle panel #2). For each density plot, the instantaneous phases for traces 5 and 10 are plotted.

($p = 44\,850$) is however sufficient to fit the random case theory, which emphasizes that the overall coherence statistically converges toward the expected value although the distribution of coherences, for such a limited amount of samples, does not perfectly fit the theoretical distribution (Fig. 3.6). The phase redundancy of the sinusoidal signals between 200 s and 300 s significantly increases the $\bar{\mu}$ values up to 0.69. This latter value corresponds to an average of 270 individual coherences of approximately 0.85 among 300, since the 30 sums of individual coherences for pure random noise traces tend to zero. Two individual coherences (eq. 3.9) using only 299 comparisons are also computed (Fig. 3.7b). The differences between theory and synthetics for the random cases (outside the 200-300 s time window) are consequently larger than for $\bar{\mu}$ although a fairly good agreement is still achieved (values for the random case do not exceed 0.08). The polar grey-shaded density plots exhibit the distribution of instantaneous phases at two given time samples. They are both computed using the 299 instantaneous phase values. At $t = 100$ s (panel #1), the almost uniform density is a consequence of the random case, while at $t = 240$ s (panel #2), the phase redundancy results in the concentration of the density within a narrow angular range. The instantaneous phases ϕ_5 and ϕ_{10} , used as references for individual coherence measurements (eq. 3.9), overlay the density plots in green and red colors, respectively. At $t = 100$ s, their exact values have no impact on μ_5 and μ_{10} due to the uniform density. Conversely, at $t = 240$ s, the values of instantaneous phases ϕ_5 and ϕ_{10} greatly influence the individual statistics results. As shown in Fig. 3.7a, the 5th time series (green) contains the sine signal leading to a value for ϕ_5 close to the density maximum. As a consequence, for all time samples within 200 s and 300 s, μ_5 is positive and much larger than zero, which signs a departure from the previously discussed random case. Low or negative values of individual coherences (such as μ_{10} at $t = 240$ s, for instance) are representative of a large difference between ϕ_{10} (red in panel #2) and the maximum of the instantaneous phase density. The overall randomness of the 10th time series (red) implies large variations of the individual coherences as a function of time, though high values for μ_{10} can be reached but only by chance.

Application to the microseismic source in the Gulf of Guinea

Temporally persistent and spatially localized microseismic sources have been detected at different places around the world (e.g. [Holcomb, 1980](#)). Some of them have been localized using ambient noise cross-correlations (e.g. [Shapiro et al., 2006](#) ; [Brzak et al., 2009](#) ; [Zeng et al., 2010](#) ; [Xia et al., 2013](#)). We propose to focus on the 26 s period source located near the Gulf of Guinea, using a sparse seismic array composed of 4 broadband FDSN stations. The initial set of observations consists in continuous vertical component data, recorded during the month of August 2004 ([Shapiro et al., 2006](#)).

To compute coherence statistics among a set composed of a sufficient number of synchronous traces, the raw seismic signal is split into 372 2-hours sliding time windows. Only the basic signal processing steps (including removing the mean, trend and the instrumental response) are applied. Data are bandpass filtered between 23 and 32 s periods. The 2-hours time series are cross-correlated, leading to a set of 372 synchronous cross-correlations for each station pair (Fig. 3.8a). The overall coherence measurements (eq. 3.10) are computed for each station pair (Fig. 3.8b). For all station pairs, the overall coherence $\bar{\mu}(t)$ value is close to zero for most time lags except for specific time windows in which a clear signal emerges. A fairly simple approach is followed to convert mean overall coherences into geographical locations. We test any possible source position using a grid of $80^\circ \times 90^\circ$, every 1° .

$$\tau_{ij}(\lambda, \Phi) = \frac{\Delta_i(\lambda_i, \Phi_i, \lambda, \Phi) - \Delta_j(\lambda_j, \Phi_j, \lambda, \Phi)}{U}, \quad (3.15)$$

is the travel time delay between a given grid point (located at latitude λ and longitude Φ) and a given station pair. The epicentral distances (Δ_i and Δ_j) between the two stations (i and j) and the grid point are computed on a spherical Earth. Following [Shapiro et al. \(2006\)](#), an homogeneous surface wave group velocity $U = 3.5 \text{ km.s}^{-1}$ is chosen.

For each grid point, the mean overall coherence

$$\text{MOC}(\lambda, \Phi) = \frac{2}{n(n-1)} \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n \bar{\mu}_{ij}(\tau_{ij}), \quad (3.16)$$

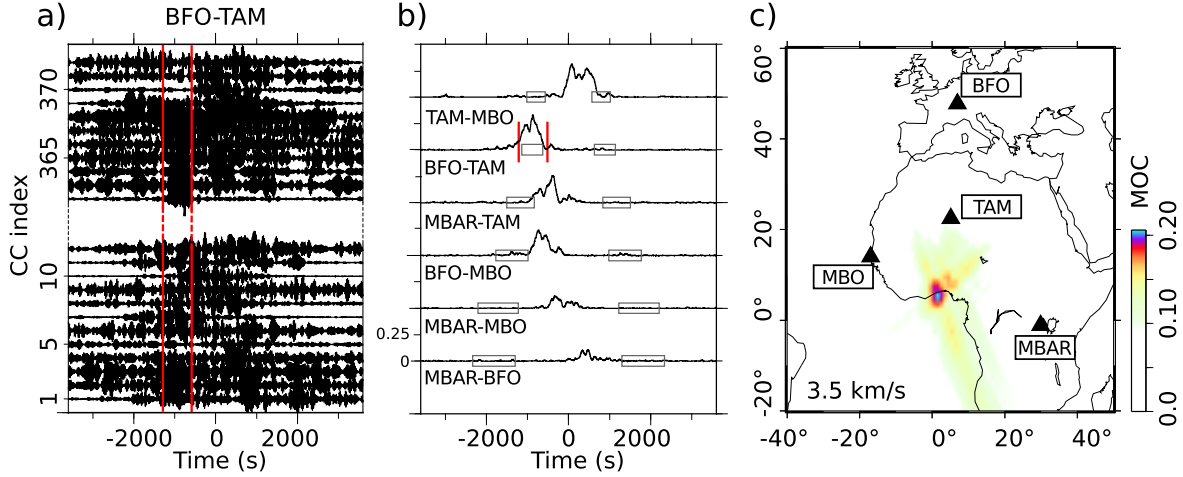


FIGURE 3.8 : Location of the 26s period persistent microseismic source using overall coherences on ambient seismic cross-correlations. **a)** Subset of the 372 cross-correlations computed for the BFO-TAM station pair. The vertical red bars indicate the time window of large overall coherence values detected and shown in **b**. Data are bandpass filtered between 23– and 32s period. **b)** Overall coherences for the 6 station pairs. The grey boxes define the time windows that would be expected for the propagation of a surface wave along the interstation great-circle paths using classical group velocity values ($2.5 \text{ km.s}^{-1} \leq U \leq 4.5 \text{ km.s}^{-1}$). **c)** Source location using eqs. (3.15) and (3.16). Seismic stations are represented by the black triangles. Each time sample, and its corresponding mean coherence value (see **b**), is projected on the grid using an homogeneous velocity set to 3.5 km/s.

is computed (Fig. 3.8c), n is the amount of stations ($n = 4$). The maximum amplitude is at (5.5° N , 1.5° E), which is in very good agreement with previous locations found in the literature (Shapiro et al., 2006 ; Xia et al., 2013). The smearing features are due to the very small amount of stations.

The study of microseism sources from ambient noise cross-correlations usually requires pre-cross-correlation time normalization in order to attenuate the effects due to the presence of large amplitude events (Shapiro et al., 2006). Here, no time-normalization and no spectral whitening is applied, since only the information carried by the instantaneous phases is used. Although most of the 2 h-cross-correlations are very noisy (Fig. 3.8a), the pairwise statistics on phase coherences give very robust features and quantify the signal randomness (values around zero) as well as the phase redundancy. The overall coherence results (Fig. 3.8b) show that it is possible to quantify the weight of a repetitive source in the seismic ambient wavefield. The statistics confirm that the Gulf of Guinea source is redundant within the 23 – 32 s period range. However, the largest overall coherences values are significantly lower than 1 (0.33 for the BFO-TAM station pair, for instance), which could reflect (i) the intermittency of the excitation of the Gulf of Guinea source in August 2004, (ii) possible other signals, occurring in the same period range, which outshine the redundant source phase arrival at some stations and/or (iii) multi-pathing effects.

Concerning the BFO-TAM station pair, the overall coherence maximum (which signs the phase redundancy) is observed at time lags corresponding approximately to the interstation great-circle surface wave propagation time, which is due to the position of the source almost aligned by chance on the great-circle path defined by the two stations. Such arrivals may typically alter tomography results based on empirical Green’s function reconstruction from ambient noise cross-correlations (Shapiro et Campillo, 2004). For all other station pairs, the emergence of the empirical Green’s function is barely visible. Therefore, phase coherence statistics could be used to discriminate between different source contributions and thus may help to reduce potential travel-time biases due to persistent sources.

Conclusion

We present a new approach based on instantaneous phase coherence statistics to define the state of phase randomness for a set of synchronous signals. Both theory and synthetic experiment show that, in the fully random case, the mean and the variance of all possible pairwise comparisons equal to 0 and $\sqrt{1 - 2/\pi}$ ($\simeq 0.603$), respectively. Any deviation from these values indicate the presence of a redundant phase. Using the ergodicity property of a random signal, we split an initial time series into a set of synchronous signals. This allows to detect and to quantify the repetitiveness of any possible temporally persistent and spatially localized source, during a given period of observation.

In the case of the detection of a redundant phase, individual coherences (one trace against all others) quantify the contribution of each time series independently. Depending on the application, the method may be used to exclude either poorly contributing traces for efficient signal extraction, or to exclude highly contributing traces to avoid contamination from a persistent signal. This method can be easily implemented to bring quantitative information on the ambient seismic wavefield.

Appendix A

Note : The following mathematical demonstration is not included in the GJI paper. This mathematical development has been initially written to answer to a reviewer comment. Here, I decided to put the demonstration in Appendix since it explains the mathematics leading to the equation 3.14. Similar derivations lead to the results of $2/\pi$

discussed in the section 3.1 when using the phase coherence measurement $\hat{c}_{jk}$ for the random case.

For a given time sample, let us rewrite Eq. 3.8 for the sake of clarity,

$$c(x) = \left| \cos \frac{x}{2} \right| - \left| \sin \frac{x}{2} \right|, \quad (3.17)$$

where $x = \delta\phi_{jk}(t)$, and $-\pi \leq x \leq \pi$.

Hypothesis : For a sufficient large amount of instantaneous phases $(\phi_k(t))$, a random exploration of $[-\pi, \pi]$ is identical to a regularly spaced sampling. For any value of $\phi_j(t)$, x is the instantaneous measurement of the phase shift between $\phi_j(t)$ and $\phi_k(t)$ and therefore x regularly samples the space between $-\pi$ and π .

The mean coherence value, for a given value for $\phi_j(t)$, under its continuous form, is

$$\mu_j(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} c(x) dx. \quad (3.18)$$

Since c is even, it is straightforward that

$$\mu_j(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} c(x) dx = \frac{2}{\pi} \left[\sin \frac{x}{2} + \cos \frac{x}{2} \right]_0^{\pi} = 0. \quad (3.19)$$

Let us introduce $\mathcal{E}(c)$, the first moment of the coherence c , as a function of $\mathcal{P}(c)$, the coherence probability,

$$\mathcal{E}(c) = \int_{-\infty}^{+\infty} c \mathcal{P}(c) dc. \quad (3.20)$$

By definition, the mean coherence value $\mu_j(t)$ is equal to $\mathcal{E}(c)$, and since $\mathcal{P}(c)$ is a probability density function, $0 \leq \mathcal{P}(c) \leq 1$,

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{P}(c) dc = 1. \quad (3.21)$$

Whatever the value of x , $-1 \leq c(x) \leq 1$, and recalling eqs. (3.18) and (3.20),

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} c(x) dx = \int_{-1}^1 c \mathcal{P}(c) dc. \quad (3.22)$$

1st case : $-\pi \leq x \leq 0$

$$c(x) = \cos \frac{x}{2} + \sin \frac{x}{2}, \quad (3.23)$$

$$c = -1 \rightarrow x = -\pi \quad \text{and} \quad c = 1 \rightarrow x = 0,$$

$$dc = \frac{1}{2} \left(-\sin \frac{x}{2} + \cos \frac{x}{2} \right) dx, \quad \text{and} \quad (3.24)$$

$$\mu_j(t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^0 \left(\cos \frac{x}{2} + \sin \frac{x}{2} \right) dx. \quad (3.25)$$

Recalling eq. (3.22),

$$\frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^0 \left(\cos \frac{x}{2} + \sin \frac{x}{2} \right) dx = \frac{1}{2} \int_{-\pi}^0 \left(\cos \frac{x}{2} + \sin \frac{x}{2} \right) \mathcal{P}(c) \left(\cos \frac{x}{2} - \sin \frac{x}{2} \right) dx, \quad (3.26)$$

which leads to, after using trigonometric double angle formulae,

$$\frac{c(x)}{\pi} = \frac{1}{2} \mathcal{P}(c) \cos x. \quad (3.27)$$

On the other hand, restarting from eq. (3.23),

$$c^2(x) = \cos^2 \frac{x}{2} + \sin^2 \frac{x}{2} + 2 \cos \frac{x}{2} \sin \frac{x}{2}, \quad (3.28)$$

and

$$c^2(x) = 1 + \sin x, \quad (3.29)$$

which gives

$$\sin^2 x = (c^2(x) - 1)^2. \quad (3.30)$$

Hence,

$$\begin{aligned} \cos^2 x + \sin^2 x &= \cos^2 x + c^4(x) - 2c^2(x) + 1, \\ \cos^2 x &= c^2(x) (2 - c^2(x)), \quad \text{and so} \\ \cos x &= c(x) \sqrt{2 - c^2(x)}. \end{aligned} \quad (3.31)$$

Finally, recalling eq. (3.27),

$$\mathcal{P}(c) = \frac{2}{\pi \sqrt{2 - c^2}}, \quad (3.32)$$

as written in eq. (3.14).

2nd case : $0 \leq x \leq \pi$

$$c(x) = \cos \frac{x}{2} - \sin \frac{x}{2}, \quad (3.33)$$

$$c = -1 \rightarrow x = \pi \quad \text{and} \quad c = 1 \rightarrow x = 0,$$

$$dc = -\frac{1}{2} \left(\cos \frac{x}{2} + \sin \frac{x}{2} \right) dx, \quad \text{and} \quad (3.34)$$

$$\mu_j(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \left(\cos \frac{x}{2} - \sin \frac{x}{2} \right) dx. \quad (3.35)$$

Again, recalling eq. (3.22),

$$\frac{1}{\pi} \int_0^\pi \left(\cos \frac{x}{2} - \sin \frac{x}{2} \right) dx = -\frac{1}{2} \int_\pi^0 \left(\cos \frac{x}{2} - \sin \frac{x}{2} \right) \mathcal{P}(c) \left(\cos \frac{x}{2} + \sin \frac{x}{2} \right) dx, \quad (3.36)$$

which leads to, after using trigonometric double angle formulae,

$$\frac{c(x)}{\pi} = \frac{1}{2} \mathcal{P}(c) \cos x. \quad (3.37)$$

As we wrote for x negative values, and restarting from eq. (3.33),

$$c^2(x) = \cos^2 \frac{x}{2} + \sin^2 \frac{x}{2} - 2 \cos \frac{x}{2} \sin \frac{x}{2}, \quad (3.38)$$

and

$$c^2(x) = 1 - \sin x, \quad (3.39)$$

which finally gives

$$\sin^2 x = \left(1 - c^2(x) \right)^2. \quad (3.40)$$

It implies that the eqs. (3.31) holds and consequently,

$$\mathcal{P}(c) = \frac{2}{\pi \sqrt{2 - c^2}}. \quad (3.41)$$

Appendix B

Note : The following convergence test (Fig. 3.9) is not included in the GJI paper. Here, I decided to put it in Appendix. This test gives the minimum number of time

series required to reliably detect the presence of a phase redundant signal.

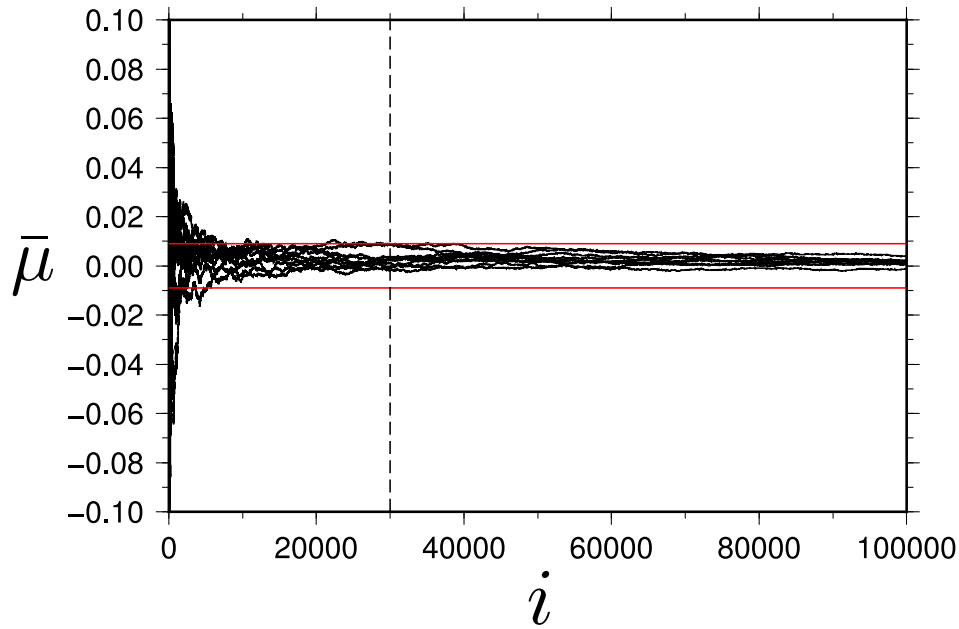


FIGURE 3.9 : Convergence test for $\bar{\mu}$ in the case of a uniform distribution of instantaneous phases differences. The value of $\bar{\mu}$ (équation 3.10) is plotted as a function of the number of instantaneous phase differences involved in the computation, given by i . The red lines indicate that the overall mean coherence $\bar{\mu}$ reaches a value of 0 ± 0.009 from 30 000 comparisons ($\simeq 245$ instantaneous phases).

3.4 Application au bruit microsismique secondaire dans l'Ouest de l'Europe

Dans la section précédente, nous avons vu que la migration des signaux redondants en phase observés dans des intercorrélations individuelles, filtrées autour de 26 s de période, permet de localiser précisément une source persistante située dans le Golfe de Guinée (section 3.3).

Dans l'Ouest de l'Europe, la distribution de l'énergie issue des microséismes océaniques secondaires est très hétérogène (p. ex. [Friedrich et al., 1998](#)). L'action répétée de sources de bruit microsismique secondaire a déjà été détectée dans les intercorrélations du champ d'onde ambiant par la présence de signaux avec une vitesse apparente plus importante que celle prédite pour la fonction de Green empirique ([Pedersen et Krüger, 2007](#) ; [Marzorati et Bindi, 2008](#)). L'utilisation des intercorrélations du champ d'onde ambiant a permis de relocaliser des sources microsismiques énergétiques situées à proximité de la côte italienne ([Gu et al., 2007](#) ; [Brzak et al., 2009](#)). La position de ces sources est stable avec le temps, mais leur excitation est épisodique, en lien avec le passage de tempête ([Chevrot et al., 2007](#)). Par conséquent, l'utilisation de la méthode de localisation basée sur la redondance en phase des intercorrélations, présentée dans la section 3.3, pourrait permettre de relocaliser les sources de bruit océaniques secondaires sur des temps très courts dans la mesure où leur extension spatiale est restreinte.

3.4.1 Réseau et méthode

La méthode est appliquée sur un réseau de 7 stations dans le Sud-Ouest de la France (figure 3.10a), composé de 6 stations (PY34B, PY26, PY27B, PY28, PY15, PY16) installées dans le cadre de l'expérience temporaire Pyrope ([Chevrot et al., 2014](#)), et une station (LRVF) appartenant au réseau large bande permanent français. Le réseau sélectionné possède des distances interstations comprises entre 48 et 120 km. Étant

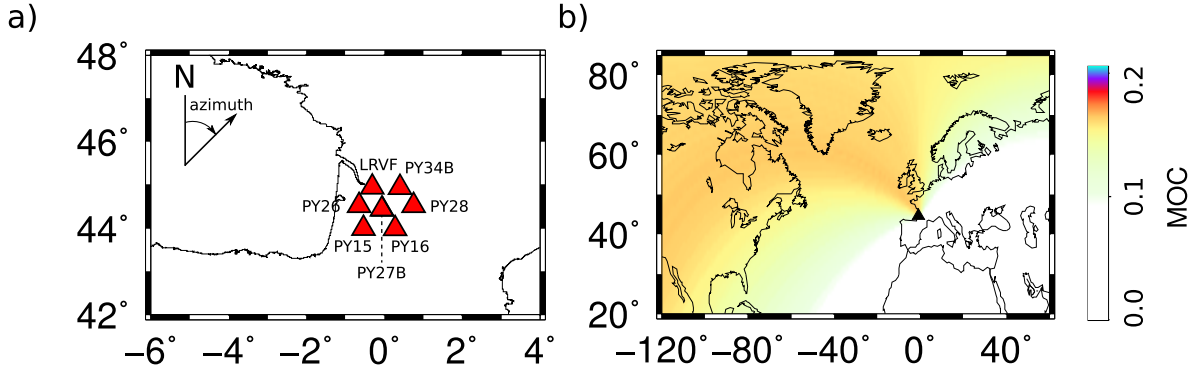


FIGURE 3.10 : Analyse du bruit microsismique secondaire (7 s) par redondance de phase des intercorrélations. a) Réseau utilisé. b) Moyenne mensuelle des localisations. Une vitesse de migration égale à 3 km/s est utilisée. Le triangle noir indique la position du réseau.

donnée la variabilité temporelle des sources de bruits observées dans la région (Friedrich et al., 1998 ; Chevrot et al., 2007), il est plus probable de détecter un signal persistant en phase sur un temps d'observation court. Une durée d'observation égale à 24 h est donc choisie. Les intercorrélations individuelles sont calculées sur des segments de 300 s sans normalisation des amplitudes en temps ni en fréquence, selon les étapes de traitement décrites dans le chapitre 1. 288 intercorrélations sont donc calculées par jour ($300 \text{ s} \times 288 = 86\,400 \text{ s}$) et par paire de stations (41 328 comparaisons), ce qui est suffisant pour une estimation statistique fiable de la redondance en phase (figure 3.9). Les corrélations sont filtrées autour de 7 s pour isoler les contributions des sources de bruit microsismique secondaire. Seules les composantes verticales sont analysées. L'activité microsismique dans l'hémisphère Nord est plus intense pendant l'hiver (p. ex. Stehly et al., 2006). Le mois de janvier 2012 a donc été étudié. Chaque jour, les valeurs de $\bar{\mu}(t)$ (équation 3.10) sont calculées pour les décalages en temps compris entre -125 et 125 s pour chaque paire de stations (figure 3.11). Une migration avec une vitesse constante de 3 km/s est ensuite réalisée (équation 3.16) en testant les positions de sources tous les degrés sur une grille incluant l'Atlantique Nord et la Mer Méditerranée.

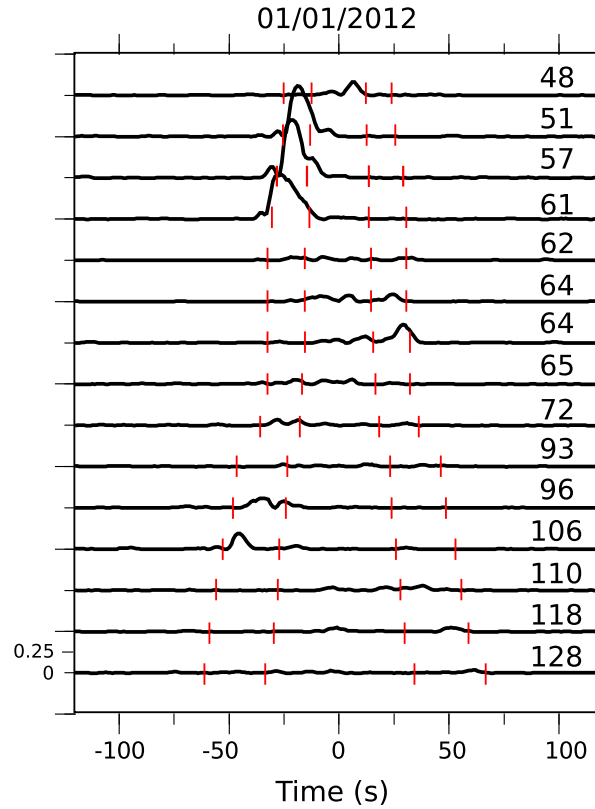


FIGURE 3.11 : Cohérence de phase moyenne calculée pour le 1er janvier 2012 sur 15 paires du réseau (figure 3.10a). Les lignes verticales rouges délimitent les temps d’arrivée prédits pour une onde de surface se propageant le long du grand cercle reliant les deux stations avec une vitesse comprise entre 2 et 4 km/s. Les distances interstations sont indiquées à droite, en kilomètres. La migration de ces valeurs de cohérence est présentée sur la figure 3.12a.

3.4.2 Résultats

La figure 3.10b présente la moyenne des localisations calculées pour le mois de janvier 2012, tandis que la figure 3.12 présente les résultats obtenus pour 4 journées, représentatives de l’ensemble des configurations observées pendant le mois entier (les

résultats pour chaque jour sont présentés en Annexes, voir figure 5.27). On observe que les résultats ne portent pas la signature d’une source persistante localisée. La moyenne mensuelle indique que les directions dominantes de l’énergie incidente sont distribuées selon une vaste gamme d’azimuts répartis entre 225° et 45° (figure 3.10b). L’analyse des résultats journaliers permet d’apprécier la variabilité spatio-temporelle des sources de bruit microsismique secondaire. Des directions dominantes avec des azimuts de 335° et 10° associées avec des forte valeurs de cohérence de phase moyenne ($\text{MOC} > 0.2$), sont souvent détectées (par exemple, le 1er janvier, voir figure 3.12a). Un azimut de 350° est aussi fréquemment détecté (par exemple, le 9 janvier, figure 3.12b). Par ailleurs, une direction correspondant à un azimut de 225° , associée avec des valeurs de cohérence de phase moyenne généralement faibles ($\text{MOC} \simeq 0.1$), est détectée pour quelques jours uniquement (par exemple, le 16 janvier, figure 3.12c). Enfin, une direction correspondant à un azimut de 135° , associée avec des valeurs de cohérence très faible ($\text{MOC} < 0.1$), n’est détectée qu’une seule fois (le 30 janvier, figure 3.12d).

3.4.3 Interprétation

Les observations journalières témoignent d’une très grande variabilité temporelle dans la position des sources de bruit secondaire au cours du mois de janvier (figure 3.12). Cependant, la répétitivité des résultats indiquant des valeurs d’azimut compris entre 335° et 10° est à l’origine de la tendance mensuelle présentée figure 3.10b, en accord avec la présence prépondérante de sources microsismiques secondaires situées dans une vaste région de l’océan Atlantique Nord.

Bien qu’il ne soit pas possible de localiser précisément les sources, les résultats sont en accord avec les positions de sources décrites dans la littérature, notamment la présence de sources situées en Bretagne et en Irlande (335° N, Friedrich et al., 1998 ; Chevrot et al., 2007 ; Beucler et al., 2015), au Sud du Groenland, (335° N, Landès et al., 2010 ; Hillers et al., 2012), le long de la côte Ouest de la Norvège (10° N, Friedrich et al., 1998 ; Essen et al., 2003 ; Pedersen et Krüger, 2007 ; Köhler et al., 2011a), au

Sud des îles Britanniques et en Écosse (350° N, [Essen et al., 2003](#)), dans le Golfe de Gascogne et en Galice (225° N, [Friedrich et al., 1998](#) ; [Chevrot et al., 2007](#)), et dans la mer Méditerranée (135° N, [Chevrot et al., 2007](#) ; [Marzorati et Bindi, 2008](#)).

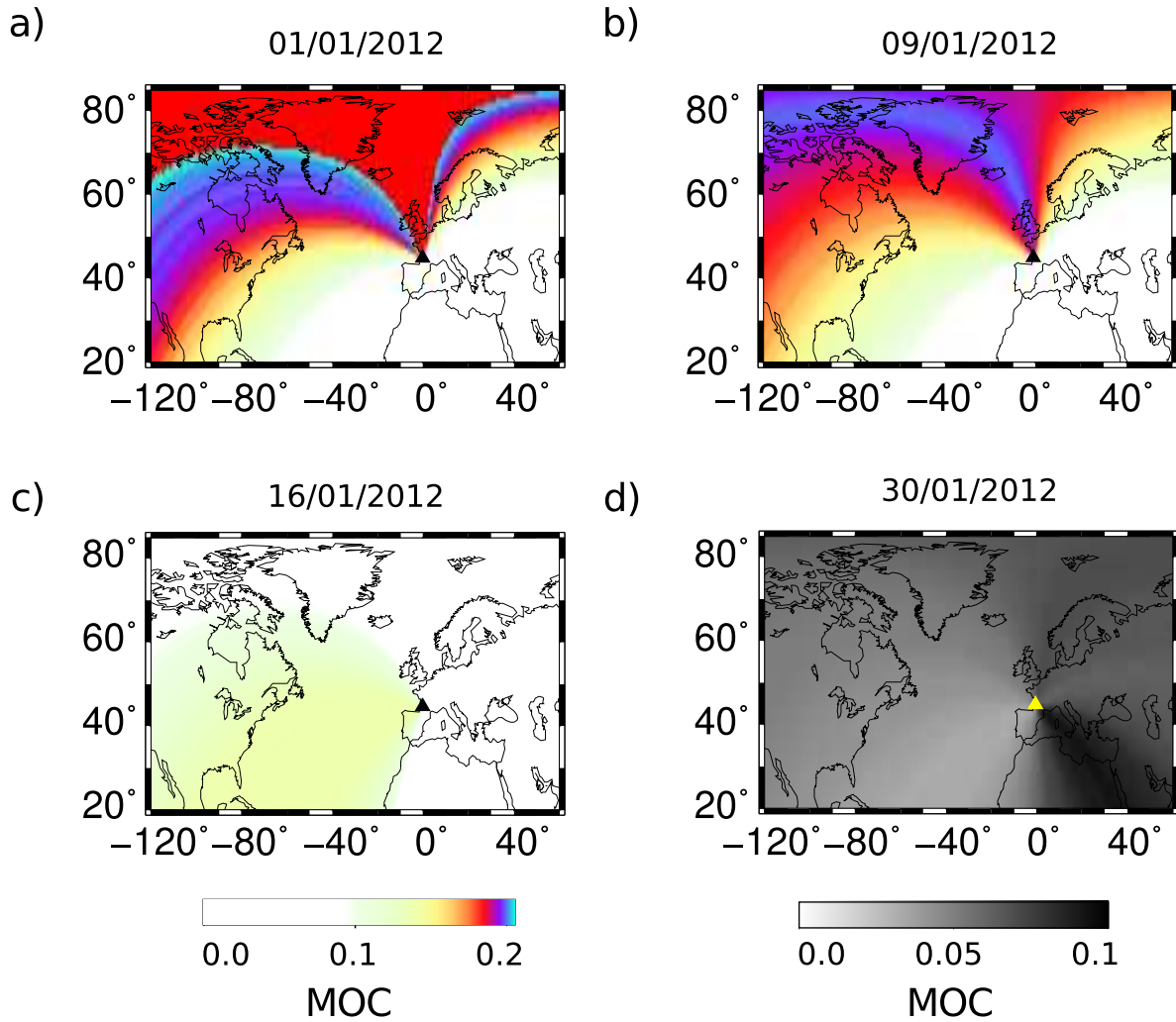


FIGURE 3.12 : Localisation possible des sources microsismiques pour quatre jours du mois de janvier 2012. Le triangle indique la position du réseau. Une vitesse de migration égale à 3 km/s est utilisée. L'échelle de couleur est différente pour le 30/01/2012.

3.4.4 Discussion

La méthode basée sur les statistiques de la cohérence de phase permet de donner une information sur la direction préférentielle de l'énergie incidente générée par les microséismes secondaires. Les résultats indiquent que lorsqu'un signal redondant en phase est observé sur les intercorrélations, il est associé à la propagation d'une onde de surface le long du grand cercle défini par les deux stations, et donc à des décalages en temps correspondants à ceux attendus pour la fonction de Green empirique (figure 3.11). À la différence des méthodes classiquement utilisées pour caractériser les microséismes océaniques par intercorrélation (p. ex. [Stehly et al., 2006](#)), cette approche peut estimer la variabilité temporelle des sources de bruit sur des échelles de temps très courtes sans normalisation préalable du signal en amplitude.

La faible ouverture du réseau utilisé dans cette étude ne permet pas une localisation précise des sources. Une étude complémentaire avec un réseau plus étendu devrait permettre de mieux contraindre la position des sources. Par ailleurs, la présence potentielle de sources en champ proche (Golfe de Gascogne, mer Méditerranée), ainsi que la forte diffraction des ondes dans la croûte terrestre à 7 s de période ([Campillo, 2006](#)) peuvent être à l'origine d'un champ d'onde complexe, rendant difficile la localisation des sources.

Conclusion

Les intercorrélations du champ d'onde sismique ambiant peuvent donc être utilisées pour des applications variées. Deux principales applications ont été abordées au cours de cette première partie.

D'une part, l'intercorrélation d'une longue durée de signal enregistré à deux stations permet de reconstruire la fonction de Green empirique, interprétable en terme de structure. Cette propriété sera utilisée au cours de la deuxième partie de cette thèse. Un traitement spécifique dans le domaine temporel et/ou spectral doit être effectué au préalable pour atténuer les effets liés aux événements de large amplitude qui impactent négativement la reconstruction de la fonction de Green empirique. Nous avons vu que des résultats différents sont obtenus en utilisant différentes méthodes de traitement dans le domaine temporel, et que ces différences sont dépendantes de la gamme de période considérée.

D'autre part, les intercorrélations peuvent être utilisées pour caractériser les propriétés spatio-temporelles du champ d'onde sismique ambiant. Dans ce cas, les traitements utilisés pour l'émergence de la fonction de Green empirique ne sont pas adaptés car ils transforment l'information contenue dans le signal original. Nous avons donc développé une méthode qui permet d'étudier le champ d'onde sismique ambiant à partir des intercorrélations du signal original. Cette approche est basée sur les propriétés statistiques de la cohérence de phase instantanée. Nous avons montré que cette méthode

pouvait être utilisée sur un réseau de stations pour localiser une source persistante localisée dans le Golfe de Guinée. L'utilisation de cette même technique sur des échelles de temps plus courtes a permis la détection de nombreuses sources de bruit microsismique secondaire dans l'Ouest de l'Europe.

Les deux applications abordées au cours de cette partie sont étroitement liées. En effet, l'analyse des propriétés du champ d'onde sismique ambiant permet de vérifier si les conditions nécessaires à l'interprétation des intercorrélations en termes de structure sont respectées. La diversité des sources de bruit microsismique secondaire détectée dans l'Ouest de l'Europe, ainsi que l'absence de sources localisées sur des longues durées, sont favorables à une reconstruction robuste de la fonction de Green empirique dans la région pour les corrélations filtrées autour de 7 s de période. À l'inverse, les ondes générées par la source persistante dans le Golfe de Guinée peuvent introduire des biais dans les temps d'arrivée mesurés sur les intercorrélations filtrées autour de 26 s de période. Ces points sont particulièrement importants puisque la deuxième partie de cette thèse est consacrée à la tomographie de l'Ouest de la France à partir des intercorrélations du champ d'onde sismique ambiant.

Deuxième partie

Imagerie par intercorrélation du champ d'onde sismique ambient

Préambule

Cette deuxième partie de ce travail de thèse se compose en deux chapitres qui présentent les deux étapes d’une méthode de tomographie en ondes de surface.

Le chapitre 4 présente une approche originale d’inversion qui permet de traduire les fonctions de Green empiriques en profils de vitesse sismique cisailante en fonction de la profondeur.

Le chapitre 5 présente l’application de cette méthode à l’étude des structures crustales et sub-crustales de l’Ouest de la France. Ce chapitre décrit l’approche de régionalisation utilisée, qui permet de traduire les profils de vitesse en un modèle tridimensionnel de la vitesse sismique.

Chapitre 4

Inversion non linéaire des fonctions de Green empiriques

*La Terre, orchestre animé d'un souffle intérieur,
révèle l'inégale densité de sa matière.*

Sommaire

4.1	Dispersion des ondes de Rayleigh	96
4.2	L'inversion non linéaire	100
4.3	Une méthode d'inversion Monte-Carlo par chaîne de Markov	105
4.4	Inversion de données synthétiques et réelles	118
4.5	Ce qu'il faut retenir	131

Ce chapitre présente la première étape de la méthode de tomographie en ondes de surface qui est proposée dans cette thèse. Cette première étape consiste à convertir les fonctions de Green empiriques en modèles de vitesse sismique unidimensionnels. Après quelques rappels généraux sur les propriétés dispersives des ondes de Rayleigh, ce chapitre présente l'approche d'inversion non linéaire utilisée dans cette étude, et

détaille quelques exemples d'applications de cette méthode sur des données synthétiques et réelles.

4.1 Dispersion des ondes de Rayleigh

4.1.1 Vitesse de groupe

La vitesse de groupe, notée u , est la vitesse à laquelle se propage le maximum d'énergie de l'onde. La vitesse d'une onde monochromatique qui se propage dans un milieu homogène s'exprime par sa vitesse de phase c . La vitesse de phase c et la vitesse de groupe u sont égales à,

$$c = \frac{\omega}{k}, \quad \text{et} \quad u = \frac{\delta\omega}{\delta k}, \quad (4.1)$$

où ω est la fréquence angulaire (ou pulsation) donnée en rad/s, et k le nombre d'onde angulaire donné en rad/km.

Dans un milieu dispersif, les vitesses de phase, et donc de groupe, dépendent de la fréquence, tandis que dans un milieu non-dispersif, les vitesses sont indépendantes de la fréquence. Dans ce dernier cas, les vitesses de phase et de groupe sont alors égales, ce qui peut se vérifier à l'aide de l'équation 4.1.

Dans la suite de ce manuscrit, nous nous intéressons aux vitesses de groupe des ondes de Rayleigh, qui sont dispersives. Cette propriété de dispersion est liée au fait que les ondes de Rayleigh ont une profondeur de pénétration qui dépend de la fréquence, et que la vitesse des ondes sismiques à l'intérieur de la Terre varie en fonction de la profondeur. La dispersion de la vitesse de groupe des ondes de Rayleigh peut donc être utilisée pour déterminer la structure profonde de la Terre. Les ondes de Rayleigh sont principalement sensibles à la vitesse sismique cisailante, notée V_s . La sensibilité de la vitesse de groupe du mode fondamental des ondes de Rayleigh à V_s en fonction de la profondeur est représentée pour 4 périodes sur la Figure 4.1. On observe que la sensibilité de la vitesse de groupe du mode fondamental des ondes de Rayleigh à 5 s de période est maximale entre 0 et 10 km de profondeur alors qu'à 50 s de période la sensibilité

est maximale (mais plus faible) autour de 50 km de profondeur. Ainsi, la profondeur de pénétration du mode fondamental des ondes de Rayleigh augmente avec la période, et la sensibilité décroît avec la période.

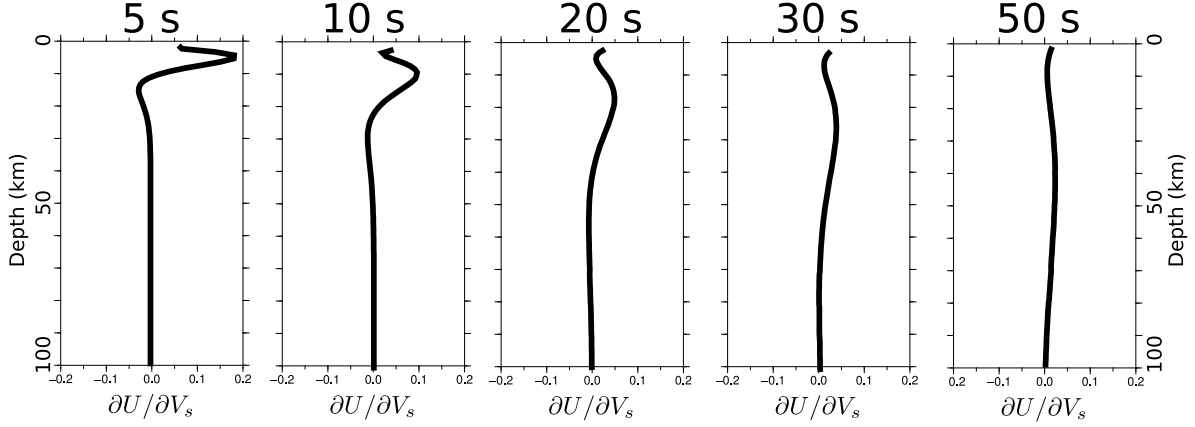


FIGURE 4.1 : Sensibilité de la vitesse de groupe du mode fondamental des ondes de Rayleigh à la vitesse sismique cisailante en fonction de la profondeur, pour 5, 10, 20, 30, et 50 s de période. Les noyaux de sensibilités, non normalisés, ont été calculés dans un modèle de terre 2 couches de type croûte-manteau (Computer Programs in Seismology, [Herrmann, 2013](#)).

4.1.2 Mesure de la vitesse de groupe

La méthode la plus répandue pour mesurer la vitesse de groupe est basée sur le filtrage multiple de l'onde de surface dans des bandes de fréquences étroites ([Dziewonski et al., 1969](#) ; [Landisman et al., 1969](#) ; [Cara, 1973](#)). La dualité période-fréquence nécessite de faire des choix concernant le filtrage du signal. En règle générale, le compromis est trouvé avec un échantillonnage régulier en logarithme ([Levshin et al., 1989](#) ; [Herrmann, 2013](#)). L'espacement entre la fréquence centrale des filtres ainsi que la largeur des filtres sont donc constants sur une échelle logarithmique (figure 4.2b). Plusieurs types de filtres peuvent être utilisés, mais le filtrage gaussien est le plus répandu, avec

une largeur des filtres qui diminue avec l'augmentation de la distance épacentrale (Levshin et al., 1989 ; Herrmann, 2013). Pour une fréquence donnée f_0 , la vitesse de groupe s'exprime $u(f_0) = \Delta/t_{max}$, avec t_{max} le temps associé au maximum de l'enveloppe du signal filtré étroitement autour de f_0 , et Δ la distance épacentrale. La représentation de l'enveloppe des signaux dans le plan temps-fréquence est un diagramme de dispersion (figure 4.2d).

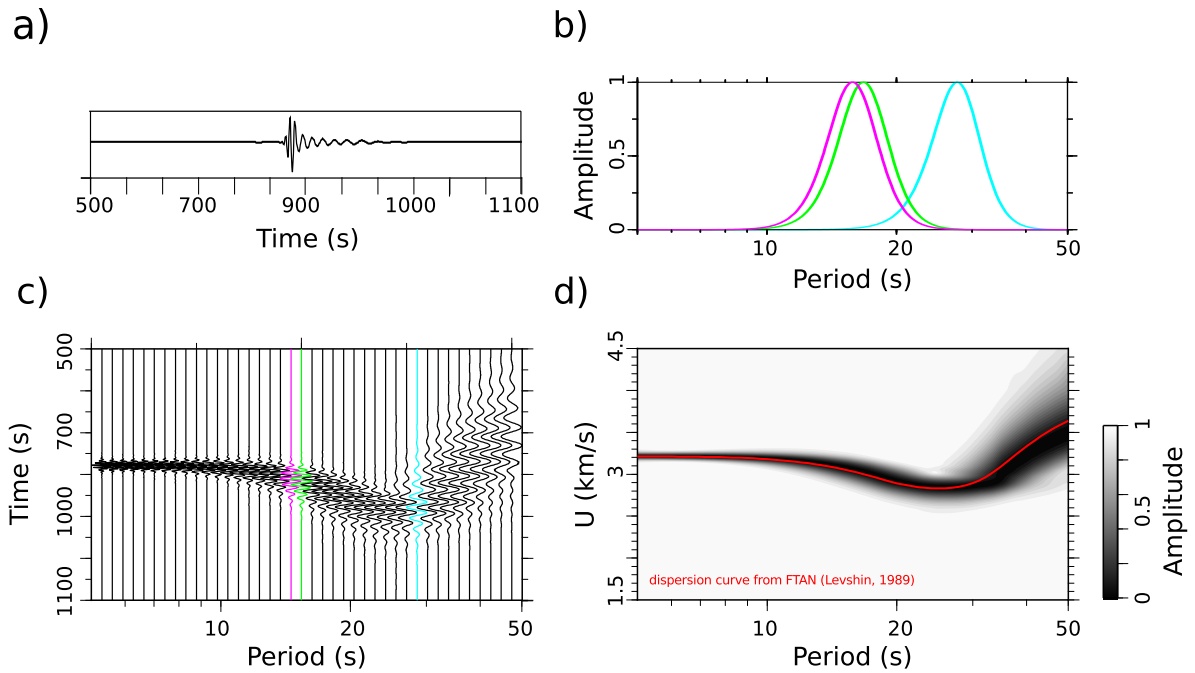


FIGURE 4.2 : Mesure de la dispersion sur un sismogramme synthétique. a) Onde de Rayleigh synthétique calculée avec le programme CPS (Herrmann, 2013). b) Amplitude spectrale normalisée des traces colorées représentées en c). c) Filtrage du sismogramme synthétique représenté en a) dans 40 bandes de fréquence étroites entre 5 et 50 s de période (filtres Butterworth). d) Diagramme de dispersion construit à partir de l'enveloppe des signaux représentés en c) avec une normalisation à chaque fréquence selon la valeur du maximum de l'enveloppe. La courbe rouge est la courbe de dispersion mesurée par la méthode FTAN (filtres gaussiens, Levshin et al., 1989).

Les approches classiques utilisées pour mesurer la vitesse de groupe reposent sur la détermination d’une courbe de dispersion construite en suivant le maximum de l’enveloppe du signal fréquence après fréquence (p. ex. [Levshin et al., 1989](#) ; [Bensen et al., 2007](#) ; [Herrmann, 2013](#)). Par définition, la vitesse de groupe est une fonction continûment dérivable en fonction de la fréquence. Elle ne doit donc pas comporter de discontinuités. Dans les données réelles, les interférences entre différents types d’ondes et la présence de bruit peuvent être à l’origine de plusieurs maxima à chaque fréquence, ce qui rend difficile la détermination d’une courbe de dispersion lisse. Dans ce cas, le tracé de la courbe par inspection visuelle ([Herrmann, 2013](#)) peut sembler le choix le plus judicieux, même si le résultat sera dépendant des choix de l’utilisateur. Cependant, les bases de données excèdent aujourd’hui plusieurs milliers de trajets, ce qui tend à limiter la possibilité d’une intervention humaine systématique. La méthode FTAN (pour *Frequency-Time ANalysis* en anglais, [Levshin et al., 1989](#) ; [Levshin et Ritzwoller, 2001](#) ; [Bensen et al., 2007](#)) est une technique complètement automatisée qui a été utilisée dans de nombreuses études de tomographie (p. ex. [Yang et al., 2007](#) ; [Lin et al., 2008](#) ; [Macquet et al., 2014](#)). Une limitation de la méthode FTAN est qu’elle repose sur de nombreuses informations *a priori* qui doivent être fixées par l’utilisateur, comme le degré de lissage de la courbe.

Une autre difficulté réside dans la détermination d’une erreur associée à la mesure de vitesse de groupe. Pour les méthodes basées sur la corrélation de bruit sismique ambiant, la répétabilité temporelle des mesures est souvent utilisée pour estimer l’erreur ([Bensen et al., 2007](#) ; [Lin et al., 2007](#) ; [Yang et al., 2007](#) ; [Nicolson et al., 2014](#)). Le rapport signal sur bruit peut être utilisé comme proxy pour déterminer l’erreur ([Bensen et al., 2007](#)), ainsi que la distance interstation ([Nicolson et al., 2014](#)). La répétabilité de la mesure entre des trajets similaires peut aussi être utilisée ([Bensen et al., 2007](#)).

Dans ce travail, la méthode proposée ne repose pas sur la détermination d’une courbe de dispersion. L’ensemble des informations contenues dans le diagramme de

dispersion est interprété en terme de modèle de vitesse sismique cisailante en fonction de la profondeur. L'idée principale consiste à considérer que la mesure de la vitesse de groupe, ainsi que l'incertitude associée, sont intrinsèquement contenues dans les mesures de l'enveloppe des signaux filtrés dans des bandes de fréquences étroites. La technique est basée sur une inversion non-linéaire, dont les détails sont présentés dans la section suivante.

4.2 L'inversion non linéaire

4.2.1 Formulation et solution du problème inverse

L'utilisation des observations sismologiques pour retrouver les informations sur la structure interne de la Terre correspond à un problème inverse. Le problème direct consiste à prédire les observations à partir d'un modèle de Terre donné.

Dans le cas de l'étude de la dispersion des ondes de surface, l'espace des données $\mathcal{D}$ est composé de données observées $\mathbf{d}_{obs}$ extraites à partir du diagramme de dispersion. L'espace des modèles $\mathcal{M}$ est composé de paramètres $\mathbf{m}$ capables de décrire la structure de la vitesse sismique cisailante en fonction de la profondeur. $\mathcal{M}$ est aussi appelé l'espace des paramètres.

Le problème direct consiste à prédire des observations $\mathbf{d}_{th}$ à partir des paramètres du modèle $\mathbf{m}$. L'opérateur $\mathbf{g}$ relie $\mathbf{d}_{th}$ et $\mathbf{m}$ tel que

$$\mathbf{d}_{th} = \mathbf{g}(\mathbf{m}). \quad (4.2)$$

Une solution au problème inverse peut être exprimée par une fonction de densité de probabilité¹ *a posteriori* $\sigma_M(\mathbf{m})$ qui s'obtient par une combinaison d'informations décrites par des fonctions de densité de probabilité (Tarantola et Valette, 1982 ; Tarantola, 2005), tel que

$$\sigma_M(\mathbf{m}) = k_1 \rho_M(\mathbf{m}) \rho_D(\mathbf{g}(\mathbf{m})), \quad (4.3)$$

1. La fonction de densité de probabilité est aussi notée pdf pour *probability density function*, en anglais.

où ρ_M et ρ_D sont respectivement des fonctions de densité de probabilités représentatives des informations *a priori* sur le modèle et les données, $\mathbf{g}(\mathbf{m})$ décrit le problème direct (équation 4.2), et k_1 est une constante. Cette solution est valide si (i) les informations concernant les paramètres du modèle et des données sont obtenues indépendamment, (ii) les incertitudes associées au problème direct sont nulles ou négligeables devant les incertitudes sur les données et (iii) l'espace des données est un espace vectoriel linéaire (Tarantola, 2005).

En introduisant la fonction de vraisemblance $L(\mathbf{m})$ (*likelihood function* en anglais), qui est une mesure de la probabilité que les paramètres $\mathbf{m}$ du modèle expliquent les données observées $\mathbf{d}_{obs}$, l'équation 4.3 s'écrit (Mosegaard et Tarantola, 1995)

$$\sigma_M(\mathbf{m}) = k_2 \rho_M(\mathbf{m}) L(\mathbf{m}), \quad (4.4)$$

où k_2 est une constante. $L(\mathbf{m})$ est reliée à la fonction coût $S(\mathbf{m})$ (*misfit function* en anglais) telle que

$$L(\mathbf{m}) = k_3 \exp(-S(\mathbf{m})), \quad (4.5)$$

où k_3 est une constante. La fonction coût $S(\mathbf{m})$ mesure l'écart entre les données observées $\mathbf{d}_{obs}$ et les données prédites par la théorie $\mathbf{d}_{th}$ à partir d'une configuration de paramètres du modèle $\mathbf{m}$. La résolution d'un problème inverse consiste donc à minimiser $S(\mathbf{m})$, ce qui revient à maximiser la fonction de densité *a posteriori* $\sigma_M(\mathbf{m})$.

4.2.2 Résolution du problème inverse non linéaire

L'obtention d'un modèle de vitesse à partir de la dispersion des ondes de surface est un problème inverse non linéaire, car la relation qui relie les paramètres du modèle $\mathbf{m}$ aux données prédites par la théorie $\mathbf{d}_{th}$ est non linéaire. Dans ce cas, la solution ne peut pas être obtenue à partir de méthodes de résolution purement analytiques. Des processus itératifs sont utilisés pour résoudre les problèmes inverses non linéaires.

Méthodes d'inversion déterministes

Si le problème est faiblement non linéaire, des méthodes linéarisées comme celles des gradients basées sur le critère des moindres carrés peuvent être utilisées ([Tarantola et Valette, 1982](#)). Ces techniques nécessitent un modèle de départ, suffisamment proche de la solution finale, qui est perturbé lors d'un processus itératif. Ces méthodes font l'hypothèse que les informations *a priori* sur le modèle et les données suivent une distribution gaussienne. Ces méthodes sont dites déterministes, car elles proposent une solution unique. Or, une difficulté inhérente aux problèmes non linéaires rencontrés en sismologie est la non unicité de la solution ([Backus et Gilbert, 1967](#)). Par conséquent, les méthodes déterministes ne sont pas adaptées pour la résolution des problèmes non uniques ([Mosegaard et Tarantola, 1995](#)).

Méthodes d'inversion non déterministes

Les méthodes d'inversion non déterministes sont basées sur une exploration globale de l'espace des paramètres afin de prendre en compte la non unicité du problème (p. ex. [Sambridge et Mosegaard, 2002](#)). Ces techniques nécessitent seulement le calcul du problème direct et une méthode capable d'échantillonner significativement l'espace des paramètres. À la différence des approches déterministes, ces techniques sont indépendantes d'un modèle de départ, n'ont pas recours à des calculs de gradients (potentiellement instables), et ne nécessitent pas obligatoirement d'hypothèse concernant la distribution *a priori* sur le modèle et les données. Lorsqu'il y a peu de paramètres à inverser (< 10), une exploration systématique de l'espace des paramètres est possible. Pour les problèmes aux dimensions plus importantes, une exploration systématique n'est plus envisageable en termes de temps de calcul, et l'exploration de l'espace des paramètres doit être significative tout en restant faisable. Un échantillonnage efficace peut être effectué par une marche aléatoire, ou pseudo-aléatoire, dans l'espace des paramètres. Ces méthodes, basées sur la génération de nombres aléatoires ont été appelées les méthodes Monte-Carlo en référence au quartier de Monaco réputé pour ses nom-

breux casinos ([Metropolis et Ulam, 1949](#) ; [Metropolis, 1987](#)).

[Keilis-Borok et Yanovskaja \(1967\)](#), [Press \(1970\)](#) et [Wiggins \(1972\)](#) furent les premiers à utiliser les méthodes Monte-Carlo en sismologie pour la résolution de problèmes inverses. Depuis, l'utilisation des méthodes de type Monte-Carlo pour déterminer la structure profonde de la Terre à partir des sismogrammes est répandue (p. ex. [Mosegaard et Tarantola, 1995](#) ; [Sambridge, 1999](#) ; [Bodin et al., 2012](#) ; [Drilleau et al., 2013](#)). De nombreuses approches utilisent l'algorithme de Metropolis-Hastings ([Metropolis et Ulam, 1949](#) ; [Hastings, 1970](#)) pour échantillonner l'espace des modèles et ainsi obtenir la solution au problème inverse.

4.2.3 Échantillonnage de l'espace des paramètres

L'algorithme de Metropolis-Hastings ([Metropolis et Ulam, 1949](#) ; [Hastings, 1970](#)) guide la marche aléatoire en utilisant les fonctions de ressemblance $L(\mathbf{m}_{i-1})$ et $L(\mathbf{m}_i)$ calculées à deux configurations de paramètres successives $\mathbf{m}_{i-1}$ et $\mathbf{m}_i$. La marche pseudo-aléatoire qui en résulte est assimilée à une chaîne de Markov² car la position d'un échantillon i ne dépend que de la position de l'échantillon précédent $i - 1$. L'abréviation MCMC (*Markov chain Monte-Carlo* en anglais) est souvent utilisée pour désigner ces méthodes.

On fait l'hypothèse que l'on est capable d'échantillonner la fonction de densité de probabilité *a priori* $\rho_M(\mathbf{m})$ pour obtenir une configuration de paramètres du modèle $\mathbf{m}$. À l'itération i , la configuration des paramètres du modèle $\mathbf{m}_i$ est acceptée ou refusée selon la probabilité d'acceptation P_a tel que

$$P_a = \begin{cases} 1 & \text{si } L(\mathbf{m}_i) \geq L(\mathbf{m}_{i-1}) \\ L(\mathbf{m}_i) / L(\mathbf{m}_{i-1}) & \text{si } L(\mathbf{m}_i) < L(\mathbf{m}_{i-1}) \end{cases} . \quad (4.6)$$

2. Une chaîne de Markov doit respecter plusieurs critères : homogénéité, irréductibilité, apériodicité, réversibilité, convergence vers une distribution d'équilibre et ergodicité.

Une acceptation signifie une transition vers la nouvelle configuration $\mathbf{m}_i$. Dans le cas d'un rejet, la configuration $\mathbf{m}_{i-1}$ est conservée. En pratique, lorsque $P_a < 1$, un nombre aléatoire x est échantillonné selon une distribution uniforme entre $]0, 1]$. Si $x < P_a$, alors le modèle $\mathbf{m}_i$ est accepté. Par conséquent, plus les fonctions de vraisemblance $L(\mathbf{m}_i)$ et $L(\mathbf{m}_{i-1})$ ont des valeurs proches, plus le modèle $\mathbf{m}_i$ a une chance d'être accepté. L'acceptation de modèles moins bons que les précédents permet d'éviter le blocage dans un minimum local.

L'algorithme de Metropolis-Hastings permet ainsi d'échantillonner la fonction de densité de probabilité *a posteriori* $\sigma_M(\mathbf{m})$ qui est solution du problème inverse. La solution $\sigma_M(\mathbf{m})$ est uniquement obtenue à l'aide d'un rapport de vraisemblance, et les constantes k_1 , k_2 , et k_3 , qui apparaissent dans les équations 4.3 à 4.5 n'ont donc pas besoin d'être calculées.

À l'itération i , le nouveau modèle $\mathbf{m}_i$ est obtenu en échantillonnant une distribution de probabilité gaussienne $\alpha(\mathbf{m})$ centrée autour du modèle retenu par l'algorithme de Metropolis-Hastings $\mathbf{m}_{i-1}$, tel que

$$\alpha(\mathbf{m}) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\mathbf{m} - \mathbf{m}_{i-1})^2}{2\sigma^2}\right), \quad (4.7)$$

où σ est l'écart-type contrôlant la largeur de la Gaussienne. La valeur de l'écart-type σ doit être choisie pour que d'une itération à une autre, la perturbation de la fonction de vraisemblance $L(\mathbf{m})$ soit petite, ce qui permet d'augmenter le nombre de modèles acceptés (Tarantola, 2005). La largeur de la Gaussienne dépend de chaque problème et doit donc être fixée après des tests préliminaires. En règle générale, les déplacements dans l'espace des paramètres doivent être tels que l'acceptance³ soit située entre 30% et 50%.

Dans les sections suivantes, la méthode d'inversion MCMC utilisée pour interpréter les diagrammes de dispersion des ondes de Rayleigh reconstruites dans les intercorrélations

3. L'acceptance exprime le nombre de modèles acceptés par rapport au nombre de modèles testés.

du champ d'onde ambiant est décrite.

4.3 Une méthode d'inversion Monte-Carlo par chaîne de Markov

Dans ce travail, un algorithme MCMC original est construit pour obtenir des modèles de vitesse cisailante à partir de la dispersion du mode fondamental des ondes de Rayleigh, calculée à partir des intercorrélations du champ d'onde sismique ambiant. Les principales étapes de l'algorithme sont présentées sur la figure 4.3. La procédure est adaptée à partir d'une méthode d'inversion développée par [Drilleau et al. \(2013\)](#) pour obtenir des informations concernant la vitesse, la température, l'anisotropie et la minéralogie du manteau terrestre. La méthode de calcul de la fonction coût est basée sur une approche initialement développée pour analyser les trains d'ondes de surface R_1 , R_2 , R_3 ([Panning et al., 2015](#)), adaptée ici au train d'onde R_1 uniquement. Une approche similaire avait déjà été proposée par [Cauchie et Saccorotti \(2012\)](#).

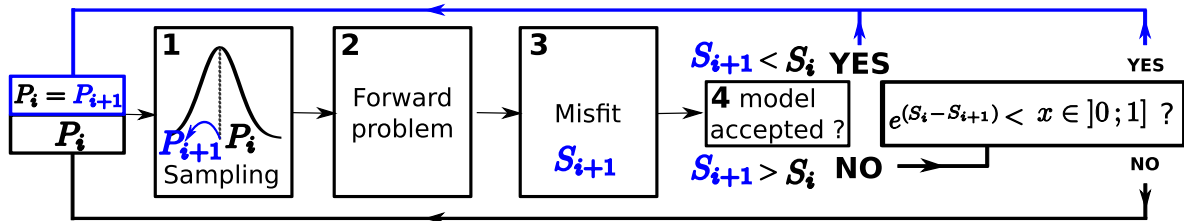


FIGURE 4.3 : Les étapes de l'algorithme Monte-Carlo par chaînes de Markov utilisé dans cette étude.

4.3.1 Données observées

Les données observées $\mathbf{d}_{obs}$ sont des densités de probabilité de l'énergie sismique de l'onde de Rayleigh calculées en fonction de la vitesse de groupe u à chaque fréquence,

tel que

$$\mathbf{d}_{obs} = (\rho_{obs}^1(u), \rho_{obs}^2(u), \dots, \rho_{obs}^i(u), \dots, \rho_{obs}^n(u)), \quad (4.8)$$

avec ρ_{obs} une fonction de densité de probabilité, et n le nombre total de données, correspondant au nombre de filtres étroits appliqués sur le signal lors de l'analyse temps-fréquence. Le filtrage multiple est effectué à l'aide de filtres Butterworth. Ces filtres donnent des résultats très proches des filtres gaussiens classiquement utilisés (Levshin et al., 1989) (voir figure 4.2). À la différence des méthodes habituelles, les données observées ne sont pas des vitesses de groupe déterministes décrivant une courbe de dispersion unique. Les fonctions de densités de probabilités peuvent être reliées à l'incertitude de la mesure de la vitesse de groupe à chaque fréquence. Elles peuvent être assimilées à l'information *a priori* que l'on a sur les données observées, notées $\rho_D(\cdot)$ dans l'équation 4.3. Cette approche se démarque des techniques classiques qui font l'hypothèse que l'information *a priori* associée à la mesure de la vitesse de groupe suit une distribution gaussienne (Bensen et al., 2007). Elle diffère aussi des nombreuses méthodes qui considèrent que l'information *a priori* associée à la mesure de la vitesse de groupe est identique d'une fréquence à une autre (Liu et al., 2010 ; Bodin et al., 2012 ; Shen et al., 2012).

4.3.2 Problème direct et fonction coût

Les données théoriques s'expriment $\mathbf{d}_{th} = (u_{th}^1, u_{th}^2, \dots, u_{th}^i, \dots, u_{th}^n)$, avec u_{th} la vitesse de groupe du mode fondamental de l'onde de Rayleigh prédite par la théorie, et n le nombre de données correspondant au nombre de filtres étroits appliqués sur le signal lors de l'analyse temps-fréquence. La dispersion théorique est calculée avec le programme d'Herrmann (2013) qui utilise une méthode basée sur la matrice de Thomson-Haskell (Thomson, 1950 ; Haskell, 1953) dans une Terre sphérique. On fait l'hypothèse que l'incertitude associée au problème direct est négligeable, ce qui permet d'utiliser l'équation 4.3 comme solution au problème inverse (Tarantola, 2005).

Le calcul de la fonction coût $S(\mathbf{m})$ (équation 4.5) est une étape importante car sa valeur conditionne la marche aléatoire dans l'espace des paramètres. Plusieurs expressions de $S(\mathbf{m})$ peuvent être testées pour choisir celle qui est la plus appropriée au problème posé (Drilleau et al., 2013). Les formulations les plus répandues sont les normes L_1 et L_2 . La norme L_1 fait l'hypothèse que la fonction de densité de probabilité *a priori* sur les données suit une distribution Laplacienne, alors que la norme L_2 fait l'hypothèse d'une distribution gaussienne (Tarantola, 2005). Dans notre cas, l'introduction de fonctions de densité de probabilité ne fait pas d'hypothèse concernant la distribution des informations *a priori* sur les données. Par conséquent, l'utilisation des normes L_1 et L_2 est exclue au profit d'une méthode alternative. Dans cette étude, la fonction coût s'écrit,

$$S(\mathbf{m}) = \sum_{i=1}^n \beta_{obs}^i(u_{th}^i),$$

(4.9)

avec

$$\beta_{obs}^i(u) = k_4 \left[1 - \left(\frac{\rho_{obs}^i(u) - \rho^{min}}{\rho^{max} - \rho^{min}} \right) \right],$$

où ρ^{max} et ρ^{min} sont le maximum et le minimum de densité de probabilité observés sur les n fonctions de densité de probabilité, et k_4 une constante. Les valeurs de β_{obs}^i sont des coefficients de la fonction coût, dont les valeurs sont comprises entre 0 et k_4 , avec des valeurs proches de 0 atteintes pour les maxima d'énergie sismique observés dans l'espace temps fréquence, tandis que des valeurs proches de k_4 sont atteintes pour les minima d'énergie (figure 4.4). Dans ce travail, la valeur de k_4 a été fixée à 0,25.

4.3.3 Paramétrisation du modèle

Le choix de la paramétrisation des modèles est une étape cruciale dans tout processus d'inversion. L'objectif est de trouver la paramétrisation la plus simple en adéquation avec la capacité de résolution des données observées (Bodin et al., 2012). Le choix dépend aussi des informations *a priori* que l'on a (ou que l'on désire imposer) sur le

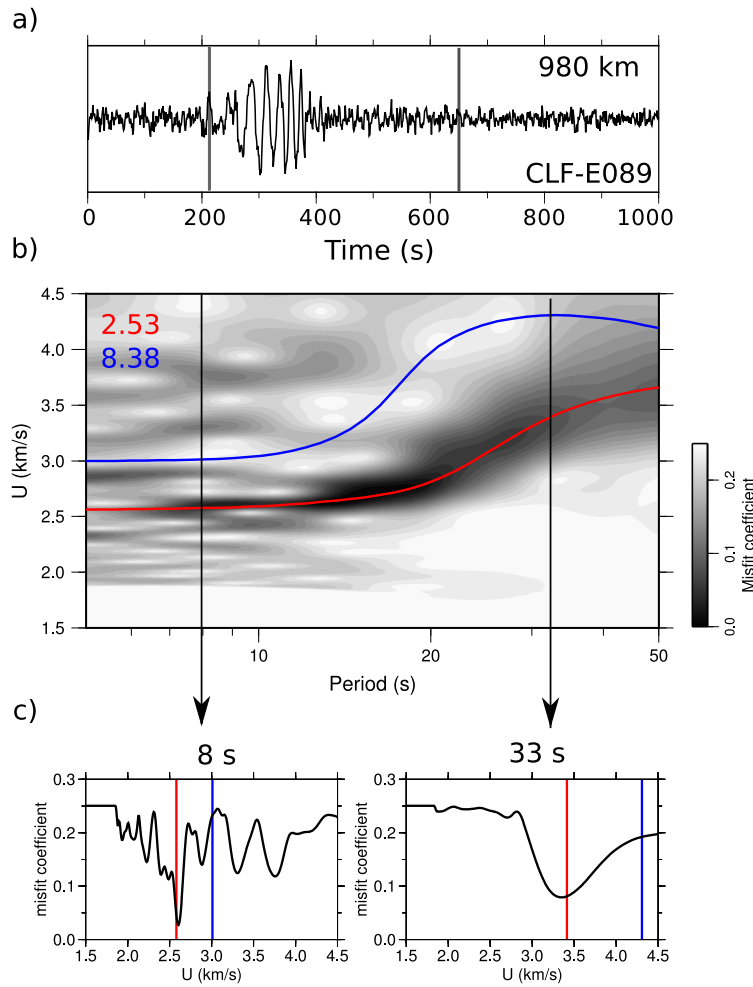


FIGURE 4.4 : Exemple de mesure de dispersion sur des données réelles et illustration de la mesure de la fonction coût. a) Intercorrélation calculée sur la paire de stations CLF E089 (voir figure 2.6 et tableau 5.4). Les lignes verticales noires indiquent les temps d'arrivées pour une onde de surface se propageant le long du grand cercle reliant les deux stations avec une vitesse comprise entre 1.5 et 4.5 km/s. b) Diagramme de dispersion associé. Les courbes rouges et bleues sont des courbes de dispersion théoriques calculées pour deux configurations de modèle. Les valeurs de fonctions coût associées aux deux courbes sont indiquées en haut à gauche. c) Exemple de la mesure du coefficient de la fonction coût à 8 s et 33 s de période.

modèle à retrouver.

La paramétrisation en couches avec des vitesses constantes ou à gradient est la méthode la plus répandue (Shapiro et Ritzwoller, 2002 ; Shen et al., 2012 ; Pedersen et al., 2013 ; Macquet et al., 2014). Ces méthodes nécessitent de fixer au préalable le nombre de couches ainsi que leur épaisseur, ce qui impose de fortes informations *a priori* sur le modèle de vitesse à retrouver. L'utilisation d'une paramétrisation moins contraignante semble plus adaptée pour les inversions non linéaires de type MCMC qui peuvent s'affranchir de toutes informations *a priori* sur le modèle à retrouver. Les courbes B-splines sont des fonctions polynomiales couramment utilisées pour décrire les variations des paramètres sismiques avec la profondeur sans faire d'hypothèses concernant la stratification du milieu (Shapiro et Ritzwoller, 2002 ; Visser et al., 2008 ; Shen et al., 2012). Les fonctions polynomiales sont en accord avec la capacité de résolution des ondes de surface, connues pour être peu sensibles aux interfaces.

Les courbes de Bézier (un cas particulier des courbes B-splines) ont été proposées pour leur grande facilité d'utilisation (Drilleau et al., 2013). Les courbes de Bézier permettent de modéliser des profils variés avec peu de paramètres et sont donc adaptées pour les inversions de type MCMC. Par conséquent, cette étude utilise les courbes de Bézier cubiques pour décrire les profils de vitesse en fonction de la profondeur.

Les courbes de Bézier ont été initialement développées pour mettre en équation des courbes lisses tracées à la main dans l'industrie automobile (Bézier, 1966, 1967). Aujourd'hui, elles sont très répandues dans les logiciels de conception par ordinateur. La paramétrisation d'un profil de vitesse avec des courbes de Bézier est schématisée sur la figure 4.5a. Ces courbes sont dites cubiques car chacune est définie par un polynôme de Bernstein de degré 3. La forme paramétrique d'une courbe de Bézier s'écrit,

$$C_j(t) = P_{j0}(1-t)^3 + 3P_{j1}t(1-t)^2 + 3P_{j2}t^2(1-t) + P_{j3}t^3, \quad t \in [0, 1], \quad (4.10)$$

avec j l'indice de la courbe, et P_{j0} , P_{j1} , P_{j2} , P_{j3} les points de contrôle. En général,

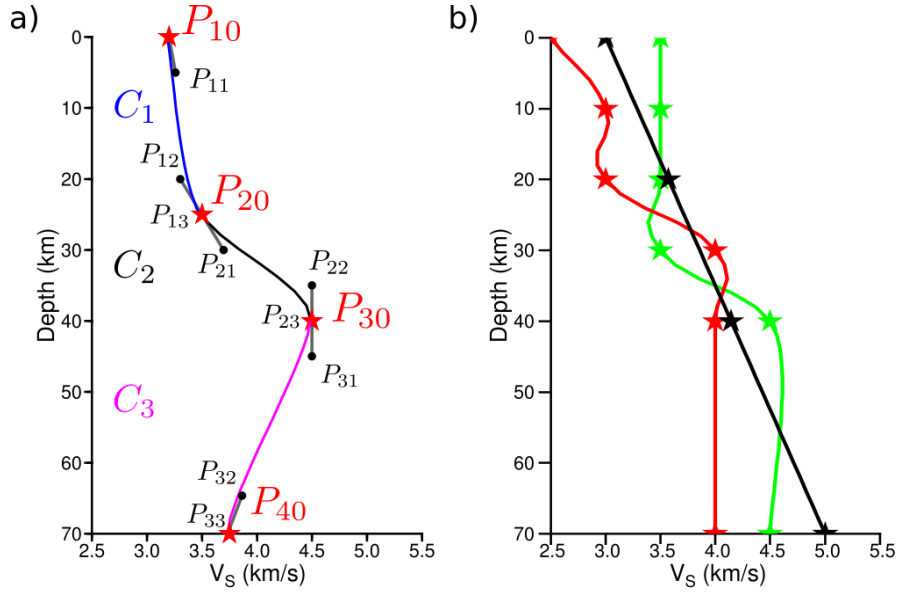


FIGURE 4.5 : Paramétrisation des profils de vitesse en courbes de Bézier. a) Trois courbes de Bézier sont représentées en bleu (C_1), noir (C_2) et violet (C_3). Les points de définition sont indiqués par les cercles noirs et les points de Bézier par les étoiles rouges. Les vecteurs tangents locaux sont représentés en gris. b) Exemples de profils de vitesse modélisés avec 6 (profils vert et rouge) et 4 points de Bézier (profil noir). Tous les profils respectent les contraintes *a priori* présentées dans la section 4.3.4.

la courbe passe seulement par P_{j0} et P_{j3} , que l'on appellera les points de Bézier. Les points P_{j1} et P_{j2} , que l'on appellera les points de définition, sont présents pour donner une information sur la direction. Sur une courbe de Bézier, chaque point de Bézier est associé à un point de définition, définissant ainsi des vecteurs tangents locaux. Sur la figure 4.5a, les points P_{10} et P_{11} définissent le vecteur tangent local $\overrightarrow{P_{10}P_{11}}$. La norme des vecteurs tangents locaux contrôle le degré de lissage de la courbe. Une norme nulle revient à réaliser une interpolation linéaire. La continuité entre deux courbes de Bézier est assurée par une norme et une direction identique des deux vecteurs tangents locaux de part et d'autre d'un point de Bézier commun aux deux courbes.

Par exemple, sur la figure 4.5a, les courbes consécutives C_1 et C_2 partagent les points

de Bézier P_{13} et P_{20} . La norme et la direction identiques des vecteurs tangents locaux $\overrightarrow{P_{12}P_{13}}$ et $\overrightarrow{P_{20}P_{21}}$ permettent d'assurer une transition continue entre C_1 et C_2 . Les choix concernant la norme et la direction des vecteurs tangents locaux sont détaillés dans la section 4.3.4. Le déplacement d'un point de Bézier modifie donc globalement la forme des courbes situées de part et d'autre de ce point, qui peut être considéré comme un point d'inflexion. Par conséquent, l'utilisation de plus de deux courbes de Bézier permet de modéliser des variations indépendantes sur le profil de vitesse. L'équation 4.10 décrit les courbes de Bézier en fonction de la variable $t \in [0, 1]$. Une interpolation de Cardan est utilisée pour résoudre cette équation et ainsi obtenir la valeur de la vitesse cisailante pour une profondeur donnée. La figure 4.5b illustre la capacité des courbes de Bézier à modéliser des modèles simples en gradient (en noir) ainsi que des modèles plus complexes avec des variations de vitesse plus ou moins brutales (en vert et rouge). Plus le modèle est complexe, plus le nombre de points de Bézier requis est important.

Les points de Bézier sont les paramètres de l'inversion. La position de chaque point de Bézier, décrite par les coordonnées (V_s, Z) , est donc échantillonnée aléatoirement pendant le processus d'inversion McMC. À chaque itération, le modèle de vitesse continu décrit par la position des points de Bézier est discrétisé tous les 2 km afin de pouvoir être utilisé par la méthode de calcul du problème direct (Herrmann, 2013).

4.3.4 Implémentation pratique

Une méthode non linéaire de type Monte-Carlo par chaîne de Markov a été choisie pour résoudre le problème inverse. Dans cette section, nous présentons la mise en œuvre de la méthode dans la pratique.

Prior et contrainte *a priori*

Les bornes du prior définissent à chaque profondeur les valeurs de vitesse que peuvent prendre les points de Bézier. Elles sont fixées en cohérence avec les modèles

Gamme de profondeur (km)	Gamme de vitesse V_s (km/s)
[0 – 5[	[2.50 – 4.00]
[5 – 10[	[2.50 – 4.50]
[10 – 20[	[2.75 – 4.50]
[20 – 45[	[2.75 – 5.25]
[45 – 190[	[3.50 – 5.25]

TABLE 4.1: Tableau décrivant les bornes du prior utilisé lors de l’inversion MCMC, d’après [Mooney et al. \(1998\)](#) et [Shapiro et Ritzwoller \(2002\)](#).

lithosphériques globaux décrits dans la littérature (tableau 4.1). Les bornes du prior en V_s sont étendues de manière à ne pas imposer de fortes contraintes *a priori* sur l’inversion (figure 4.6a).

La vitesse des ondes P (notée V_p) est mise à l’échelle par rapport à V_s , telle que $V_p = 1.73 V_s$. La masse volumique est fixée à 3.0 g/cm³ entre 0 et 45 km de profondeur, et à 4.5 g/cm³ entre 45 et 190 km de profondeur.

La position des points de Bézier est soumise à des contraintes *a priori* induites par la résolution des ondes de surface ([Drilleau et al., 2013](#)). Ainsi, il est considéré ici que la distance verticale entre deux points de Bézier ne peut pas être inférieure à une distance d_z égale à 10 km.

La position des points de définition est calculée telle que (i) la composante verticale des vecteurs tangents locaux soit égale à $\Delta = d_z/2$, et (ii) la direction des vecteurs tangents locaux soit donnée en fonction de la position des points de Bézier voisins. Il existe trois cas, illustrés sur la figure 4.5a. Pour un point de Bézier non situé à une extrémité, si les gradients donnés par les points de Bézier situés de part et d’autre de ce point sont de même signe, alors les points de définition sont placés tels que la direction des vecteurs tangents locaux associés à ce point soit donnée par la moyenne des

gradients (cas du point P_{20}). Dans le cas où les gradients sont de signes opposés, les points de définition sont placés tels que les vecteurs tangents locaux soient verticaux (cas du point P_{30}). Si le point de Bézier est fixé à une des deux extrémités, le point de définition est placé tel que le vecteur tangent local soit orienté vers le point de Bézier le plus proche (cas des points P_{10} et P_{40}).

Par ailleurs, la présence d'un point de Bézier est imposée à 0 et à 100 km de profondeur, mais les valeurs de vitesse associées sont inconnues. À 190 km de profondeur, un point de Bézier est fixé avec une valeur de vitesse correspondante à celle du PREM (Dziewonski et Anderson, 1981). Aucun point de Bézier ne peut être échantillonné entre 100 et 190 km de profondeur. Ainsi, la zone comprise entre 100 et 190 km de profondeur peut être considérée comme une « zone tampon » qui permet à tous les modèles de converger vers une valeur de vitesse réaliste.

Distribution de probabilité *a priori* des paramètres

Les distributions de probabilité *a priori* sont calculées par un échantillonnage de l'espace des modèles qui respecte uniquement les contraintes *a priori* imposées sur les paramètres.

L'analyse des distributions de probabilité *a priori* est indispensable (i) pour vérifier que les contraintes *a priori* permettent une exploration suffisante du prior, et (ii) pour séparer dans la distribution de probabilité *a posteriori* les apports liés aux données et les biais systématiques engendrés par les contraintes *a priori*. Au total, 50 000 modèles avec 7 points de Bézier chacun ont été échantillonnés. Les résultats sont montrés entre 0 et 100 km sur les modèles de vitesse continus (figure 4.6b) et sur les points de Bézier (figure 4.6c). On observe que dans les deux cas, les distributions de probabilité *a priori* présentent bien des valeurs significatives sur l'ensemble du prior, mais que seule la distribution de probabilité *a priori* sur les points de Bézier est uniforme à chaque profondeur. Les modèles continus présentent une distribution non homogène, particulièrement entre 5 et 10 km, et entre 90 et 100 km de profondeur, où un suréchantillonnage du centre

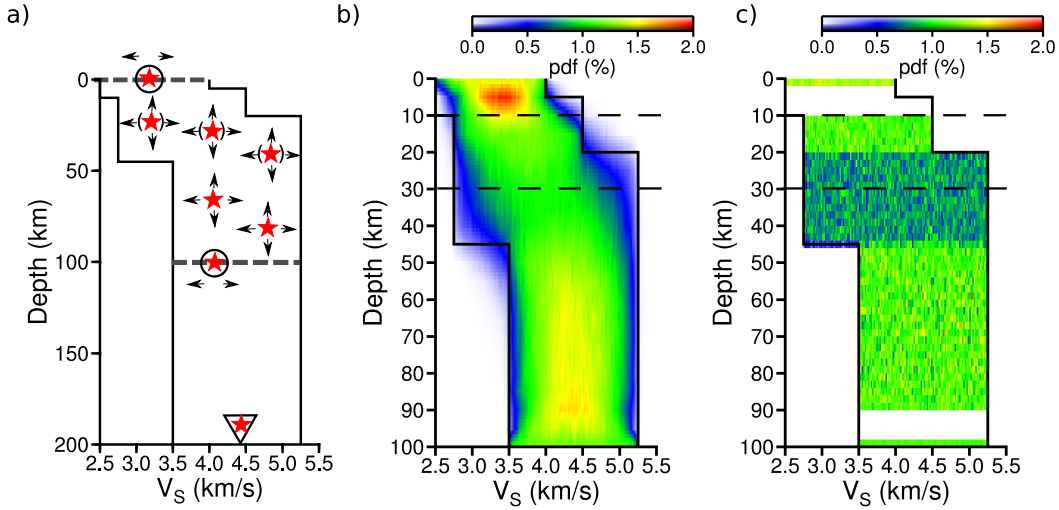


FIGURE 4.6 : Information *a priori* sur le modèle. a) Prior sur le modèle. Les points de Bézier sont indiqués par les étoiles rouges. b) Distribution de probabilité *a priori* sur les modèles de vitesse continus et c) sur les points de Bézier. Pour une profondeur donnée, la somme des valeurs de pdf vaut 100 %. La taille des intervalles est de $0.02 \text{ km/s} \times 2 \text{ km}$. Les lignes pointillées noires horizontales indiquent les profondeurs des densités de probabilité marginales présentées dans la figure 4.7.

du domaine est clairement observé. Cet effet est lié à l'estimation du vecteur tangent local pour les points de Bézier situés aux extrémités qui possèdent une profondeur fixe (à 0 et 100 km).

Les densités de probabilités marginales⁴ *a priori* à 10 km et 30 km de profondeur sont présentées sur la figure 4.7. On observe clairement que la distribution des points de Bézier est uniforme sur l'ensemble du prior alors que celle des modèles continus diminue progressivement vers les bords du prior. Par ailleurs, la probabilité que des modèles de vitesse dépassent les bornes du prior est non nulle (figure 4.7a,c). En effet, les bornes du prior délimitent uniquement le domaine dans lequel les points de Bézier sont tirés au sort. Dans le cas d'un changement brutal de la largeur du prior, il est possible que

4. Si $P(p = x)$ est la densité de probabilité associée à la valeur p , la probabilité que la variable p prenne une valeur particulière de x , notée $P(p = x_i)$, est une densité de probabilité marginale.

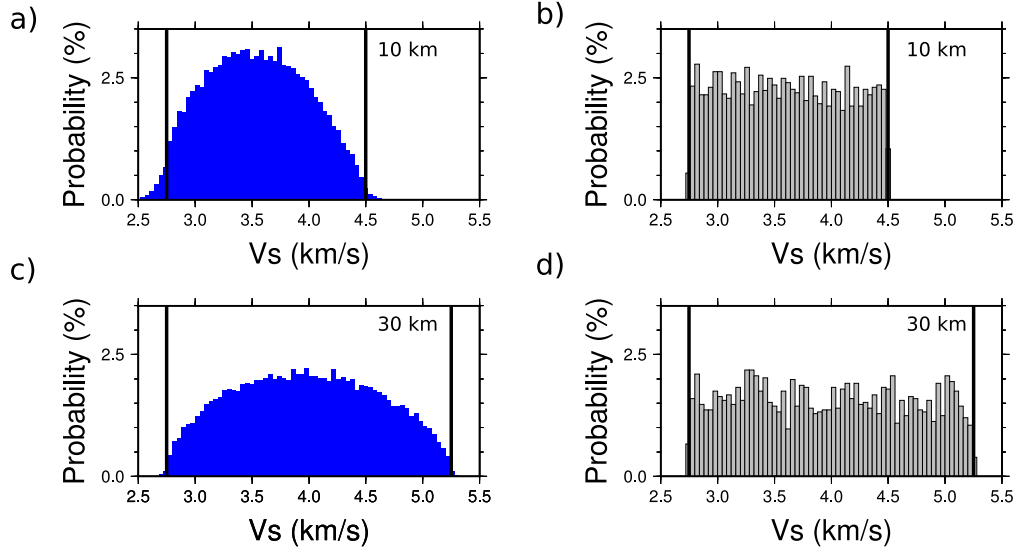


FIGURE 4.7 : Densités de probabilité marginale *a priori* à 10 km (a et b) et 30 km de profondeur (c et d) calculées sur les modèles de vitesse continus (a et c) et sur les points de Bézier (b et d). La taille des intervalles est de 0.04 km/s. Les lignes noires verticales indiquent les bornes du prior.

les courbes de Bézier reliant les points entre eux dépassent les bornes du prior.

Chaînes de Markov parallèles

La marche pseudo aléatoire guidée par la règle de Metropolis ([Metropolis et Ulam, 1949](#)) produit un ensemble d'échantillons dépendants qui définit une chaîne de Markov ([Hastings, 1970](#)). Une chaîne de Markov est initialisée en échantillonnant aléatoirement un modèle de départ selon la densité de probabilité *a priori* sur les paramètres du modèle.

Dans cette étude, les valeurs des profondeurs sont échantillonnées aléatoirement en respectant les contraintes *a priori* concernant l'espacement minimal vertical entre deux points de Bézier (distance d_z), puis les valeurs de vitesse associées à chaque profondeur sont échantillonnées selon la distribution de probabilité uniforme définie par

les bornes du prior. Aux itérations suivantes, les nouvelles valeurs de profondeur et de vitesse sont échantillonnées selon une distribution de probabilité normale centrée sur la valeur de l'échantillon précédent (équation 4.7). Les nombres aléatoires sont générés par Mersenne-Twister (Matsumoto et Nishimura, 1998). Afin de respecter le critère d'invariance (Tarantola, 2005), une distribution de probabilité en $\log(V_s/V_{s_0})$ est échantillonnée pour la vitesse, avec $V_{s_0} = 1$ km/s.

Un inconvénient des chaînes de Markov est leur difficulté à produire un ensemble de modèles indépendants du modèle de départ. Une seconde limitation est le temps d'exécution qui peut devenir important, car un échantillonnage efficace de la probabilité de distribution *a posteriori* $\sigma_M(\mathbf{m})$ nécessite généralement un grand nombre d'itérations. Un algorithme parallèle en deux étapes est donc utilisé pour pallier, du moins en partie, à ces deux limitations.

Plusieurs chaînes de Markov fonctionnent indépendamment en parallèle (une par processeur) afin de réduire le temps de calcul. Chaque chaîne de Markov étant initiée aléatoirement avec un modèle de départ différent, l'utilisation de plusieurs chaînes de Markov permet une exploration plus efficace de l'espace des paramètres, et donc une convergence plus rapide vers la distribution de probabilité *a posteriori* $\sigma_M(\mathbf{m})$.

Un algorithme en deux étapes

Une subdivision de la procédure d'inversion en plusieurs étapes (Drilleau et al., 2013) est effectuée pour optimiser la convergence vers une période dite « stationnaire » pendant laquelle l'évolution de la valeur de la fonction coût peut être assimilée à du bruit blanc.

L'objectif de la première étape est d'explorer largement l'espace des paramètres du modèle. Pour ce faire, les largeurs de Gaussienne (équation 4.7) sont élevées, et tous les points de Bézier sont modifiés à chaque itération. C'est ce qu'on appelle la période « de

Étape	σ_{V_s} (km/s)	σ_z (km)	Nombre de chaînes	Itérations
1	0.02	5.00	16	10 000
2	0.01	3.00	4	30 000

TABLE 4.2: Tableau décrivant les largeurs de Gaussienne utilisées pour l'échantillonnage des modèles, le nombre de chaînes de Markov, ainsi que le nombre d'itération pour chacune des étapes de l'inversion MCMC. Les largeurs de Gaussienne pour la vitesse sont données en logarithme.

chauffe » (ou *burn in* en anglais). À la fin de cette première étape, le modèle associé avec la valeur de fonction coût la plus petite est sélectionné sur chaque chaîne. 25% des meilleurs modèles précédemment sélectionnés sont ensuite utilisés comme modèles de départ pour la seconde étape.

L'objectif de la deuxième étape est d'atteindre la période « stationnaire ». Les largeurs de Gaussienne sont resserrées par rapport à l'étape 1, et seules les coordonnées d'un point de Bézier (V_s, z) sont modifiées à chaque itération. L'acceptance est donc plus élevée que lors de l'étape 1.

Les largeurs de Gaussienne, le nombre de chaînes (et donc le nombre de processeurs), ainsi que le nombre d'itérations utilisé pour chacune des deux étapes sont détaillés dans le tableau 4.2.

Nombre de points de Bézier

Le nombre de points de Bézier contrôle le degré de détail d'un modèle de vitesse. Un nombre de paramètres trop important peut aboutir à des modèles de vitesse irréalistes devant la capacité de résolution des données. Au contraire, un nombre de paramètres insuffisant peut ne pas être capable de rendre compte de la complexité de l'information contenue dans les données. Le nombre de paramètres nécessaires est inconnu *a priori*,

et peut varier d'une donnée à une autre en fonction de la nature du milieu traversé.

La stratégie consiste donc à utiliser un nombre de paramètres différents sur chaque chaîne de Markov. Lors de l'étape 1, le nombre de points est égal à 5 (sur 4 chaînes), 6 (sur 4 chaînes), 7 (sur 4 chaînes) et 8 (sur 4 chaînes). Le nombre de points de Bézier ne varie pas durant l'exécution. Le nombre de paramètres contenu dans les modèles sélectionnés à la fin de l'étape 1 conditionne le nombre de paramètres de chaque chaîne de Markov lors de l'étape 2. L'avantage de cette paramétrisation adaptative est de s'approcher automatiquement du degré de détail requis par les données. Cette méthode partage des points communs avec les inversions transdimensionnelles dans lesquelles le nombre de paramètres est une inconnue du problème ([Bodin et al., 2012](#)).

4.4 Inversion de données synthétiques et réelles

4.4.1 Représentation des résultats

Pour chaque trajet, seuls les 25 000 derniers modèles acceptés lors de la deuxième étape de l'inversion sur chaque chaîne sont considérés. Un modèle sur deux est représenté afin d'éviter une trop forte corrélation entre les modèles. Au final, un ensemble de 50 000 modèles (4×12500) acceptés pendant l'inversion sont utilisés pour présenter les résultats. Nous utilisons 4 types de représentations :

1. Répartition des points de Bézier et distribution de probabilité *a posteriori* :
Les régions avec une densité de points élevée nous informe donc sur les zones régulièrement échantillonnées et donc statistiquement représentatives.
2. Répartition des points de Bézier et valeur de fonction coût (mise à l'échelle entre 0 et 100% selon la plus faible et la plus forte valeur rencontrée) : cette représentation permet de savoir si les zones souvent échantillonnées correspondent aux plus faibles valeurs de fonctions coût. Cette représentation indique également si l'algorithme est resté longtemps piégé dans un minimum local.

-
3. Modèles continus choisis aléatoirement et meilleurs modèles (en termes de fonction coût) : cette représentation la plus simple permet d’appréhender rapidement la diversité des modèles qui ont été acceptés lors de l’inversion.
 4. Distribution de probabilité *a posteriori* sur les modèles de vitesse continus : cette représentation est complémentaire à la première car elle nous renseigne sur la façon dont les points de Bézier sont reliés entre eux.

4.4.2 Données synthétiques

Les diagrammes de dispersion synthétiques ne sont pas calculés à partir de formes d’ondes synthétiques, mais directement à partir de la dispersion théorique déterminée pour un modèle de vitesse donné (Herrmann, 2013). Afin de se rapprocher de la réalité, les diagrammes de dispersion synthétiques sont construits en associant à la vitesse de groupe prédite par la théorie à chaque période une distribution de probabilité gaussienne. L’écart-type de la Gaussienne est égal à 0.125 km/s à $T=5$ s de période et augmente linéairement avec le logarithme de la période pour atteindre 0.58 km/s à $T=50$ s de période.

Parmi les nombreux tests qui ont été effectués, trois tests synthétiques sont ici présentés :

1. Test synthétique A : dans ce test, le modèle de vitesse à retrouver est de type croûte-manteau, avec une discontinuité en gradient de vitesse situé entre 20 et 30 km de profondeur (figure 4.8b). Ce modèle est construit avec des courbes de Bézier cubiques, en respectant les contraintes *a priori* décrites dans la section 4.3.4.
2. Test synthétique B : le modèle de vitesse à retrouver possède deux couches avec une interface située à 20 km de profondeur (figure 4.9b). Les contraintes *a priori* fixées sur la paramétrisation rendent impossible la modélisation d’un modèle de ce type. L’objectif de ce test synthétique consiste donc à analyser le comportement de l’inversion en cas de forts contrastes de vitesse avec la profondeur, non modélisable

par l'algorithme.

3. Test synthétique C : l'objectif de ce test est d'analyser les résultats de l'inversion si un premier harmonique est présent dans le diagramme de dispersion (figure 4.10). Le modèle de vitesse du test synthétique B est utilisé.

Test synthétique A

Le diagramme de dispersion synthétique ainsi que les résultats de l'inversion sont présentés sur la figure 4.8.

Les distributions de probabilité *a posteriori* montrent que les résultats de l'inversion sont bien contraints entre 0 et 20 km de profondeur (figure 4.8b). Jusqu'à 20 km, la densité de probabilité *a posteriori* des modèles continus est maximale autour des valeurs de vitesse à retrouver. La densité de probabilité marginale *a posteriori* des modèles continus à 10 km montre que la valeur la plus probable (le mode), ainsi que la moyenne et la médiane de la distribution, sont proches de la valeur vraie (figure 4.8c). Par ailleurs, la densité de probabilité *a posteriori* sur les paramètres indique que les positions des trois premiers points de Bézier sont bien retrouvées jusqu'à 20 km de profondeur. Au delà de 20 km de profondeur, la distribution de probabilité *a posteriori* sur les modèles n'est plus centrée autour du modèle de vitesse à retrouver. La distribution semble se rapprocher de la densité de probabilité *a priori*. Ce phénomène est clairement observé à 30 km sur la distribution de probabilité marginale *a posteriori* des modèles de vitesse continus (figure 4.8c). Ce résultat peut s'expliquer par la faible sensibilité du mode fondamental de l'onde de Rayleigh entre 5 et 50 s de période à la structure de vitesse pour ces profondeurs. Cependant, on observe que les points de Bézier associés avec les valeurs de fonction coût les plus petites suivent le profil de vitesse à retrouver jusqu'à au moins 50 km de profondeur (figure 4.8b).

Ainsi, ces résultats semblent montrer que le nombre d'itérations est insuffisant pour maximiser la densité de probabilité *a posteriori* autour des valeurs vraies en dessous de 20 km de profondeur. Néanmoins, les meilleurs modèles (en termes de fonction coût)

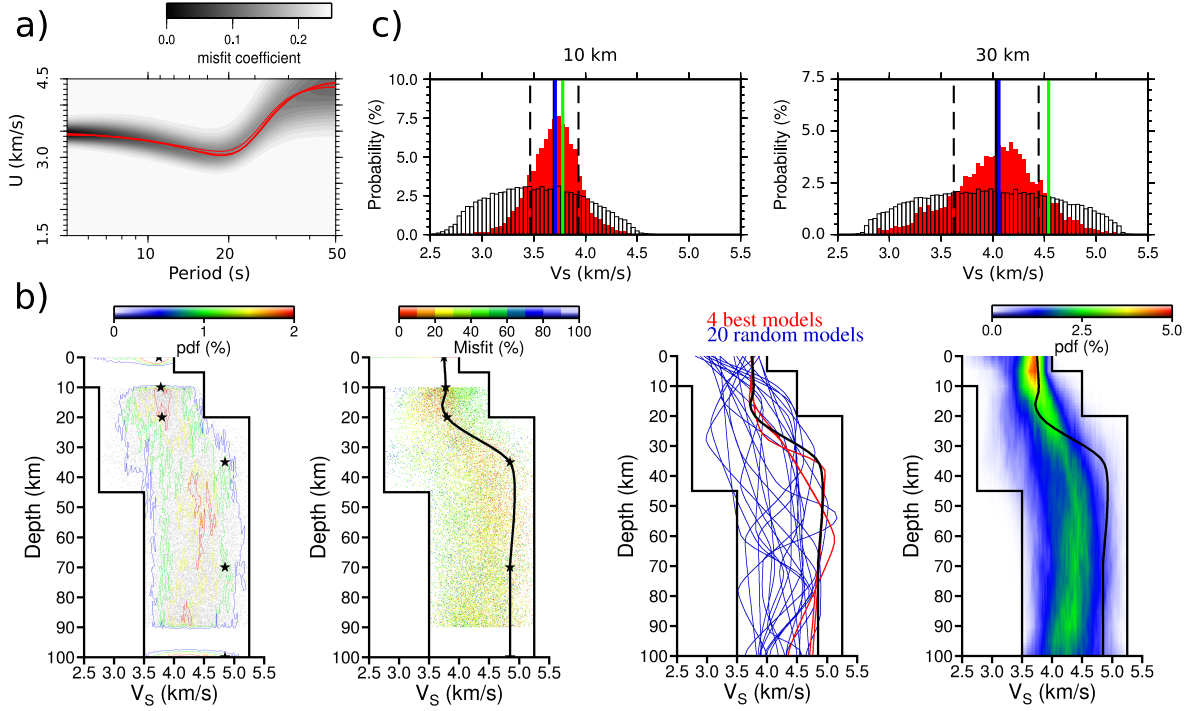


FIGURE 4.8 : Test synthétique A. a) Donnée synthétique. La construction du diagramme est expliquée dans le texte. Les courbes de dispersion associées aux 4 meilleurs modèles acceptés pendant l'inversion sont représentées en rouge. b) Résultats de l'inversion en utilisant les 4 types de représentations discutés dans le texte. Le modèle de vitesse à retrouver est représenté en noir. Les points de Bézier à retrouver sont indiqués par des étoiles. c) Densité de probabilité marginale *a priori* (en blanc) et *a posteriori* (en rouge) sur les modèles de vitesse continus à 10 km et 30 km de profondeur. La valeur recherchée est indiquée en vert. La moyenne de la distribution *a posteriori* est indiquée par la ligne noire continue. Le domaine correspondant à plus ou moins un écart-type est indiqué par les lignes noires pointillées. La valeur médiane est indiquée en bleu.

sont proches du modèle recherché jusqu'à des profondeurs plus importantes.

Test synthétique B

Le diagramme de dispersion synthétique ainsi que les résultats de l'inversion sont présentés sur la figure 4.9.

La distribution de probabilité *a posteriori* sur les modèles de vitesse continus montre que les résultats sont bien contraints entre 0 et 10 km de profondeur. Le maximum de la distribution de probabilité *a posteriori* marginale à 10 km correspond à la valeur de vitesse vraie. La moyenne et la médiane possèdent des valeurs plus élevées ce qui traduit l'asymétrie de la distribution. L'incapacité de modéliser la discontinuité située à 20 km se traduit par la construction d'un modèle de vitesse lisse entre 10 et 30 km de profondeur qui explique de manière équivalente les données. Les valeurs de vitesse élevées (5 km/s) observées à 30 km de profondeur traduisent cet effet de compensation. Il existe donc une forte corrélation entre les paramètres à différentes profondeurs car les données peuvent être expliquées de manière identique pour des valeurs de vitesse élevées situées en profondeur et inversement (Drilleau et al., 2013). En cas de fort contraste de vitesse avec la profondeur, l'inversion peut donc aboutir à des modèles oscillants qui possèdent des valeurs de vitesse irréalistes. Ce test montre qu'en cas de discontinuité de vitesse, les points de Bézier se répartissent de manière équitable aux deux extrémités de la discontinuité, générant ainsi une zone homogène équiprobable au niveau de celle-ci. Ces résultats démontrent aussi la possibilité de détecter la présence d'une discontinuité à partir de la vitesse de groupe des ondes de Rayleigh, théoriquement peu sensibles aux discontinuités.

Test synthétique C

Dans l'algorithme développé pour cette étude, seule la courbe de dispersion associée au mode fondamental de l'onde de Rayleigh est calculée lors de la résolution du problème direct. Bien que les modes supérieurs peuvent être utilisés à l'échelle régionale

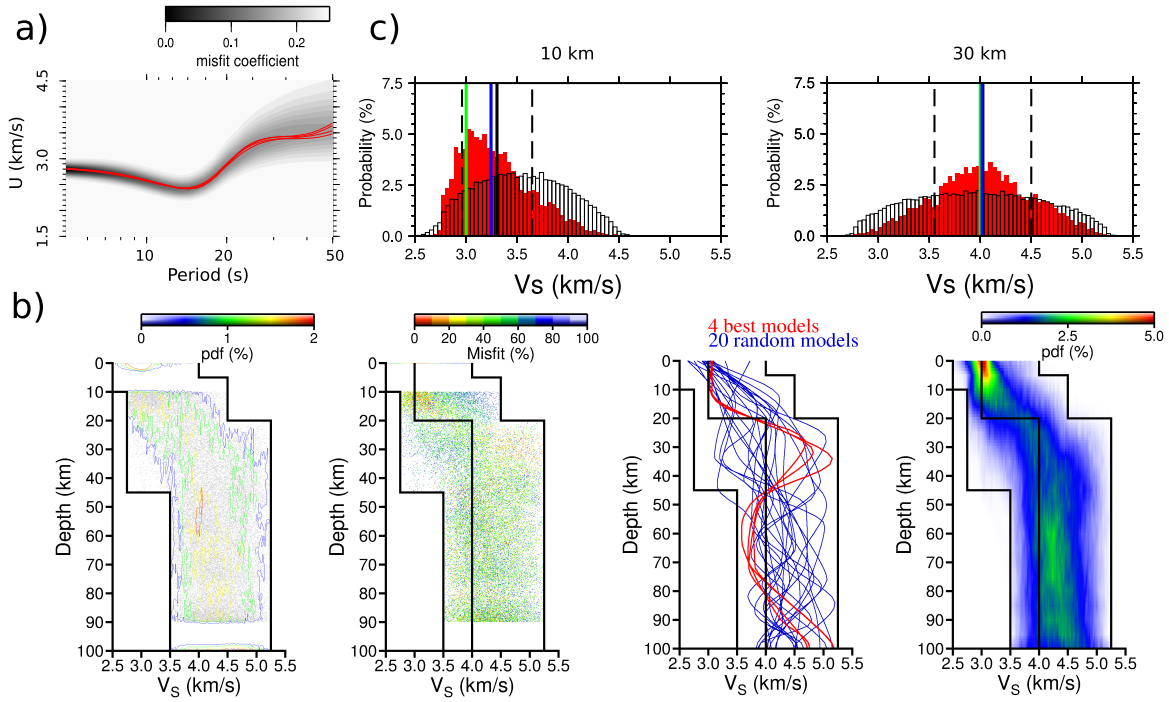


FIGURE 4.9 : Test synthétique B. Légende identique à la figure 4.8.

pour mieux contraindre la structure de vitesse en profondeur (Levshin et al., 2005), ce choix est justifié car c'est le mode fondamental qui est principalement reconstruit dans les intercorrélations de bruit sismique ambiant entre 5 et 50 s de période. Néanmoins, le premier harmonique a déjà été observé dans les corrélations pour des périodes inférieures à 10 s (Harmon et al., 2007 ; Kimman et al., 2012 ; Tian et Ritzwoller, 2015).

Un test synthétique a donc été effectué pour étudier l'influence de la présence du premier harmonique sur les résultats de l'inversion. La figure 4.10 présente les diagrammes synthétiques calculés dans un modèle identique à celui présenté dans la figure 4.9b, obtenu à partir de la dispersion théorique du mode fondamental de l'onde de Rayleigh uniquement (figure 4.10a), et avec la dispersion théorique du mode fondamental et du premier harmonique (figure 4.10c). Les deux diagrammes synthétiques sont ensuite inversés de façon identique, en ne modélisant que le mode fondamental de l'onde de

Rayleigh pendant le problème direct. Les résultats montrent que la présence du premier harmonique induit un élargissement du domaine des vitesses probables entre 5 et 11 s de période, mais qu'elle ne biaise pas la valeur de vitesse la plus probable.

On peut donc considérer que la présence éventuelle du premier harmonique dans les diagrammes de dispersion aura pour seule conséquence une augmentation de la variance *a posteriori*. Le premier harmonique peut donc être assimilé à du bruit résiduel non modélisable.

Temps d'exécution

Sur un serveur de calcul équipé d'un processeur Intel Xeon E5-2690 à 2.9 GHz avec 8 cœurs, le temps d'exécution total est de 10 min (étape 1 : 3 min, étape 2 : 7 min). Ainsi, l'inversion de 1485 diagrammes de dispersion (nombres d'intercorrélations calculées sur un réseau de 55 stations) dure un peu plus de 10 jours.

4.4.3 Données réelles

Dans cette section, trois exemples d'inversions de données réelles sont présentés, parmi tous les trajets inversés. Les diagrammes de dispersion sont calculés sur des intercorrélations du champ d'onde ambiant, calculées suivant la procédure décrite dans le chapitre 2.

La mesure de la vitesse de groupe peut se faire seulement si la distance interstation est supérieure à trois fois la longueur d'onde afin de respecter l'approximation en champ lointain (Dahlen et Tromp, 1998). Afin de répondre à ce critère, la gamme de fréquences est adaptée en fonction de la distance interstation (tableau 4.3). La longueur d'onde est calculée en considérant une vitesse de 4 km/s. Afin de discuter de l'application de l'algorithme d'inversion dans les différents cas, trois exemples sont présentés, correspondant à l'inversion de diagrammes de dispersion calculés sur des paires de stations avec des distances interstations variées.

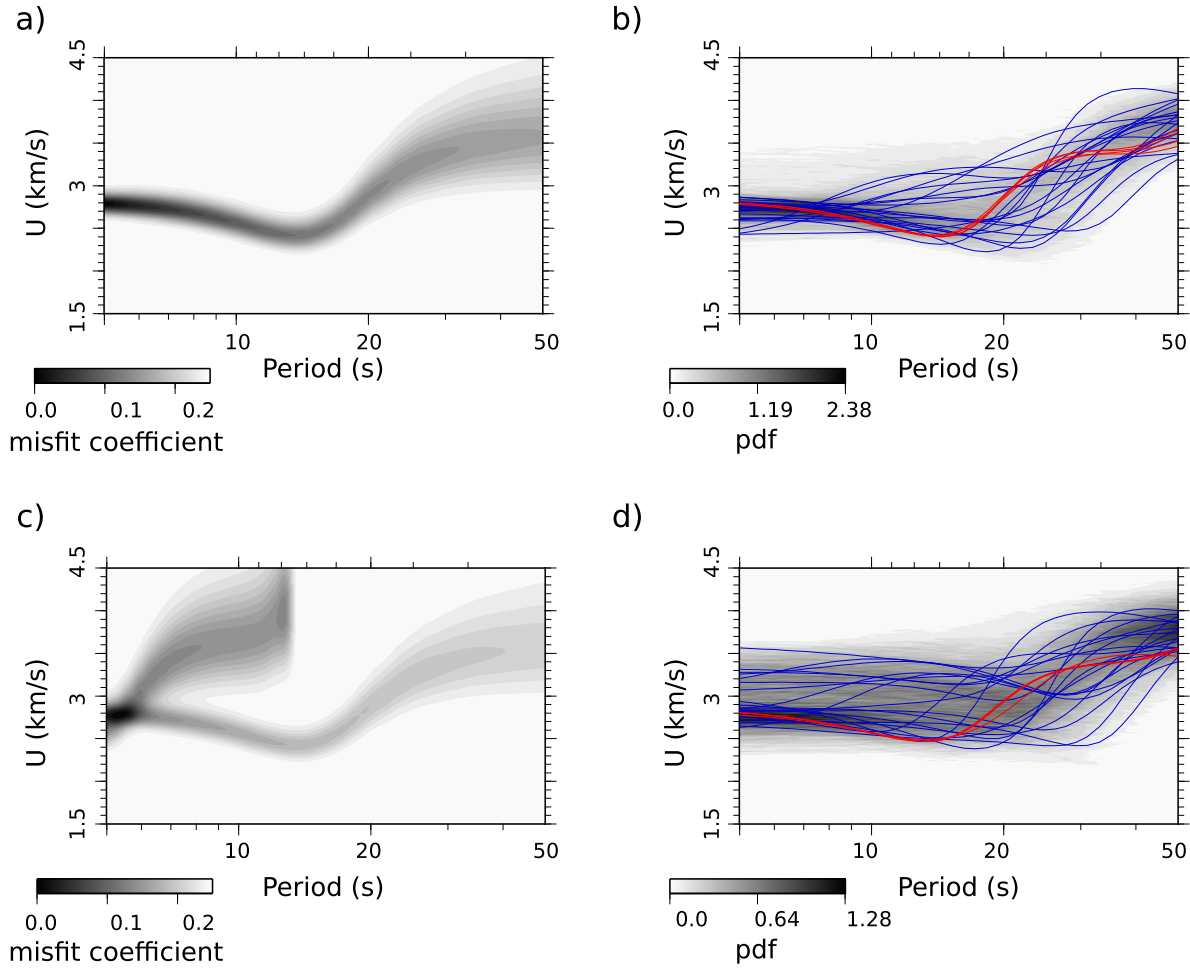


FIGURE 4.10 : Test synthétique C. a) Donnée synthétique calculée à partir du modèle présenté sur la figure 4.9b. Seul le mode fondamental est considéré. b) Distribution de probabilité *a posteriori* des courbes de dispersion associées au modèle de vitesse acceptés pendant l'inversion du diagramme représenté en a). c) Donnée synthétique pour un modèle identique, en incluant le premier harmonique. d) Distribution de probabilité *a posteriori* issue de l'inversion du diagramme présenté en c). Sur chaque figure, les courbes de dispersion rouges sont associées aux 4 meilleurs modèles de vitesse acceptés pendant l'inversion et les courbes bleues sont associées à 20 modèles de vitesse échantillonnés aléatoirement.

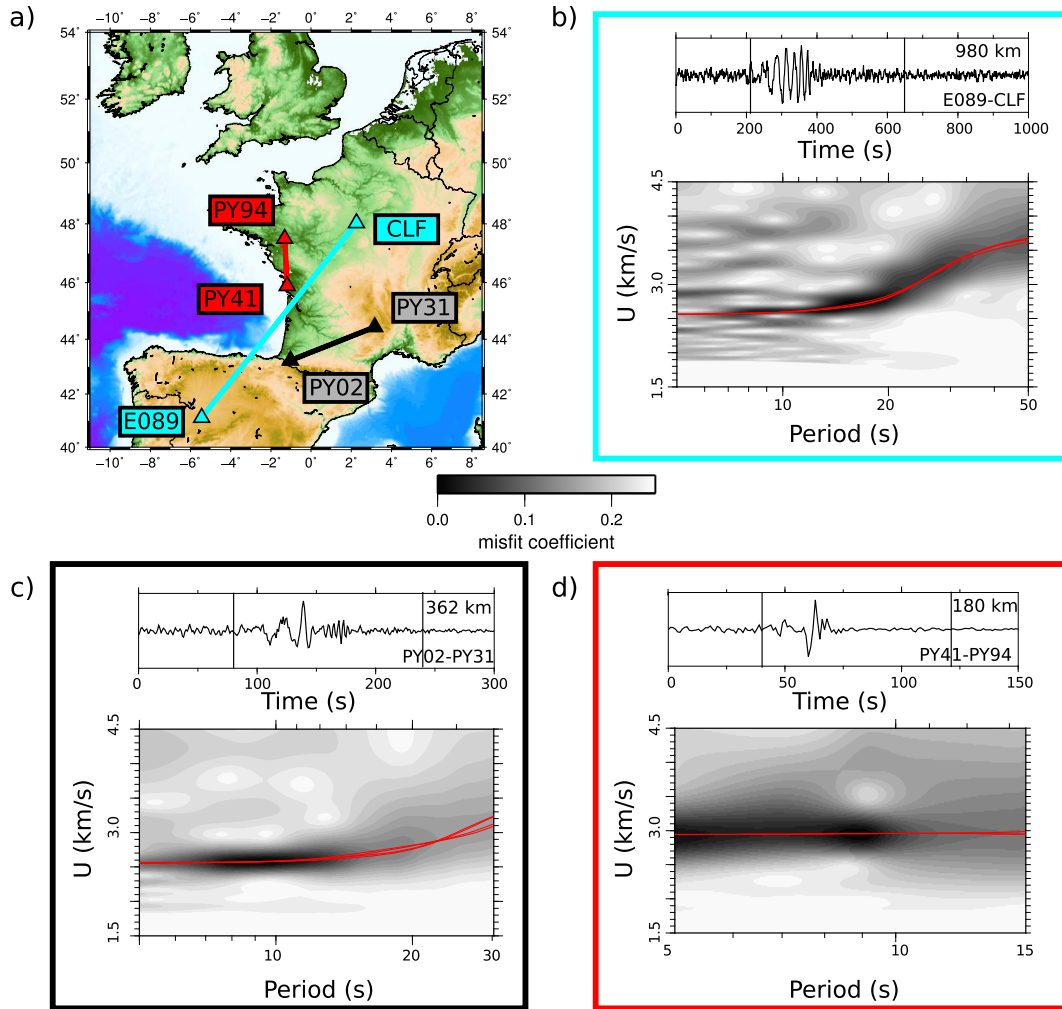


FIGURE 4.11 : Exemples sur les données réelles. a) Positions des paires de stations utilisées pour calculer les intercorrélations du champ d'onde ambiant. b) Intercorrélation obtenue pour la paire de stations E089-CLF et diagramme de dispersion associé. Les courbes rouges sont associées aux meilleurs modèles de vitesse acceptés pendant l'inversion (voir figure 4.12a). c) Identique à a) pour la paire de stations PY02-PY31. d) Identique à c) pour la paire de stations PY41-PY94. Noter que l'abscisse de chaque diagramme de dispersion est différent (voir texte).

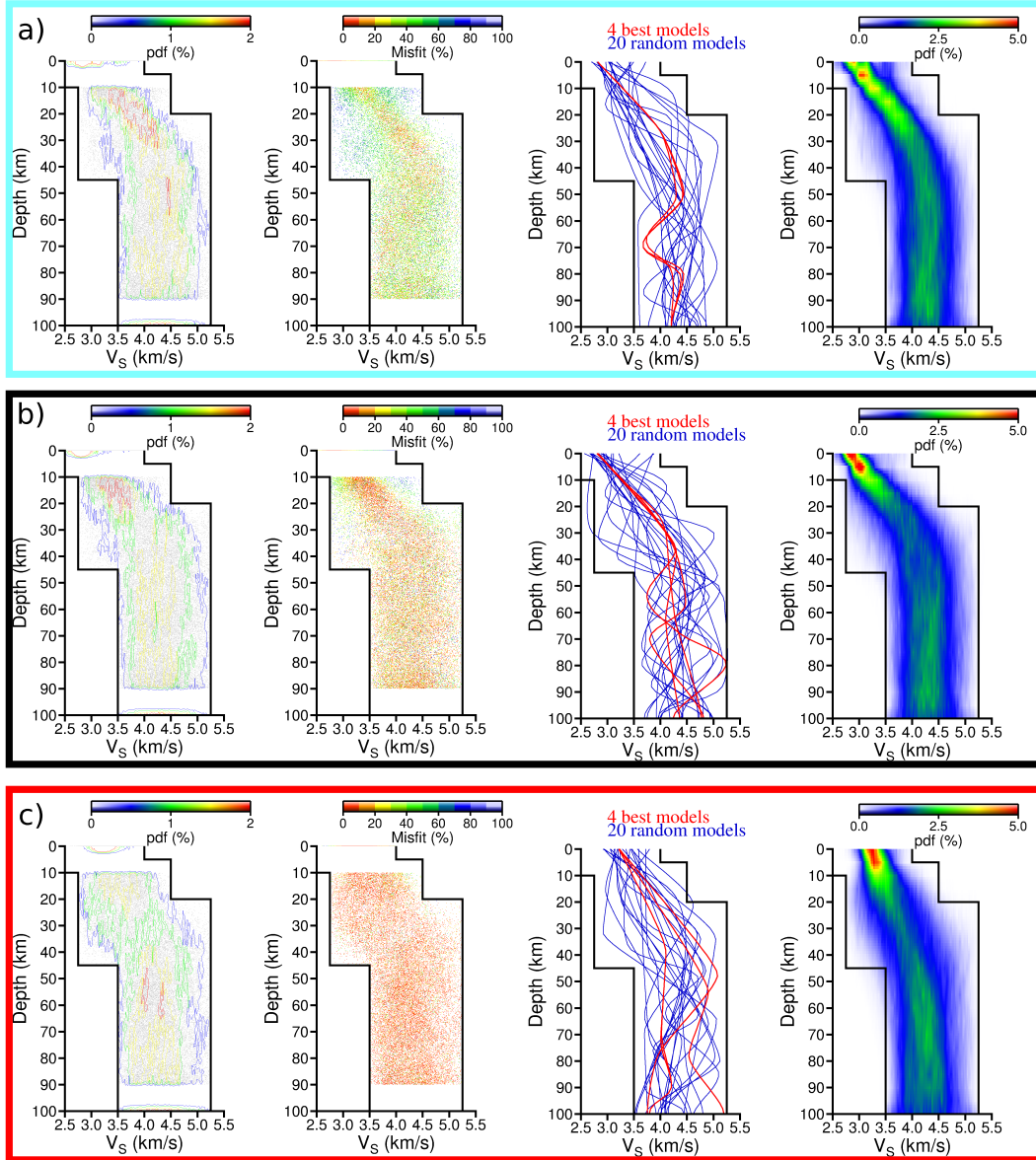


FIGURE 4.12 : Résultats de l'inversion des données réelles présentées sur la figure 4.11. Les différents types de représentation utilisés sont discutés en détail dans la section 4.4.1. a) Résultats de l'inversion pour les paires de stations E089-CLF, b) PY02-PY31 et c) PY41-PY94.

E089-CLF

Cette paire possède une distance interstation supérieure à 600 km (figure 4.11a). Le diagramme de dispersion est donc calculé sur la gamme de période maximale, soit entre 5 et 50 s. La dispersion du train d'onde observé dans l'intercorrélacion est bien visible, avec la présence d'oscillations longues périodes qui précèdent les oscillations courtes périodes (figure 4.11a).

Les résultats de l'inversion (figure 4.12a) montrent que la structure de vitesse est bien contrainte jusqu'à 30 km de profondeur environ. Au delà de 30 km, les distributions de probabilités *a posteriori* s'élargissent pour se rapprocher des distributions de probabilité *a priori*, et les meilleurs modèles de vitesse commencent à différer légèrement les uns par rapport aux autres. À partir de 50 km de profondeur, on observe que les modèles de vitesse oscillent autour de la valeur centrale du prior, ce qui témoigne de l'insensibilité du mode fondamental de l'onde de Rayleigh à contraindre la structure de vitesse à ces profondeurs. Les meilleurs modèles de vitesse acceptés pendant l'inversion expliquent convenablement les données (figure 4.11a).

PY02-PY31

Cette paire possède une distance interstation égale à 360 km (figure 4.11b). Le diagramme de dispersion est donc calculé entre 5 et 30 s de période. Les résultats de l'inversion (figure 4.12b) montrent que la structure de vitesse est bien contrainte jusqu'à

Gamme de distance (km)	Gamme de période (s)
$\Delta \geq 600$	$5 \leq T \leq 50$
$180 \leq \Delta < 600$	$5 \leq T \leq \Delta/12$
$\Delta < 180$	paire rejetée

TABLE 4.3: Tableau décrivant les gammes de périodes (T) utilisées en fonction de la distance interstation (Δ).

une profondeur de 20 km environ. La résolution en profondeur est donc moins élevée que pour la paire E089-CLF car la période maximale analysée est de 30 s (au lieu de 50 s pour CLF-E089). Les faibles valeurs de fonction coût associées à de nombreux points de Bézier indiquent qu'un grand nombre de modèles expliquent les données. L'inversion est donc moins bien contrainte que pour la paire E089-CLF, où des faibles valeurs de fonctions coût sont observées sur une gamme restreinte de vitesse pour les profondeurs qui sont résolues (figure 4.12a). Les meilleurs modèles de vitesse acceptés pendant l'inversion expliquent convenablement les données (figure 4.11b).

PY41-PY94

Cette paire possède la distance interstation minimale requise pour l'inversion en profondeur, soit 180 km (figure 4.11c). Le diagramme de dispersion est donc calculé entre 5 et 15 s. Les résultats de l'inversion (figure 4.12c) montrent que les résultats sont seulement contraints en surface. À la différence des deux autres paires étudiées, la densité de probabilité *a posteriori* sur les points de Bézier ne possède pas de valeurs significatives au delà de 10 km de profondeur. La majorité des points de Bézier possède des faibles valeurs de fonction coût à chaque profondeur ce qui indique le peu de contraintes apportées par l'inversion. La valeur de V_s obtenue en surface (3.5 km/s) est supérieure à celle mesurée sur les deux autres paires (2.8 km/s). Ce résultat semble cohérent du point de vue géologique car PY41-PY94 est la seule paire qui ne traverse pas de bassins sédimentaires. L'utilisation de paires de stations avec des courtes distances interstations peut donc apporter des contraintes sur la structure de vitesse sur la partie supérieure de la croûte terrestre.

4.4.4 Estimateur unique et variance *a posteriori*

L'utilisation de représentations variées permet d'appréhender l'ensemble des caractéristiques de la solution apportée par le problème inverse (figures 4.8b, 4.9b, 4.12). Néanmoins, l'inversion des diagrammes de dispersion en profondeur constitue géné-

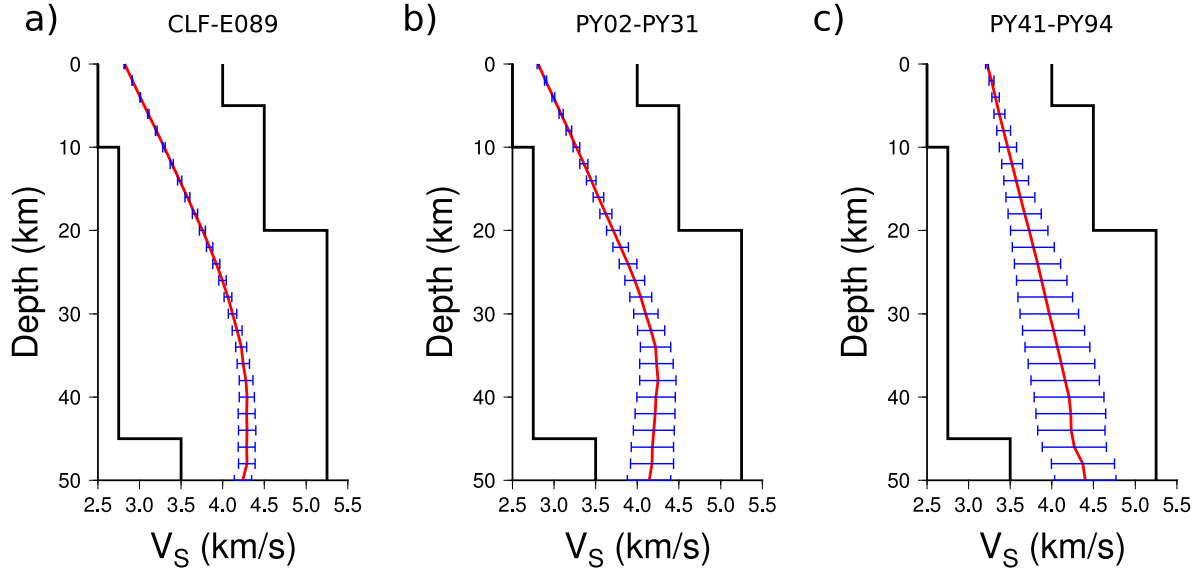


FIGURE 4.13 : Modèles de vitesse moyens et erreurs associées obtenus entre 0 et 50 km de profondeur, résultant de l'inversion des diagrammes de dispersion représentés figure 4.11. Les modèles de vitesse (en rouge) sont calculés en utilisant la moyenne des 100 meilleurs modèles en terme de valeur de fonction coût. L'erreur associée (en bleu) correspond à l'écart type des 100 valeurs de vitesse correspondantes.

ralement une étape dans une étude de tomographie, qui nécessite un modèle de vitesse unique ainsi qu'une valeur de variance *a posteriori* capable d'estimer la validité du résultat à chaque profondeur (p. ex. [Debayle, 1999](#) ; [Shen et al., 2012](#)).

Le mode (probabilité maximale) ou la moyenne des distributions de probabilité marginale *a posteriori* des modèles continus sont souvent utilisés pour déterminer une valeur de vitesse unique à chaque profondeur ([Cauchie et Saccorotti, 2012](#) ; [Shen et al., 2012](#)). L'écart-type de la distribution à chaque profondeur définit la variance *a posteriori* ([Moser et al., 1992](#) ; [Shapiro et Ritzwoller, 2002](#)).

Dans notre cas, la densité de probabilité *a posteriori* des modèles continus n'est pas nécessairement représentative de la capacité de résolution de la méthode d'inver-

sion, notamment à partir de 20 km de profondeur (voir figure 4.8c). L’application de la méthode sur les données réelles 4.12 montre que la variabilité des meilleurs modèles de vitesse est représentative de la baisse de résolution avec la profondeur, en lien avec la période maximale inversée. Cet effet n’est pas observé sur la distribution de probabilité *a posteriori*. Par conséquent, l’utilisation des meilleurs modèles de vitesse semble être plus pertinente pour interpréter les résultats de l’inversion et leur domaine de validité. La moyenne des 100 meilleurs modèles de vitesse, et l’écart-type associé sont utilisés afin d’obtenir un estimateur unique et une variance *a posteriori* à chaque profondeur. La figure 4.13 montre les résultats issus des trois exemples présentés dans la section 4.4.3. Dans tous les cas, on observe que les profils de vitesse sont lisses, et que l’augmentation de la variance *a posteriori* avec la profondeur est d’autant plus importante que la gamme de périodes inversée est étroite, ce qui est cohérent avec la sensibilité des ondes de surface (figure 4.1).

4.5 Ce qu’il faut retenir

L’approche proposée dans ce chapitre permet d’obtenir une information sur la structure de vitesse cisailante crustale et sub-crustale à partir de l’analyse de l’onde de Rayleigh. La procédure se distingue des méthodes classiquement utilisées pour la tomographie régionale sur deux aspects principaux : (1) aucune courbe de dispersion n’est mesurée sur les données observées, ce qui rend la méthode complètement automatique et indépendante de toutes informations *a priori* liées à la mesure de la vitesse de groupe et de l’incertitude associée (2) utilisation d’une paramétrisation en courbes de Bézier adaptée à la résolution des ondes de surface, capable de modéliser une grande variété de profil de vitesses avec peu d’hypothèses *a priori*. L’utilisation d’une inversion non linéaire de type MCMC basée sur l’algorithme de Metropolis-Hasting permet de se libérer au maximum de l’influence des informations *a priori*. Cette technique est donc particulièrement adaptée pour étudier des régions dont les structures sont encore

peu connues. Dans le chapitre suivant, nous appliquons cette technique d'inversion afin d'effectuer une tomographie des structures lithosphériques de l'Ouest de la France.

Chapitre 5

Imagerie sismologique de l'Ouest de la France

Quand du son de l'onde naît une image.

Sommaire

5.1	Contexte géologique	134
5.2	Contexte géophysique	136
5.3	Questions posées	141
5.4	Un jeu de données inédit	141
5.5	Modèles de vitesse unidimensionnels	152
5.6	Régionalisation des profils de vitesse	156
5.7	Résultats	168
5.8	Comparaison avec une étude antérieure	171
5.9	Discussion	173
5.10	Ce qu'il faut retenir	180

La méthode d'inversion présentée dans le chapitre 4 est appliquée sur des intercorrélations du champ d'onde sismique ambiant calculées sur un réseau déployé dans

l'Ouest de la France. Ce chapitre présente le contexte géologique et géophysique de cette région, les données utilisées et la méthode de régionalisation. Des tests synthétiques sont présentés, puis les résultats obtenus sur les données réelles sont décrits et discutés à la fin de ce chapitre.

5.1 Contexte géologique

5.1.1 Le Massif armoricain

Le Massif armoricain est une région de socle marquée par deux orogénèses successives : l'orogénèse cadomienne qui a eu lieu à la fin du Précambrien (640-550 Ma), et l'orogénèse varisque qui date du Paléozoïque (400-260 Ma). L'orogénèse varisque est une collision d'échelle européenne, dont les signatures sont observées sur plus de 2000 km entre l'Espagne et la République Tchèque (figure 5.1a, [Ballèvre et al., 2013](#)). Le Massif armoricain est connu pour abriter une ou plusieurs zones de sutures, qui témoigneraient de la collision de plusieurs micro-continentes au cours de l'orogénèse varisque (p. ex. [Ballèvre et al., 2009](#)). En France, le Massif central, le Morvan, les Vosges et les Ardennes sont les autres domaines majeurs hérités de l'orogénèse varisque.

Le Massif armoricain est marqué par deux zones de cisaillement d'orientation générale Est-Ouest : les cisaillements Nord-Armoricain (CNA), et Sud-Armoricain (CSA), qui séparent trois domaines principaux (voir figure 5.1b) :

- **le domaine Nord-Armoricain** (DNA) est principalement constitué de formations précambriennes qui datent de l'orogénèse cadomienne. Le DNA n'a été que peu affecté pendant l'orogénèse varisque. Ce domaine est limité au Sud par le CNA. Ce domaine est composé de séries détritiques, ainsi que d'importantes unités magmatiques ([Chantraine et al., 2001](#)).
- **le domaine Centre-Armoricain** (DCA) est formé de sédiments paléozoïques

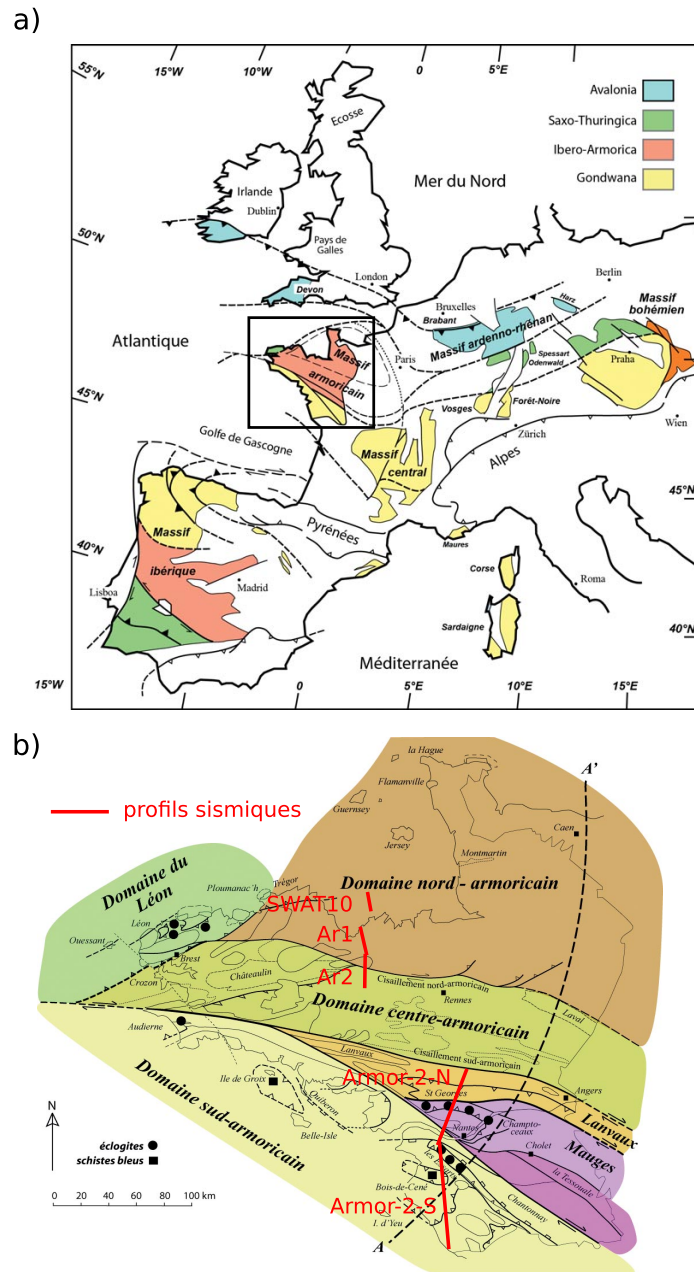


FIGURE 5.1 : a) Signatures de l'orogénèse varisque en Europe et contexte géologique à grande échelle du Massif armoricain. b) Carte synthétique des domaines géologiques du Massif armoricain (voir texte). Les positions des profils sismiques discutés dans le texte (Bitri et al., 2001, 2003, 2010) sont indiquées par des segments rouges. (Figure modifiée d'après Ballèvre et al., 2013).

plissés discordants sur des sédiments briovériens, plissés eux aussi. Le Sud du domaine Centre-Armoricain est traversé par la branche Nord du cisaillement Sud-Armoricain (aussi appelée faille de Quimper-Angers), ainsi que la faille de Nort-sur-Erdre (FNE). Cet ensemble de failles délimite le domaine de Lanvaux, ainsi que le domaine des Mauges, qui contient le complexe de Champtoceaux, composé de roches métamorphiques de haute pression exhumées pendant l'orogénèse varisque ([Bosse et al., 2000](#)). Le DCA est limité au Sud par la branche Sud du cisaillement Sud-Armoricain.

- **le domaine Sud-Armoricain** (DSA) est constitué majoritairement de roches métamorphiques et plutoniques qui ont été formées pendant l'orogénèse varisque, telles que des orthogneiss, des schistes bleus, des amphibolites, et des élogites. ([Lardeux, 1996](#)).

5.1.2 Autour du Massif armoricain

Le Massif armoricain est limité à l'Est et à l'Ouest par le Bassin parisien et le Bassin aquitain respectivement. Ces bassins sédimentaires d'âge Mésozoïque reposent principalement sur un socle d'origine varisque.

La limite Sud-Ouest du Massif armoricain est le Golfe de Gascogne. L'histoire géologique du Golfe de Gascogne est reliée à l'ouverture de l'océan Atlantique au cours du Crétacé, pendant laquelle la plaque Ibérique s'est séparée de la plaque Européenne ([Ries, 1978](#)). Ce domaine est associé à des roches d'affinités océaniques (basalte), sur lesquelles repose une couche de sédiments peu épaisse.

5.2 Contexte géophysique

Au cours des 50 dernières années, plusieurs expériences sismologiques ont été réalisées afin d'étudier les structures profondes du Massif armoricain et des régions avoisinantes. Ces études, couplées à d'autres méthodes géophysiques comme la gravimétrie et le

magnétisme, ont permis de mieux comprendre l’histoire géologique de la région.

5.2.1 Structures crustales

La structure de la croûte du domaine Centre-Armoricain a été étudiée le long d’un profil orienté Sud-Ouest/Nord-Est déployé entre La Rochelle et Dreux dans le cadre du programme ECORS ([Matte et Hirn, 1988](#)). Le Nord du domaine Nord-Armoricain a été étudié dans le cadre des profils sismiques SWAT ([Bois et al., 1990](#)). Ces expériences ont permis de détecter un Moho avec une profondeur constante située autour de 35 km le long du profil. La signature sismique associée au Moho est variable, avec notamment une réflectivité moins forte au niveau du domaine Centre-Armoricain ([Matte et Hirn, 1988](#)). Les résultats montrent par ailleurs que la plupart des décrochements observés en surface possèdent une racine crustale profonde.

La structure cadomienne du Domaine Nord-Armoricain a été étudiée le long de trois profils sismiques (Ar1, Ar2, et SWAT10, [Bitri et al., 2001](#)). Les positions de ces profils sont indiquées sur la figure 5.1b. De nombreuses failles ont été imagées dans la croûte supérieure, permettant ainsi de contraindre la géométrie profonde de la zone d’accrétion cadomienne. Cette étude montre que le cisaillement Nord-Armoricain ne possède pas une signature sismique particulière dans la croûte inférieure, limitant ainsi sa zone d’influence à la croûte supérieure ($\simeq 20$ km). La combinaison des données sismiques, gravimétriques et magnétiques ont permis de préciser la géométrie de ces structures ([Brun et al., 2001](#)).

Les profils sismiques Armor2-Nord et Armor2-Sud déployés dans le cadre de l’expérience GéoFrance3D ont permis d’étudier la zone de collision varisque dans le Sud-Est du Massif armoricain ([Bitri et al., 2003, 2010](#)). Les positions de ces profils sont indiquées sur la figure 5.1b. Le profil Armor2-Nord a permis la découverte d’une zone de faille d’échelle crustale qui fait chevaucher la partie Sud du domaine Centre-Armoricain sur la

partie Nord du domaine Centre-Armoricain (figure 5.2a). La trace de ce chevauchement en surface correspond à la faille Nort-sur-Erdre. Les roches métamorphiques du Complexe de Champtoceaux sont segmentées par le chevauchement, et seraient présentes en profondeur. La géométrie de ces structures est précisée grâce à l'apport des données magnétiques et gravimétriques (Truffert et al., 2001 ; Martelet et al., 2004). Le profil Armor2-Sud a mis en évidence des réflecteurs horizontaux situés vers 10 km de profondeur qui sont interprétés comme une zone d'amincissement crustal au niveau du domaine Sud-Armoricain.

Les cartes d'anomalies gravimétriques et magnétiques de la France permettent d'identifier des structures crustales caractéristiques au niveau du domaine Sud-Armoricain (Autran et al., 1994 ; Grandjean et al., 1998). L'étude de l'atténuation sismique sur le territoire métropolitain (Campillo et Plantet, 1991), a permis l'identification d'une anomalie orientée Nord-Ouest/Sud-Est dans le domaine Centre-Armoricain (figure 5.2b), qui peut être corrélée avec les structures complexes de la croûte observée par Matte et Hirn (1988) le long du profil ECORS. Les mesures d'atténuation sismique présentées par Arroucau et al. (2006) ne montrent pas de signature particulière dans le Massif armoricain.

Le déploiement de plusieurs réseaux denses de stations entre 2011 et 2013 dans le cadre des expériences Pyrope (Chevrot et al., 2014) et IberArray (Díaz et al., 2009) (voir section 5.4, figure 5.3) a permis de cartographier les structures crustales et du manteau supérieur le long de la côte Atlantique, ainsi qu'au niveau du Massif central et des Pyrénées (Macquet et al., 2014). Par ailleurs, les fonctions récepteurs mesurées au niveau du Massif armoricain mettent en évidence un Moho situé entre 29 et 33 km de profondeur, avec un épaissement crustal observé du Nord-Ouest vers le Sud-Est (Chevrot et al., 2014).

Les tomographies sismiques des structures crustales de l'Ouest de la France sont

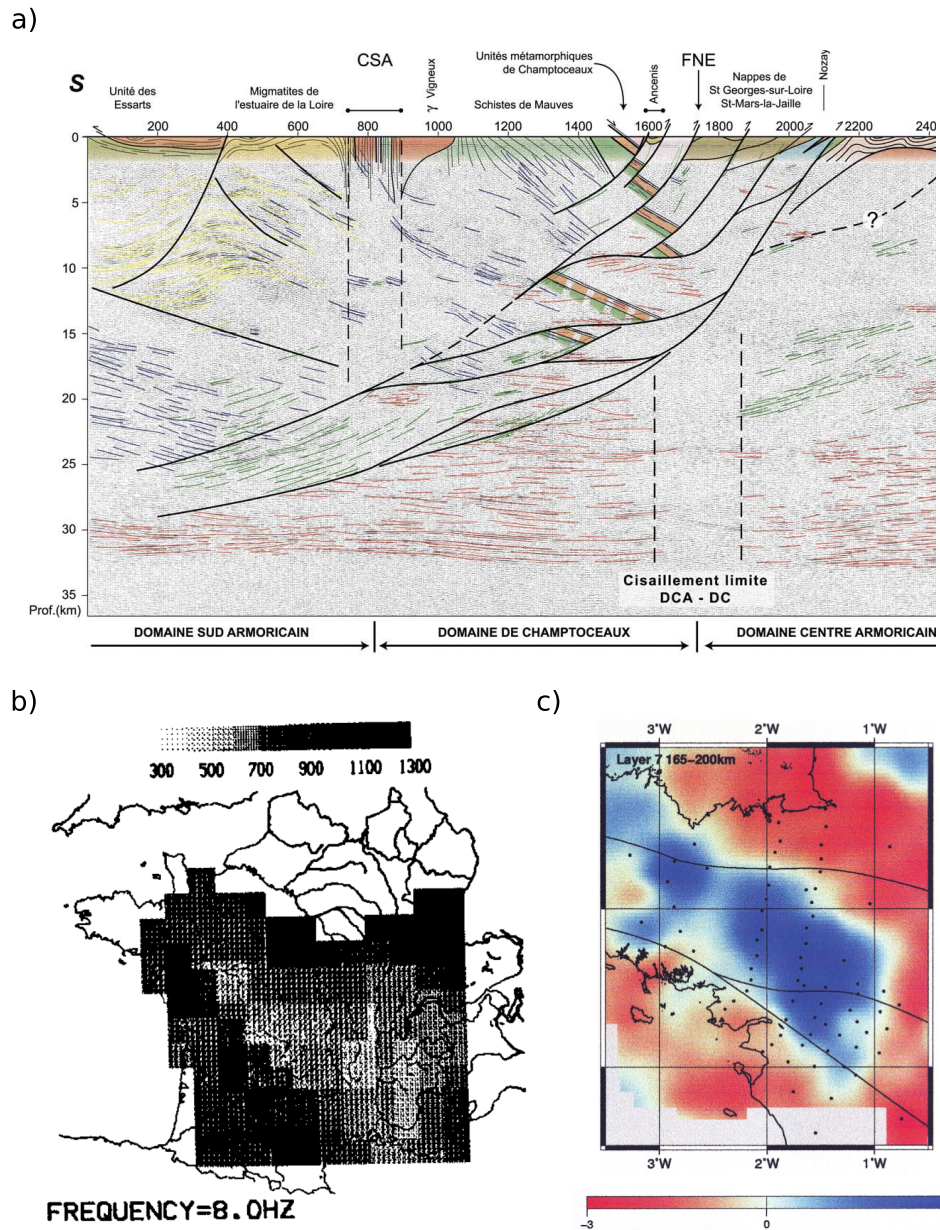


FIGURE 5.2 : Exemples de résultats issus des études sismologiques précédentes. a) Profil sismique Armor2-Nord (voir figure 5.1b) et interprétation (Bitri et al., 2003). b) Carte d'atténuation apparente des ondes S dans la croûte en France métropolitaine (Campillo et Plantet, 1991). c) Anomalies de vitesse sismique des ondes P dans le manteau supérieur sous le Massif armoricain (Judenherc et al., 2003)

relativement rares. Les images disponibles sont généralement issues de tomographie de l'Europe, et possèdent une résolution limitée dans l'Ouest de la France car la région est située en bord de réseau du fait de sa situation côtière (p. ex. [Ritzwoller et Levshin, 1998](#) ; [Piromallo, 2003](#) ; [Yang et al., 2007](#)).

5.2.2 Structures dans le manteau supérieur

Les grands profils sismiques ([Hirn, 1977](#)) ont apporté des contraintes sur la propagation des ondes P et S dans la lithosphère au niveau de l'Ouest de la France. Ces travaux ont notamment mis en évidence une couche anisotrope située entre 60 et 100 km de profondeur. [Judenherc et al. \(1999\)](#) et [Plomerová et al. \(2000\)](#) ont observé des directions de propagation rapide parallèles aux cisaillements Nord- et Sud-Armoricain. Dans le cadre de l'expérience GéoFrance3D, deux profils (Mont-Saint-Michel/Pornic et Saint-Malo/Saint-Nazaire) d'environ 20 stations chacun, un profil (Saint-Brieuc/Belle-Île) de 13 stations, ainsi qu'un réseau dense de 30 stations (au niveau du complexe de Champ-toceaux) ont été déployés, permettant d'effectuer une tomographie tri-dimensionnelle du Massif armoricain entre 30 et 200 km de profondeur (figure 5.2c, [Judenherc et al., 2002, 2003](#)). Cette étude montre que le cisaillement Sud-Armoricain s'enracine dans le manteau, tandis que le cisaillement Nord-Armoricain serait limité à la croûte. Les images tomographiques révèlent aussi une anomalie de vitesse positive sous le domaine Centre-Armoricain, qui est interprétée comme la présence d'une ancienne lithosphère subductée ([Gumiaux et al., 2004](#)). Le manteau supérieur au niveau du Massif armoricain se caractérise généralement par une anomalie de vitesse positive (p. ex. [Piromallo, 2003](#) ; [Legendre et al., 2012](#) ; [Chevrot et al., 2014](#)).

5.3 Questions posées

Les structures crustales et sub-crustales du Massif armoricain sont uniquement connues dans des zones restreintes, limitées le plus souvent par la géométrie des profils sismiques. Les questions posées sont donc les suivantes :

- Quelle est l’extension latérale des zones de chevauchement majeures détectées le long des profils sismiques ?
- Quelle est l’extension en profondeur des zones de cisaillements Nord- et Sud-Armoricain ?
- Quelle est la relation entre les structures géologiques profondes observées au niveau du Massif armoricain, et celles observées au niveau des régions avoisinantes (Massif central, bassins sédimentaires, Golfe de Gascogne) ?
- Les structures crustales et sub-crustales du Massif armoricain sont-elles reliées aux observations géologiques ? Sont-elles reliées aux structures observées au niveau du manteau supérieur ?

La tomographie sismique en ondes de surface est une méthode qui permet d’imager les variations latérales de vitesse sismique à chaque profondeur, reliées à la géométrie des structures géologiques profondes. La faible couverture de stations sismologiques dans cette zone n’était pas favorable à une tomographie sismique régionale.

Dans le cadre de cette thèse, l’utilisation de données sismologiques nouvelles, obtenues à des stations situées de part et d’autre du Massif armoricain, permet de cartographier les variations latérales de vitesse sismique dans une vaste région de l’Ouest de la France.

5.4 Un jeu de données inédit

Jusqu’en 2011, le nombre de sismomètres large bande déployés dans l’Ouest de l’Europe était relativement limité (figure 5.3a). En France métropolitaine, les sta-

tions étaient principalement concentrées au niveau des régions montagneuses (Alpes, Pyrénées) où l'aléa sismique est plus élevé. Le Massif armoricain, le Massif central, le Bassin aquitain, ainsi que le Bassin parisien et le Nord de la France étaient des zones avec peu (ou pas) de sismomètres large bande. Au Nord de l'Espagne, des stations large bande étaient présentes uniquement au niveau des régions côtières. Cette répartition inhomogène de stations était peu favorable à une imagerie sismique des structures profondes de l'Ouest de la France.

Entre 2011 et 2013, le déploiement simultané des réseaux temporaires Pyrope (Chevrot et al., 2014) et IberArray (Díaz et al., 2009), a permis de pallier en partie cette limitation en installant un réseau dense de stations large bande au niveau du Massif armoricain, du Bassin aquitain et du Massif central ainsi qu'au Nord de l'Espagne (figure 5.3b). Les deux expériences temporaires ont produit un jeu de données inédit permettant d'étudier plus en détail les structures profondes des Pyrénées, du Massif central, du Massif armoricain, des bassins sédimentaires avoisinants, ainsi que celles situées au niveau du Golfe de Gascogne.

5.4.1 Les stations

Les données sismiques utilisées proviennent de 55 stations large bande continues opérationnelles entre septembre 2011 et décembre 2013 (figure 5.4). Les détails de chaque station sont données dans le tableau 5.4. Les enregistrements sismiques proviennent de 7 réseaux temporaires et permanents européens (tableau 5.1).

Toutes les stations utilisées dans cette étude sont équipées d'un capteur large bande trois composantes. Les capteurs large bande sont sensibles aux mouvements du sol sur une large gamme de période allant de 0.02 à 100 s environ. La gamme de périodes correspondant à la sensibilité du sismomètre est associée à une réponse « plate » en amplitude et en phase. Les réponses instrumentales représentées sur la figure 5.5 montrent que les capteurs sont bien adaptés pour étudier le signal entre 5 et 50 s de période. Les

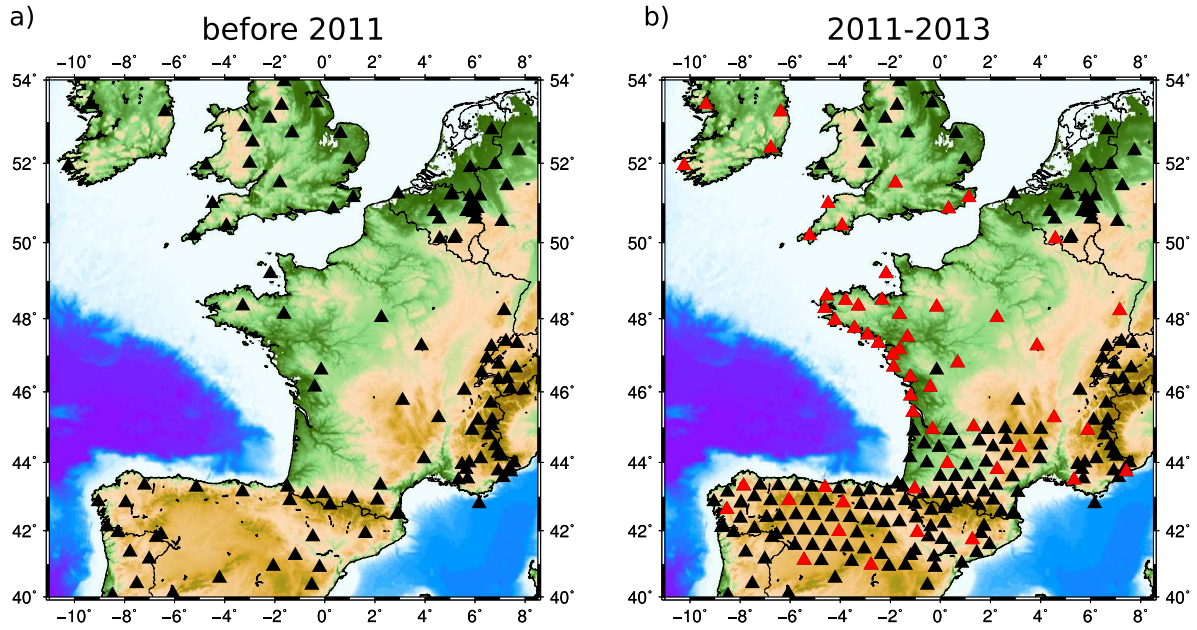


FIGURE 5.3 : Sismomètres large bande dans l’ouest de l’Europe avant 2011 (a), et pendant la période 2011-2013 (b). Les stations indiquées en rouge sont celles utilisées dans cette étude (voir figure 5.4). L’augmentation du nombre de stations est liée aux expériences temporaires Pyrope (Chevrot et al., 2014) et Iberarray (Díaz et al., 2009) qui ont eu lieu entre 2011 et 2013 (voir texte).

différences entre les fonctions de transfert sont liées aux différents types de capteurs qui équipent les stations du réseau (tableau 5.4).

Les études de tomographie basées sur le champ d’onde ambiant nécessitent des longues durées d’enregistrement (> 6 mois) simultanés, afin de favoriser l’émergence de la fonction de Green empirique par intercorrélation (voir chapitre 2).

Les déploiements des stations temporaires ne sont généralement pas totalement synchrones, et l’accessibilité aux données n’est possible que pour certaines dates. La continuité de l’enregistrement à une station peut aussi être altérée à cause d’un dysfonctionnement matériel ou logiciel pendant et après l’acquisition de la donnée sismique. Tous ces facteurs perturbent la continuité des enregistrements aux stations, et donc la

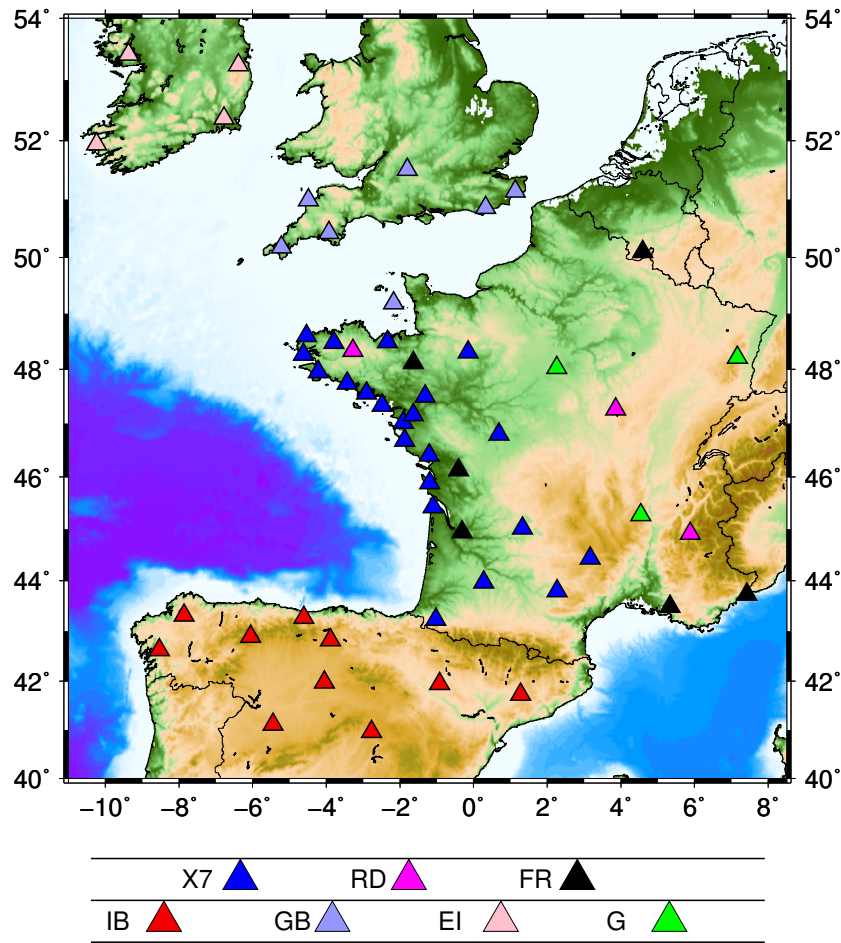


FIGURE 5.4 : Carte indiquant la position des 55 stations. Les codes de chaque réseau sont indiqués en bas de la carte.

simultanéité de l'acquisition sur le réseau. La figure 5.6 indique le nombre de stations fonctionnelles par jour sur le réseau de 55 stations. On observe dans l'ensemble que le réseau est fonctionnel à plus de 50% entre septembre 2011 et juin 2013. Les valeurs maximales (jusqu'à 89%) sont atteintes pendant l'année 2012 suite à l'apport des données issues des réseaux anglais (GB) et irlandais (EI). Par ailleurs, le réseau X7 a été complété en 2012 par 6 stations supplémentaires, financées dans le cadre du projet VIBRIS. La décroissance observée à partir de janvier 2013 est expliquée par

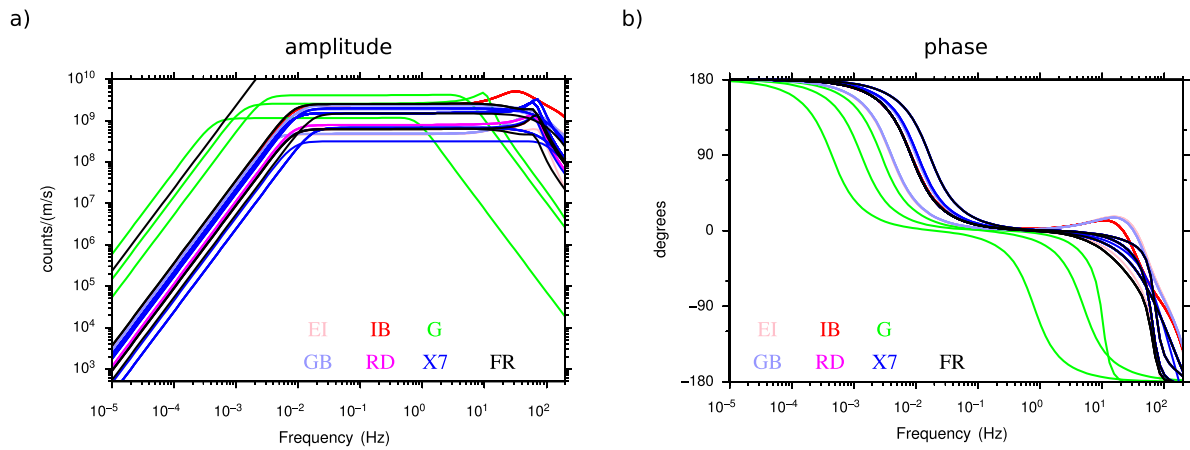


FIGURE 5.5 : Réponses instrumentales en amplitude (a) et en phase (b). Pour des raisons de clarté, seule la réponse associée au capteur est représentée (les effets liés à la numérisation ne sont pas pris en compte, voir section 1.4).

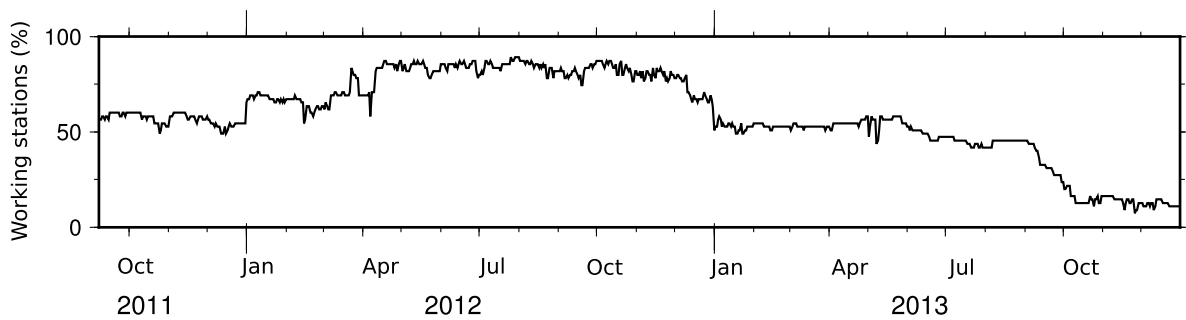


FIGURE 5.6 : Continuité des données. Le nombre de stations fonctionnelles par jour (taux de fonctionnement supérieur à 90%, voir section 1.2) est indiqué en pourcent par rapport au nombre total de stations considérées dans cette étude (55).

Code	Réseau	Pays	Nombre de stations utilisées	Déploiement
X7	Pyrope	France	22	Temporaire
IB	IberArray-3	Espagne	10	Temporaire
GB	British Geological Survey	Royaume-Uni	7	Permanent
FR	Réseau Large Bande Permanent	France	6	Permanent
EI	Irish National Seismic Network	Irlande	4	Permanent
RD	Réseau LDG-CEA	France	3	Permanent
G	Géoscope	France	3	Permanent

TABLE 5.1: Les différents réseaux utilisés dans cette étude.

la désinstallation progressive de la plupart des stations temporaires issues des réseaux Pyrope (X7) et IberArray (IB).

5.4.2 Intercorrélations du champ d'onde sismique ambiant

Calcul des intercorrélations

La tomographie sismique repose sur les fonctions de Green empiriques calculées par intercorrélations du champ d'onde sismique ambiant (voir chapitre 2). Les données à chaque station sont préparées selon les étapes de traitement décrites dans le chapitre 1, en utilisant des segments de 24h, avec un pas d'échantillonnage égal à 1 s. Seule la composante verticale est analysée. Pour chaque station, et pour chaque segment de 24h avec un taux de fonctionnement $> 90\%$ (voir section 1.2), les enregistrements sismiques ont subi les étapes de traitement suivantes :

-
1. déconvolution de la réponse instrumentale entre 2.5 et 50 s de période
 2. normalisation des amplitudes temporelles par moyenne glissante avec une fenêtre égale à 25 s (méthode RAM avec $N=12$, section 2.5)
 3. blanchiment spectral entre 2.5 et 50 s de période

La longueur de la fenêtre utilisée pour la normalisation des amplitudes temporelles est choisie en accord avec les tests préliminaires présentés dans la section 2.5 (chapitre 2). Les intercorrélations moyennes entre chaque paire de stations sont ensuite calculées dans le domaine fréquentiel, suivant la méthode décrite dans le chapitre 2.

Qualité et sélection des intercorrélations

Le rapport signal sur bruit est utilisé pour estimer la qualité des signaux reconstruits dans les intercorrélations (voir section 2.4). Bien que ce critère n’apporte pas d’indication sur la qualité du signal reconstruit en termes de fonction de Green empirique, une valeur minimale du rapport signal sur bruit assure que la dispersion est calculée sur un signal émergent dans l’intercorrélation. Les intercorrélations associées à un rapport signal sur bruit inférieur à 5 à la fois sur la partie causale et anticausale sont rejetées.

Afin de respecter l’approximation en champ lointain, et calculer le signal sur une gamme de périodes suffisamment étendue, les intercorrélations associées aux paires dont la distance interstation est inférieure à 180 km sont également rejetées (voir chapitre 4). Au final, le nombre de corrélations sélectionnées est de 1268. Le tableau 5.2 résume le nombre de signaux rejetés à chaque étape de sélection.

Ces critères de sélection, plutôt conservatifs, peuvent être utilisés grâce à l’interprétation du diagramme de dispersion en termes de fonctions de densité de probabilité de l’énergie sismique (chapitre 4). En cas de dispersion de mauvaise qualité (peu d’énergie, branches multiples, discontinuité), la variance *a posteriori* associée au

modèle de vitesse unidimensionnel est élevée, et le modèle a donc une influence limitée sur les résultats de la tomographie.

La figure 5.7 montre que les 1268 corrélations sélectionnées sont issues d'une quantité de données variable comprise entre 25 et 830 jours. La majorité des corrélations sont associées à un nombre de jours supérieur à 100 et inférieur à 500.

Un sous-ensemble de 252 intercorrélations entre 2,5-50 s de période est représenté sur la figure 5.8a. Des émergences sont observées à des temps correspondant à des vitesses comprises entre 2 et 5 km/s ce qui est cohérent pour une vitesse de propagation d'ondes de surface le long du grand cercle reliant chaque paire de stations. Le filtrage des intercorrélations dans des gammes de fréquences plus étroites permet de mettre en évidence la dispersion de ces signaux émergents. Entre 5 et 10 s de période, la vitesse apparente moyenne est de 3 km/s (figure 5.8a) alors qu'elle est de 4,5 km/s entre 30 et 50 s de période (figure 5.8e). La procédure de traitement mise en œuvre semble donc être adaptée pour reconstruire des fonctions de Green empiriques, dominées principalement par le mode fondamental de l'onde de Rayleigh.

Dépendance azimutale du rapport signal sur bruit

La symétrie des amplitudes des signaux reconstruits dans les parties causales et anticausales des intercorrélations nous renseigne sur la distribution des sources de bruit sismique autour du réseau (Stehly et al., 2006). Les amplitudes sont symétriques si la distribution des sources est uniforme. La symétrie apparente des corrélations observée sur la figure 5.8 ne doit pas être interprétée car les paires ne sont pas orientées. Il est plus adapté d'étudier la dépendance azimutale du rapport signal sur bruit calculé dans les parties causales et anticausales des intercorrélations (p. ex. Yang et Ritzwoller, 2008 ; Tian et Ritzwoller, 2015) et figure 5.9. Entre 2,5 et 50 s de période, les valeurs du rapport signal sur bruit sont fortement dépendantes de l'orientation de la paire (figure 5.9a). Les résultats indiquent un flux d'énergie dominant ($\text{SNR} > 30$) qui se

Total théorique (55 stations) : 1485 paires		
critère	acceptées	rejetées
$N > 0$	1407	78
$\Delta > 180$ km	1277	130
$\text{SNR} > 5$	1268	9
Total effectif : 1268 paires		

TABLE 5.2: Sélection des intercorrélations. N : nombre de segments additionnés, SNR : rapport signal sur bruit, Δ : distance interstation.

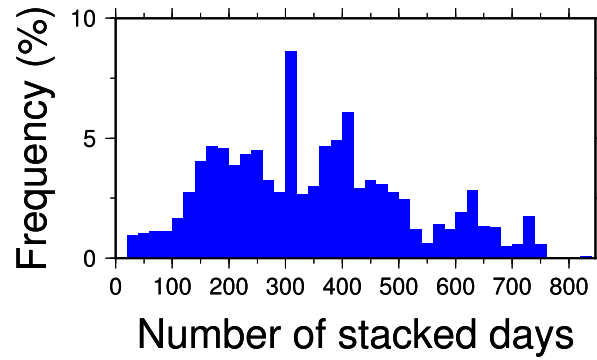


FIGURE 5.7 : Statistiques sur les 1268 intercorrélations sélectionnées concernant le nombre de jours additionnés pour chaque intercorrélations.

propage du quadrant Nord-Ouest vers le quadrant Sud-Est, ce qui est en accord avec les résultats communément observés dans la littérature (p. ex. [Yang et Ritzwoller, 2008](#) ; [Silveira et al., 2013](#) ; [Macquet et al., 2014](#)). La signature d'un autre flux d'énergie (SNR > 20) se propageant du Nord-Est vers le Sud-Ouest est aussi observé. Dans l'ensemble, les valeurs du rapport signal sur bruit sont supérieures à 7 quelle que soit l'orientation de la paire de stations. La même analyse dans des gammes de périodes plus étroites montrent des résultats similaires entre 5 – 10 s et 10 – 20 s de période (figure 5.9b,c). Les résultats obtenus entre 5 – 10 s de période sont en accord avec les observations faites dans la section 3.4, qui indiquent la présence de nombreuses sources de bruit microsismique secondaire en Atlantique Nord. Les résultats sont très différents entre 20 – 30 s et 30 – 50 s de période avec une énergie dominante provenant du Nord-Est (figure 5.9b,c). Ce changement de direction à longue période a déjà été observé par [Yang et Ritzwoller \(2008\)](#). La direction préférentielle observée entre 20 et 30 s de période ne correspond pas à la direction attendue pour la source persistante à 26 s localisée dans le Golfe de Guinée, située au Sud du réseau (voir section 3.3). Dans cette gamme de période, l'énergie dominante ne semble pas être générée par cette source persistante localisée.

Symétrisation des intercorrélations

Bien qu'une forte asymétrie en amplitude soit observée (figure 5.9), l'émergence d'un signal est effective à la fois dans la partie causale et anticausale des intercorrélations. La figure 5.10 montre que la symétrisation des intercorrélations (section 2.4) permet d'obtenir des rapports signal sur bruit plus élevés. En conséquence, les 1268 intercorrélations symétrisées filtrées entre 2,5 et 50 s de période constituent la base de données utilisée pour calculer les diagrammes de dispersion (voir chapitre 4).

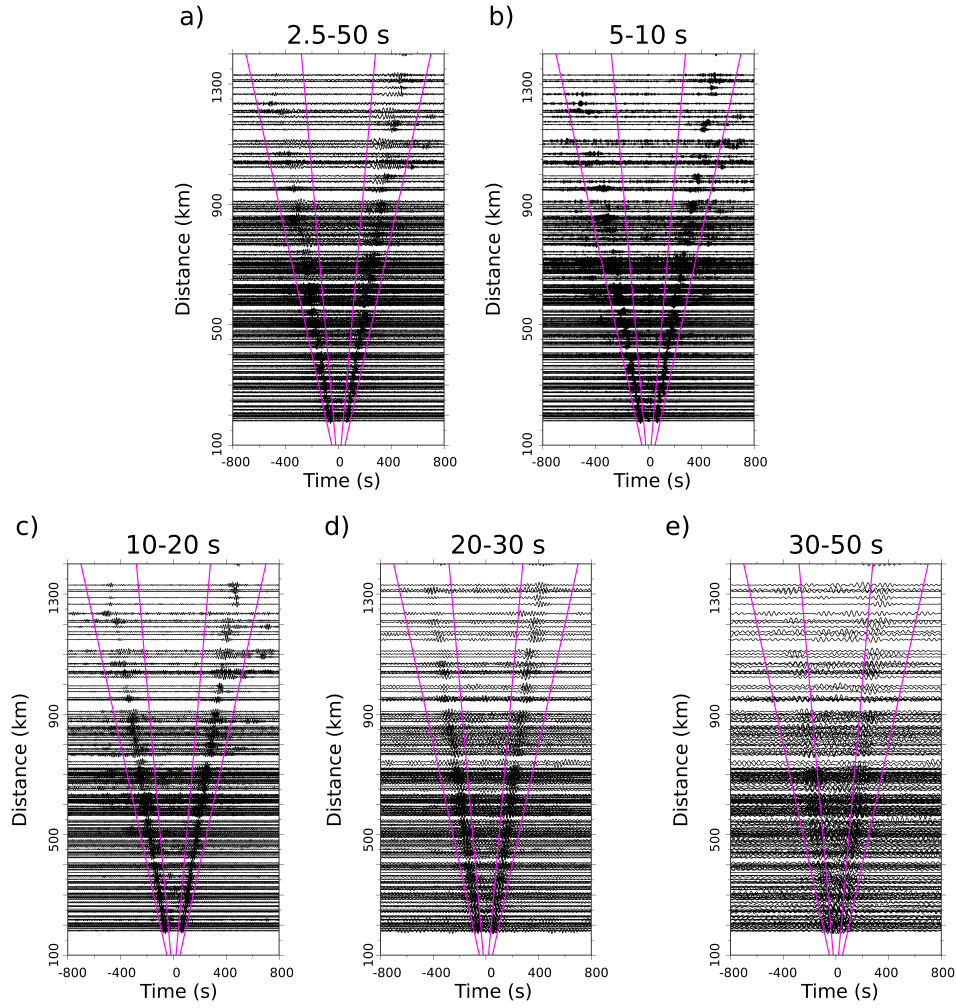


FIGURE 5.8 : Sous-ensemble de 252 intercorrélations représentées en fonction de la distance interstation et filtrées entre, a) 2.5 et 50 s de période, b) 5 et 10 s, c) 10 et 20 s, d) 20 et 30 s, et e) 20 et 50 s de période. Les lignes magenta indiquent les temps d'arrivée compris entre 2 km/s et 5 km/s de vitesse. Chaque signal est normalisé par la valeur d'amplitude maximale. Noter que les paires ne sont pas orientées. La symétrie apparente des signaux dans les temps positifs et négatifs ne peut donc pas être interprétée.

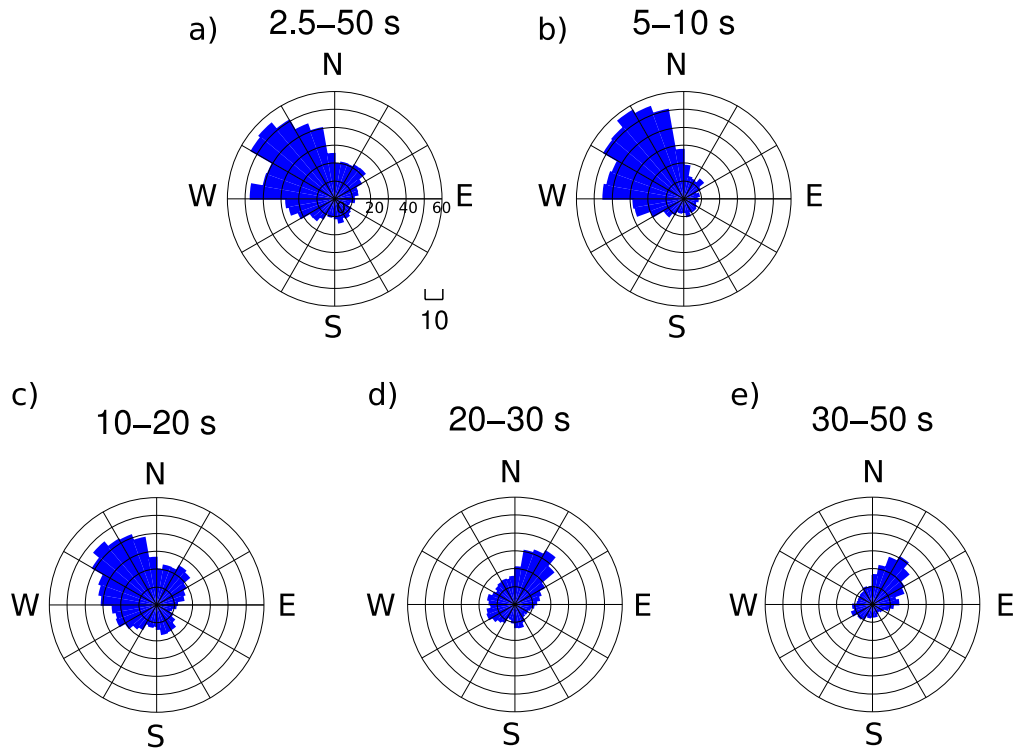


FIGURE 5.9 : Dépendance azimutale du rapport signal sur bruit dans les intercorrélations filtrées entre a) 2.5-50 s de période, b) 5 et 10 s, c) 10 et 20 s, d) 20 et 30 s, et e) 30 et 50 s. Le rapport signal sur bruit moyen calculé sur des intervalles de 10° est représenté. L'échelle radiale est identique sur chaque figure.

5.5 Modèles de vitesse unidimensionnels

Les diagrammes de dispersion des intercorrélations symétrisées sont inversés en profondeur en utilisant la procédure d'inversion non linéaire présentée dans le chapitre 4. Le gamme de périodes inversée est calculée en fonction de la distance interstation. La figure 5.12 présente des exemples de profils de vitesse unidimensionnels obtenus sur différents trajets avec des distances interstations variées. Les valeurs de vitesse à chaque profondeur sont issues de la moyenne des 100 meilleurs modèles acceptés lors de la seconde étape d'inversion, tandis que la barre d'erreur est définie par l'écart-type de ces 100 modèles (section 4.4.4).

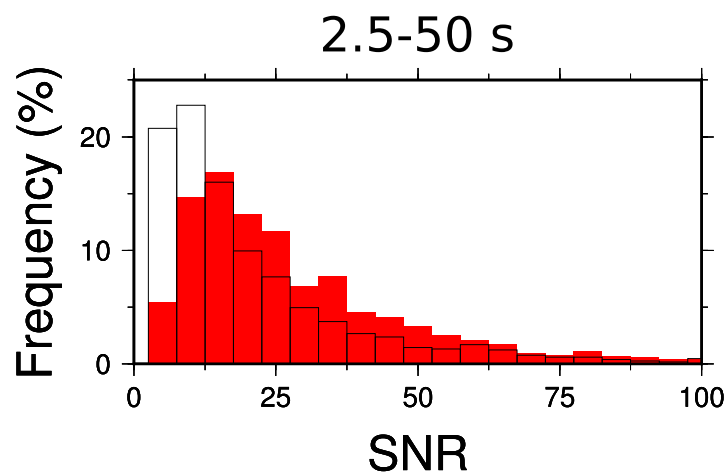


FIGURE 5.10 : Statistiques sur les 1268 intercorrélations sélectionnées concernant le rapport signal sur bruit des intercorrélations avant (transparent) et après symétrisation (rouge).

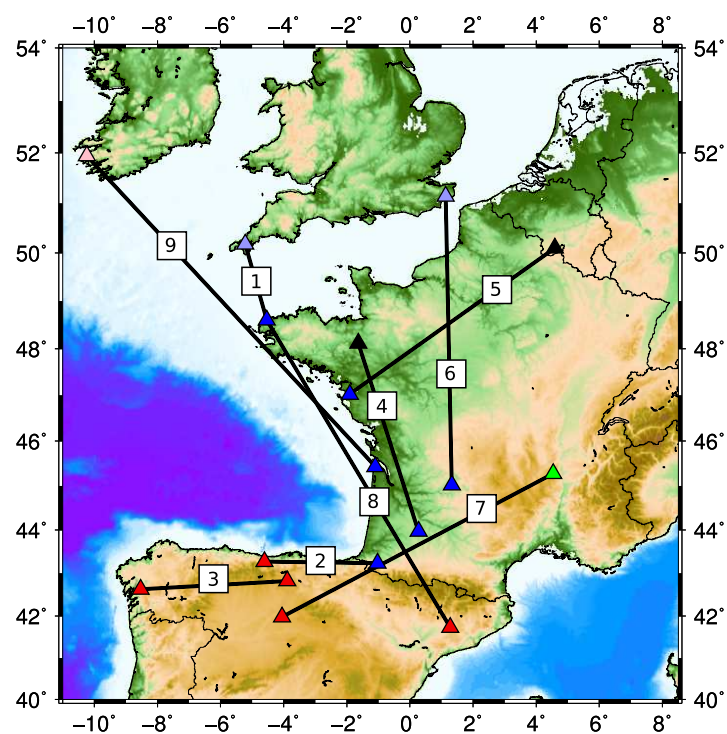


FIGURE 5.11 : Trajets associés aux profils de vitesse représentés sur la figure 5.12.

Dans tous les cas, les profils de vitesse sont lisses, en accord avec la paramétrisation utilisée, et le comportement attendu pour des profils de vitesse moyens résultant de l'intégration des effets liés aux structures de vitesse traversées par l'onde le long du trajet. Des différences notables sont observées entre les profils de vitesse, ce qui témoigne de la variabilité des domaines géologiques échantillonnés par les différents trajets. On observe des modèles avec un gradient de vitesse linéaire avec la profondeur (trajets 3, 4, 9), ainsi que des modèles avec une (trajets 2, 6, 7) ou deux (trajets 1, 8) « interfaces ». Le trajet 2 possède des variations de vitesse brutales avec la profondeur, qui peuvent être issues d'un phénomène de compensation lié à la présence d'une discontinuité non modélisable par la paramétrisation utilisée (voir chapitre 4, figure 4.9). Enfin, on observe que les variances *a posteriori*, pour les profondeurs les plus élevées, diminuent avec l'augmentation de la distance interstation ce qui est cohérent avec l'élargissement de la gamme de périodes inversées.

L'ensemble des profils de vitesse moyens est ensuite traduit en terme de perturbation de vitesse locale à chaque profondeur par l'utilisation d'une méthode de régionalisation.

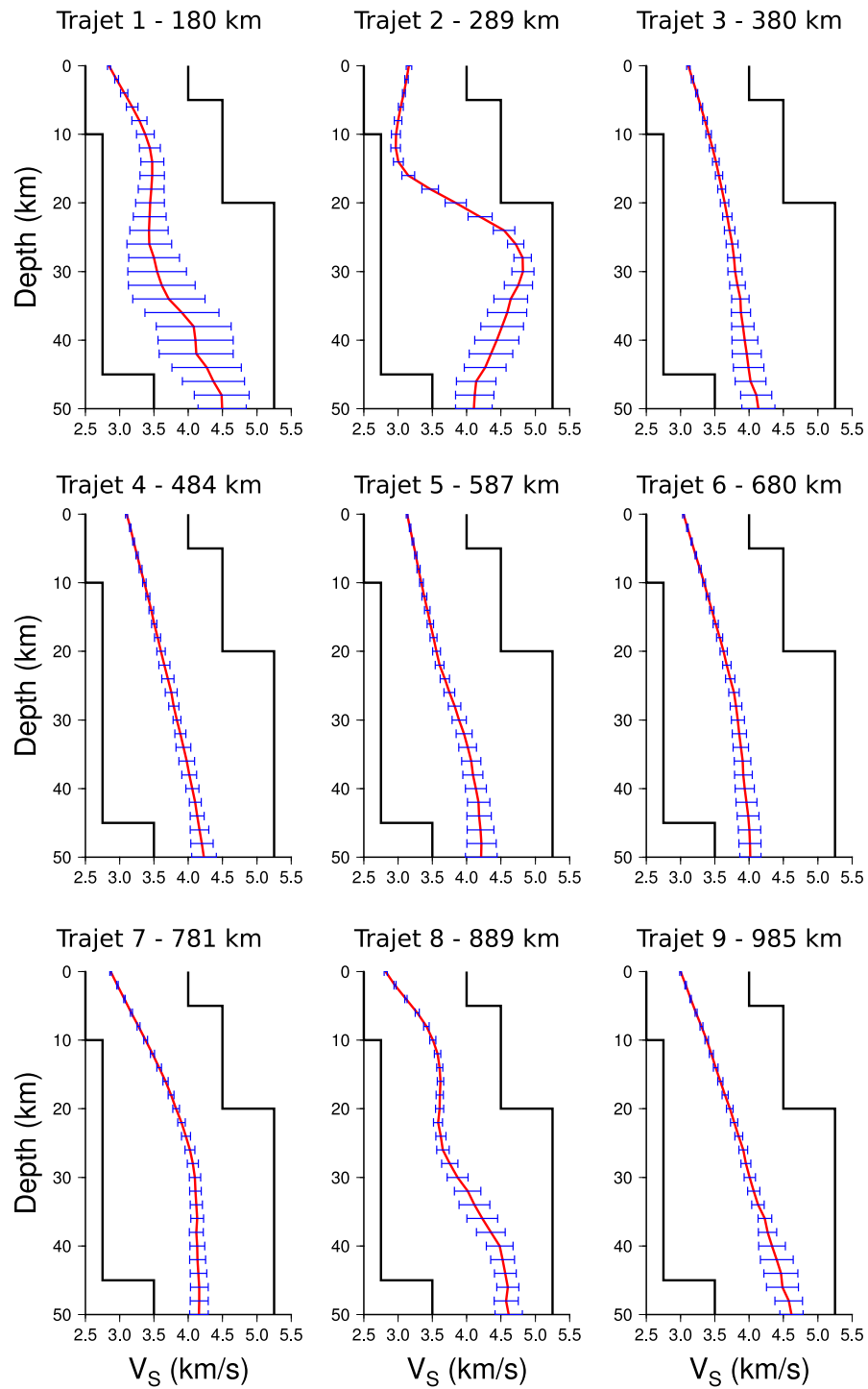


FIGURE 5.12 : Profils de vitesse moyens obtenus sur 9 trajets (figure 5.11) entre 0 et 50 km de profondeur, à partir de la procédure d'inversion présentée dans le chapitre 4.

5.6 Régionalisation des profils de vitesse

5.6.1 Théorie

Problème direct

La décomposition tensorielle énoncée par [Backus \(1965\)](#) permet d'exprimer la vitesse d'une onde en fonction de sa direction de propagation Ψ (angle entre le Nord géographique et le nombre d'onde). Soit $V_0(\theta, \phi, z)$ est une vitesse sismique cisailante de référence à une profondeur donnée z , et au point de coordonnées (θ, ϕ) , la vitesse de l'onde peut s'écrire

$$V(\theta, \phi, z, \Psi) = V_0(\theta, \phi, z) + \delta V(\theta, \phi, z, \Psi). \quad (5.1)$$

La perturbation de vitesse $\delta V(\theta, \phi, \omega, \Psi)$ est définie par

$$\delta V(\theta, \phi, z, \Psi) = \frac{1}{2V_0(\theta, \phi, z)} \left[A_1(\theta, \phi, z) + A_2(\theta, \phi, z) \cos 2\Psi + A_3(\theta, \phi, z) \sin 2\Psi \right. \\ \left. + A_4(\theta, \phi, z) \cos 4\Psi + A_5(\theta, \phi, z) \sin 4\Psi \right], \quad (5.2)$$

où $A_1, \dots, A_5$, dépendent des paramètres élastiques du milieu en fonction de la profondeur ([Montagner et Nataf, 1986](#) ; [Lévêque et al., 1998](#)). Les perturbations isotropes sont regroupées dans le terme A_1 tandis que les termes $A_2, \dots, A_5$ contiennent les effets liés à l'anisotropie azimutale.

Pour les ondes de Rayleigh, les termes A_4 et A_5 sont souvent ignorés car ils sont supposés être résolus par les ondes de Love seulement (p. ex. [Lévêque et al., 1998](#)). Dans cette étude, le problème direct est développé à partir de l'expression complète énoncée par l'équation 5.2.

Pour une profondeur donnée z , le temps d'arrivée d'une onde associé au $j^{\text{ième}}$ trajet peut être exprimé en divisant le trajet en m segments, tel que,

$$\frac{\Delta_j}{\langle V_j(z) \rangle} = \sum_{k=1}^m \frac{l_{jk}}{V_{jk}(\theta_{jk}, \phi_{jk}, z, \Psi_j)}, \quad (5.3)$$

où $\langle V_j(z) \rangle$ est la vitesse sismique intégrée le long du $j^{\text{ième}}$ trajet dont la distance entre les stations est notée Δ_j . $\langle V_j(z) \rangle$ est obtenue pour chaque trajet et pour chaque profondeur par la procédure d'inversion non linéaire décrite dans le chapitre 4. $V_{jk}(\theta_{jk}, \phi_{jk}, z, \Psi_j)$ correspond à la vitesse locale sur chacun des m segments de longueur l_{jk} qui composent le $j^{\text{ième}}$ trajet de direction Ψ_j ($\Delta_j = \sum_{k=1}^m l_{jk}$). On fait l'approximation que l'angle Ψ_j est constant le long du trajet, ce qui est valable à des échelles régionales dans des zones suffisamment éloignées des pôles.

En introduisant $V_0(z)$ une vitesse cisailante de référence isotrope à une profondeur donnée z , identique en tout point de la région considérée, l'équation 5.3 devient

$$\frac{\Delta_j}{\langle V_j(z) \rangle} = \sum_{k=1}^m \frac{l_{jk}}{V_0(z)} \left[1 + \frac{\delta V_{jk}(\theta_{jk}, \phi_{jk}, z, \Psi_j)}{V_0(z)} \right]^{-1}, \quad (5.4)$$

où $\delta V_{jk}(\theta_{jk}, \phi_{jk}, z, \Psi_j) = V_{jk}(\theta_{jk}, \phi_{jk}, z, \Psi_j) - V_0(z)$ est une perturbation de vitesse locale. La vitesse de référence pour une profondeur donnée est choisie ici comme étant la médiane de toutes les valeurs de vitesse mesurées à cette profondeur sur chaque trajet j , mais cette valeur n'est pas déterminante au vu de la faible non-linéarité du problème. L'équation 5.4 traduit une égalité de lenteurs. Cependant, nous n'avons pas directement accès à une perturbation de lenteur mais à une perturbation de vitesse. Le problème est donc exprimé en fonction d'une perturbation de vitesse développée au 3^{ième} ordre. Cette correction permet d'obtenir des résultats identiques à une perturbation de lenteur pour des variations de vitesse modérées ($< 10\%$) (Beucler et al., 2003 ; Beucler et Montagner, 2006).

Par conséquent, le problème direct s'écrit ¹

$$\begin{aligned} \mathbf{d} &= g(\mathbf{p}) \\ \frac{\langle \mathbf{V}(z) \rangle - V_0(z)}{\langle \mathbf{V}(z) \rangle} &= \frac{1}{\Delta} \sum_{k=1}^m \mathbf{l}_k (\mathbf{p}_k - \mathbf{p}_k^2 + \mathbf{p}_k^3), \end{aligned} \quad (5.5)$$

avec $\mathbf{p}_k = \mathbf{p}_{1k} + \mathbf{p}_{2k} \cos 2\Psi + \mathbf{p}_{3k} \sin 2\Psi + \mathbf{p}_{4k} \cos 4\Psi + \mathbf{p}_{5k} \sin 4\Psi$. Le vecteur $\mathbf{p}_k$ est donc composé de cinq sous-vecteurs correspondants aux différents termes de l'équation 5.2

1. Le développement mathématique détaillé est présenté en Annexes.

tel que,

$$\mathbf{p}_{1k} = \frac{A_1(\theta_k, \phi_k, z)}{2V_0^2(z)}, \quad \mathbf{p}_{2k} = \frac{A_2(\theta_k, \phi_k, z)}{2V_0^2(z)}, \text{ etc.}$$

Le vecteur $\langle \mathbf{V}(z) \rangle$ contient les valeurs de vitesse moyenne pour chaque trajet à une profondeur donnée. Δ et Ψ sont des vecteurs qui contiennent respectivement les distances épicentrales et l'azimut de chaque trajet. La dimension de ces vecteurs est donnée par le nombre de mesures de vitesse indépendantes. Pour chaque trajet, le vecteur $\mathbf{l}_k$ contient les longueurs des segments qui le composent. La dimension du vecteur $\mathbf{p}$ est donnée par le nombre de points dans lequel les perturbations sont mesurées.

Les équations 5.3, 5.4 et 5.5 ne font aucune hypothèse concernant le trajet suivi par l'onde. Dans cette étude, on suppose que l'onde se propage le long d'un trajet défini par le grand cercle reliant les deux stations. Bien que des déviations du grand cercle de 10° ont été observées sur des intercorrélations du champ d'onde sismique ambiant à des échelles globales (Pedersen et al., 2015), des effets beaucoup plus faibles sont communément observés à des échelles régionales (p. ex. Lin et al., 2009), notamment parce que la distance interstation est beaucoup plus petite (Maupin, 2011). L'approximation du grand cercle est donc généralement utilisée dans les études de tomographie régionale (Barmin et al., 2001).

Problème inverse

Le développement au 3^{ième} ordre (équation 5.5) induit une certaine non linéarité, mais qui est suffisamment faible (Beucler et Montagner, 2006) pour utiliser une méthode de résolution itérative classique d'optimisation au sens des moindres carrés (Tarantola et Valette, 1982). Par conséquent, on fait l'hypothèse que les informations *a priori* sur les données et paramètres suivent une distribution de probabilité gaussienne (Tarantola, 2005). Le problème inverse consiste à minimiser une fonction coût $S(\mathbf{p}_r)$,

$$S(\mathbf{p}_r) = \frac{1}{2} [(g(\mathbf{p}_r) - \mathbf{d})^T \mathbf{C}_d^{-1} (g(\mathbf{p}_r) - \mathbf{d}) + (\mathbf{p}_r - \mathbf{p}_0)^T \mathbf{C}_p^{-1} (\mathbf{p}_r - \mathbf{p}_0)], \quad (5.6)$$

où $\mathbf{p}_r$ est la configuration de paramètre à l'itération r . $\mathbf{C}_d$ et $\mathbf{C}_p$ sont les matrices de covariances *a priori* sur les données et les paramètres. $\mathbf{p}_0$ contient le modèle de départ. La faible non-linéarité du problème permet d'utiliser n'importe quel modèle de départ $\mathbf{p}_0$. À chaque itération r , la nouvelle configuration des paramètres du modèle s'exprime,

$$\begin{aligned}\mathbf{p}_r &= \mathbf{p}_0 + \mathbf{C}_p \mathbf{G}_{r-1}^T \mathbf{M}^{-1} [\mathbf{d} - g(\mathbf{p}_{r-1}) + \mathbf{G}_{r-1}(\mathbf{p}_{r-1} - \mathbf{p}_0)], \\ \text{avec} \\ \mathbf{M} &= [\mathbf{C}_d + \mathbf{G}_{r-1} \mathbf{C}_p \mathbf{G}_{r-1}^T],\end{aligned}\tag{5.7}$$

où $\mathbf{G}$ est la matrice des dérivées partielles telle que $\mathbf{G}_{r-1} = \partial g(\mathbf{p}_{r-1}) / \partial \mathbf{p}_{r-1}$ (Tarantola et Valette, 1982).

Paramétrisation et relation entre les données et les paramètres du modèle

Une discrétisation en nœuds est utilisée pour la paramétrisation (Tarantola et Nercissian, 1984 ; Barmin et al., 2001). L'espace des modèles est discrétisé en points régulièrement espacés sur une Terre sphérique. La distance entre les points est de 50 km, soit 967 points de calcul au total pour la région considérée.

Les intersections entre les trajets sont utilisées pour relier les données aux paramètres du modèle (méthode CLASH, Beucler et Montagner, 2006). Ce principe est illustré sur la figure 5.13. On observe qu'à chaque intersection (disque rouge), le point de calcul le plus proche est détecté (croix bleue), puis projeté orthogonalement sur les deux trajets concernés (ligne pointillée). Les points situés à demi-distance de chaque point de calcul projeté sur le trajet (étoiles vertes) définissent les portions de trajets de longueurs l_k (équation 5.5), qui sont associées aux points de calcul correspondants. Plusieurs intersections peuvent donc être associées à un même point de calcul. L'influence de chaque point de calcul sur le trajet (indiquée par les zones bleutées) est donc directement contrôlée par la densité des croisements. La portion de trajet la plus petite est déterminée par la distance entre les points de grille.

Une version régionale du CLASH, initialement développé pour la tomographie globale (Beucler, 2002), a été développée au cours de cette thèse. Les principales modifica-

tions qui ont été appliquées concernent la gestion des bords. Des points de croisement ont été associés le long des trajets situés sur les bords du réseau afin d'assurer une covariance entre les paramètres, et ainsi éviter un report des anomalies à l'extérieur de la zone résolue.

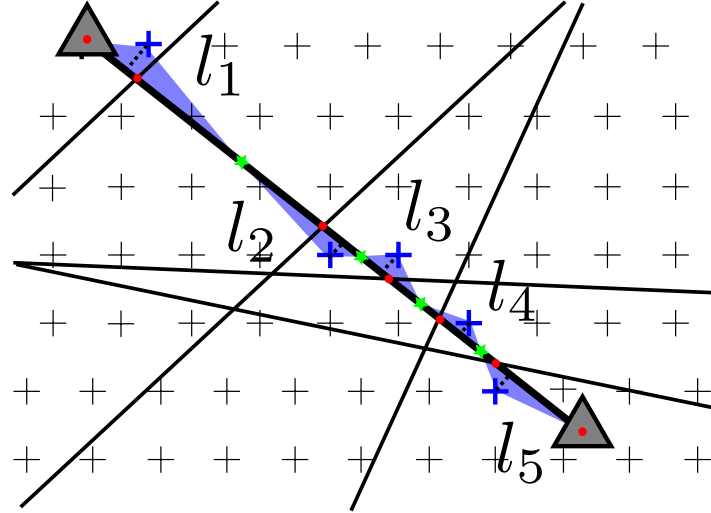


FIGURE 5.13 : Schéma illustrant les relations existant entre les données et les paramètres du modèle pour un trajet (ligne noire épaisse) dans l'approche de régionalisation.

Covariance *a priori* sur les paramètres

L'opérateur de covariance $\mathbf{C}_p$ entre les paramètres est défini par une fonction Gaussienne tel que,

$$\mathbf{C}_p(r, r') = \sigma^2 \exp \left[\frac{-\Delta_{rr'}^2}{2L_{corr}^2} \right], \quad (5.8)$$

où σ^2 est la variance *a priori* sur les paramètres, $\Delta_{rr'}$ la distance entre deux points de calcul, situés aux positions r et r' , et L_{corr} la longueur de corrélation (Montagner, 1986). Le choix dans la valeur de σ dépend de l'ordre de grandeur *a priori* des perturbations à retrouver. Il dépend aussi du degré de confiance que l'on souhaite accorder aux informations *a priori* sur les paramètres par rapport à celui que l'on a sur les informations

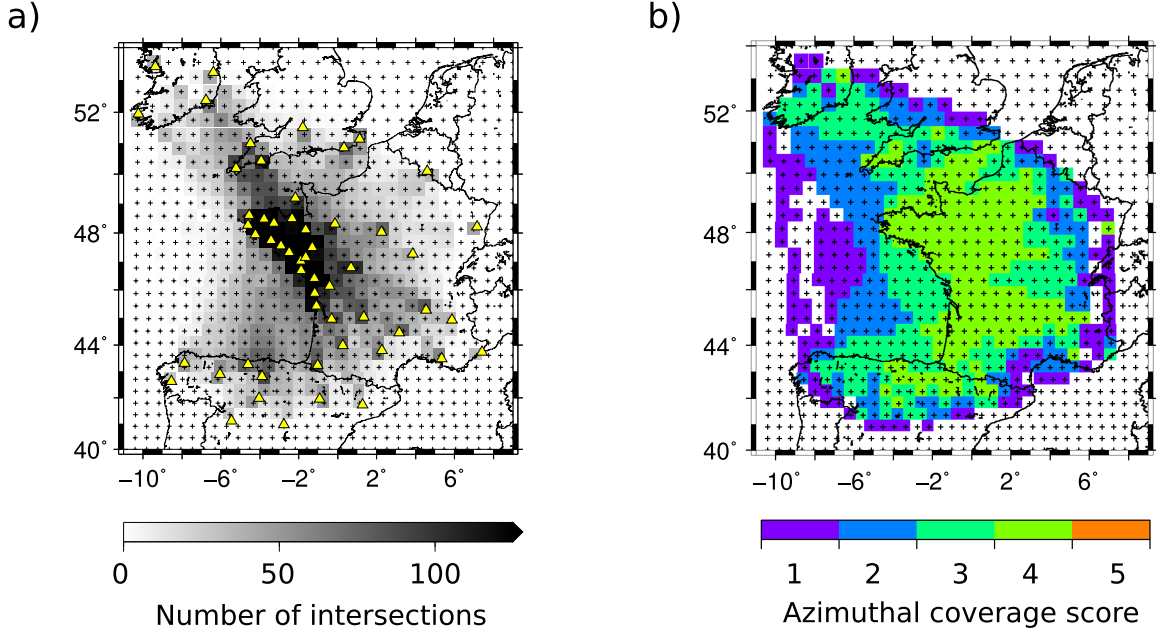


FIGURE 5.14 : Couverture de la région d'étude en termes du nombre d'intersections (a) et de la répartition azimutale (b). L'intervalle $[0, \pi]$ est divisé en 5 intervalles de 36° chacun. Un score de 5 est donné si au moins un trajet est présent dans chaque intervalle.

apportées par les données. Les paramètres peuvent prendre des valeurs supérieures aux variances *a priori* mais cela a pour conséquence une forte augmentation de la valeur de la fonction coût (équation 5.6). La valeur de σ s'exprime en pourcentage.

La longueur de corrélation est choisie de manière à ce que chaque point de calcul soit associé à un nombre suffisant de trajets aux azimuts variés pour résoudre les termes isotropes et anisotropes. La détermination des termes isotropes et les termes en 2Ψ nécessitent au moins 3 trajets avec des azimuts répartis uniformément dans l'intervalle $[0; \pi]$ (Debayle, 1999). La condition est encore plus stricte pour les termes anisotropes en 4Ψ qui nécessitent au moins 3 trajets avec des azimuts répartis uniformément dans l'intervalle $[0; \frac{\pi}{2}]$. Lorsque la couverture de trajets est hétérogène à l'intérieur de la région étudiée, la longueur de corrélation peut varier d'un point de calcul à un autre en fonction de la couverture de trajets locale (Barmin et al., 2001 ; Beucler et Montagner,

2006). Dans cette étude, la couverture est bonne à l'intérieur du réseau puis décroît progressivement sur les bords (figure 5.14). Les zones non résolues sont peu nombreuses et peu étendues. La longueur de corrélation est choisie constante sur toute la région. σ et L_{corr} peuvent prendre des valeurs différentes pour les termes isotropes et anisotropes. Dans cette étude, on fait l'hypothèse qu'il n'y a pas de covariance entre les différents paramètres isotropes et anisotropes. Les valeurs de covariances ne varient pas avec la profondeur.

Covariance *a priori* sur les données

La matrice de covariance *a priori* sur les données, notée $\mathbf{C}_d$ regroupe à la fois les erreurs sur les données mesurées et celles associées avec le problème direct (Taratola, 2005). Comme dans le chapitre 4, on fait l'hypothèse que les erreurs associées au problème direct sont négligeables. Les erreurs sur les données mesurées correspondent à l'erreur *a posteriori* obtenue après l'inversion en profondeur (voir chapitre 4). Les vitesses étant déterminées de manières indépendantes sur chaque profil de vitesse, $\mathbf{C}_d$ est une matrice diagonale. Pour une profondeur donnée, les erreurs mesurées sur les profils de vitesse sont mises à l'échelle entre deux valeurs qui traduisent le degré de confiance accordé aux données par rapport à celui accordé sur les paramètres. Les valeurs de $\mathbf{C}_d$ doivent donc être choisies en adéquation avec la valeur de σ afin d'assurer un équilibre entre les données et l'image des modèles. Ces valeurs s'expriment en pourcentage.

Que ce soit pour les tests synthétiques ou l'inversion de données réelles, les valeurs choisies sont regroupées dans le tableau 5.3.

Représentation des paramètres et variance *a posteriori*

Les résultats de l'inversion pour le terme isotrope $\mathbf{p}_1$ sont exprimés en perturbation de vitesse par rapport à la vitesse de référence V_0 , tel que

$$\frac{\delta V(z)}{V_0(z)} = \left(\frac{V(z) - V_0(z)}{V_0(z)} \right) 100, \quad (5.9)$$

où V_0 est la valeur médiane de vitesse calculée pour une profondeur donnée z . $\delta V(z)/V_0(z)$ traduit donc une perturbation de vitesse locale indépendante de la direction de propagation de l'onde. Les termes $\mathbf{p}_{2,\dots,5}$ contiennent les effets liés à l'anisotropie azimutale. La combinaison linéaire de ces paramètres permet d'obtenir une valeur d'angle entre $[0, \pi]$ qui correspond à la direction de propagation rapide de l'onde. Les effets liés à l'anisotropie sont donc représentés en chaque point de calcul par un vecteur dont la direction indique la direction de propagation rapide, et la longueur la perturbation de vitesse associée. Les termes anisotropes sont inversés mais seules les perturbations de vitesse isotropes sont ici présentées car l'anisotropie nécessite une analyse plus détaillée (abordée dans les perspectives).

La variance *a posteriori* associée au terme isotrope est modélisée par la racine carrée des éléments diagonaux de la matrice de covariance *a posteriori*, notée $\mathbf{C}_{\mathbf{pp}}$, et qui s'exprime (Tarantola, 2005),

$$\mathbf{C}_{\mathbf{pp}} = \mathbf{C}_{\mathbf{p}} - \mathbf{C}_{\mathbf{p}} \mathbf{G}_{\mathbf{r}-1}^T \mathbf{M}^{-1} \mathbf{G}_{\mathbf{r}-1} \mathbf{C}_{\mathbf{p}}, \quad (5.10)$$

où $\mathbf{M}$ est définie par l'équation 5.7.

	d	p1		p2,p3,p4,p5	
	C_{d0} (%)	C_{p0} (%)	L_{corr} (km)	C_{p0} (%)	L_{corr} (km)
Synthétique	0.5	5	75	—	—
Réel	[5 – 10]	10	75	2	150

TABLE 5.3: Tableau indiquant les valeurs de variances *a priori* sur les données, les variances *a priori* sur les paramètres ainsi que les longueurs de corrélations qui ont été choisies pour la régionalisation des données synthétiques (section 5.6.2) et réelles (section 5.7).

5.6.2 Synthétiques

Afin de valider la méthode de régionalisation, plusieurs tests synthétiques ont été réalisés, deux sont détaillés dans cette partie. Ils sont effectués avec la couverture de données réelle obtenue après sélection (voir section 5.4.2), soit 1268 trajets au total. À partir de perturbations de vitesse synthétiques, les vitesses moyennes sur chaque trajet sont calculées en résolvant le problème direct (section 5.6.1). Le problème inverse est résolu en utilisant la méthode d'inversion par moindres carrés présentée dans la section 5.6.1. Dans tous ces tests synthétiques, l'anisotropie n'est pas prise en compte. Les valeurs de $\mathbf{C}_{d0}$, $\mathbf{C}_{p0}$ et L_{corr} choisies sont indiquées dans le tableau 5.3. Les valeurs de variances *a posteriori* $\mathbf{C}_{pp}$ sont calculées en chaque point de la grille.

Tests synthétiques irréalistes

Ces tests synthétiques sont composés d'anomalies de vitesse uniformes et isolées (figure 5.15). Le signe des perturbations varie d'une anomalie à une autre et aucun lissage n'est effectué sur les bords des anomalies. L'amplitude des anomalies est de ± 2.85 %. Un exemple de ce type de test est présenté sur la figure 5.15 avec trois anomalies de 150×200 km. Une anomalie de vitesse négative est localisée au Sud-Ouest de Paris, dans une zone où la couverture de trajet est bonne (figure 5.15a), tandis que deux anomalies de vitesse positives sont placées dans des zones moins bien couvertes, au niveau du Golfe de Gascogne et du Pays de Galles. La figure 5.15b présente les résultats de l'inversion. Les trois anomalies sont bien retrouvées. Bien que les paramètres puissent prendre librement des valeurs allant jusqu'à 5 % de leur valeur initiale, l'amplitude des anomalies est bien résolue. L'anomalie située au niveau de l'Angleterre est sensiblement moins bien résolue que les deux autres, avec une valeur d'amplitude retrouvée sous-estimée, et des limites légèrement floutées. La plus faible densité de croisements dans cette zone explique ces différences. Il est aussi important de noter que peu de lobes secondaires sont observés autour des trois anomalies retrouvées, et qu'aucune perturbation n'est visible à l'extérieur du réseau. Le même test, effectué avec un nombre plus

important de stations réparties uniformément sur la région étudiée, montre que les fluctuations résiduelles qui sont observées à l'intérieur du réseau sont uniquement liées à la configuration de données disponibles. Les valeurs de variance *a posteriori* apportent une information quantitative sur les zones résolues (figure 5.15c). On constate que les valeurs de variance *a posteriori* et la couverture de trajet sont très fortement corrélées (voir figure 5.14). La région la mieux résolue se situe au niveau du Massif armoricain.

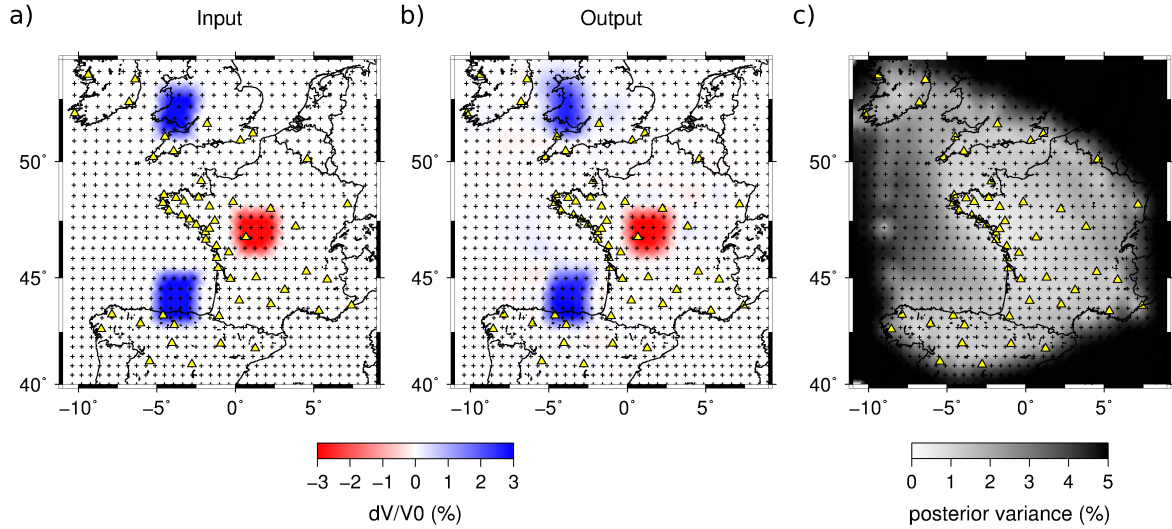


FIGURE 5.15 : Test synthétique irréaliste. a) Modèle synthétique b) Modèle obtenu après inversion c) Variance *a posteriori* sur les paramètres.

Tests synthétiques réalistes

Ces tests synthétiques sont composés de perturbations de vitesse variables sur l'ensemble de la région étudiée (figure 5.16). Chaque modèle est construit par la somme de 100 fonctions Gaussienne de largeur fixe. La largeur choisie contrôle la taille caractéristique des anomalies. La position de chaque Gaussienne est choisie aléatoirement. Les valeurs des perturbations sont ensuite mises à l'échelle entre $\pm 2.85\%$. Les transitions entre les anomalies sont naturellement lisses. Un exemple de ce type de test est présenté sur la figure 5.16. Le modèle synthétique possède des anomalies de 75 km

de longueur caractéristique, avec des valeurs d'amplitudes variables (figure 5.16a). Les régions au niveau du Golfe de Gascogne et du Nord de la France sont marquées par des fortes anomalies de vitesse négatives ($\simeq -2.85$ %) étendues sur plusieurs centaines de kilomètres, tandis que le centre de la France est associé à des anomalies moins larges (< 100 km) possédant des amplitudes plus faibles ($\simeq 1$ %). On note aussi la présence d'une anomalie de vitesse nulle de petite taille ($\simeq 75$ km) localisée au niveau du Golfe de Gascogne. La figure 5.16b présente les résultats de l'inversion. On observe que la géométrie, ainsi que l'amplitude, de la plupart des anomalies sont très bien retrouvées à l'intérieur du réseau. L'anomalie de vitesse nulle située dans le Golfe de Gascogne est détectée mais son amplitude est mal contrainte. Les effets liés au lissage spatial introduit par l'opérateur $\mathbf{C}_{\mathbf{p0}}$, et à la couverture de trajets limitée dans cette zone, ne permettent pas de retrouver des anomalies de cette taille. Les régions situées à l'extérieur du réseau retrouvent des perturbations de vitesse nulles, ce qui montre qu'il n'y a pas de risque de propagation d'erreur de part et d'autres des zones résolues. Les valeurs de variance *a posteriori* (figure 5.16c) sont très proches de celles qui sont observées sur la figure 5.15c, confirmant ainsi le rôle déterminant de la couverture de trajets sur les valeurs de variance *a posteriori*.

Des tests avec des anomalies de différentes tailles caractéristiques ont aussi été effectués afin d'estimer quantitativement le pouvoir de résolution. L'écart entre le modèle retrouvé et le modèle recherché est calculé systématiquement sur 10 réalisations de modèles indépendantes. La moyenne de ces écarts est ensuite calculée. Les résultats sont représentés sur la figure 5.17 pour des longueurs caractéristiques d'anomalies de 50, 75 et 100 km. On observe que la région associée avec des écarts proches de 0 augmente avec la taille des anomalies. Pour une longueur caractéristique de 50 km, seule une zone au niveau du Massif armoricain possède de faibles écarts moyens. Pour une longueur caractéristique égale et supérieure à 75 km, la zone résolue s'étend au niveau du Bassin parisien et du Bassin aquitain, et aux régions côtières du Golfe de Gascogne. On observe que des différences significatives subsistent dans certaines zones au large du Golfe de Gascogne, représentatives du manque de résolution dans ces régions.

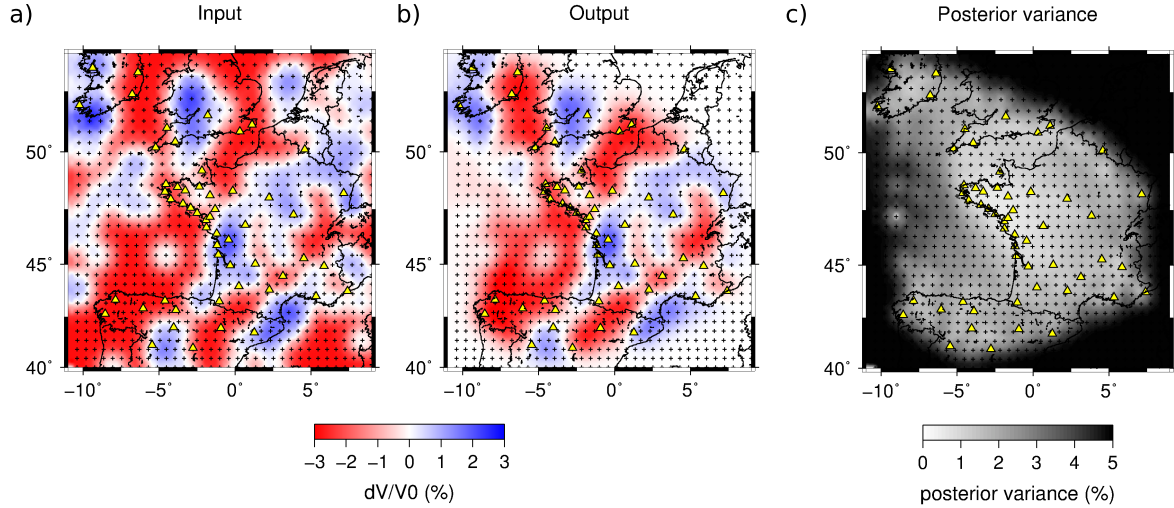


FIGURE 5.16 : Exemple de test synthétique réaliste. a) Modèle synthétique b) Modèle obtenu après inversion c) Variance *a posteriori* sur les paramètres (voir le texte pour les détails).

5.6.3 Temps d'exécution

La procédure de régionalisation est divisée en trois étapes : (1) détermination des croisements et assignation des points de calcul, (2) inversion, (3) calcul de la variance *a posteriori*. Sur un ordinateur équipé d'un processeur Intel Xeon 2 GHz avec 6 cœurs, le temps d'exécution total est inférieur à 2 min (étape 1 : 5 min, étape 2 : 30 sec, étape 3 : 15 sec). L'étape 1 est la plus coûteuse en temps de calcul, et son temps d'exécution augmente rapidement avec le nombre de trajets et le nombre de points de calcul. Dans notre cas, la configuration de trajet est identique à chaque profondeur. L'étape 1 est donc effectuée une seule fois. Il est donc possible d'obtenir 100 cartes de vitesse en moins d'1h30.

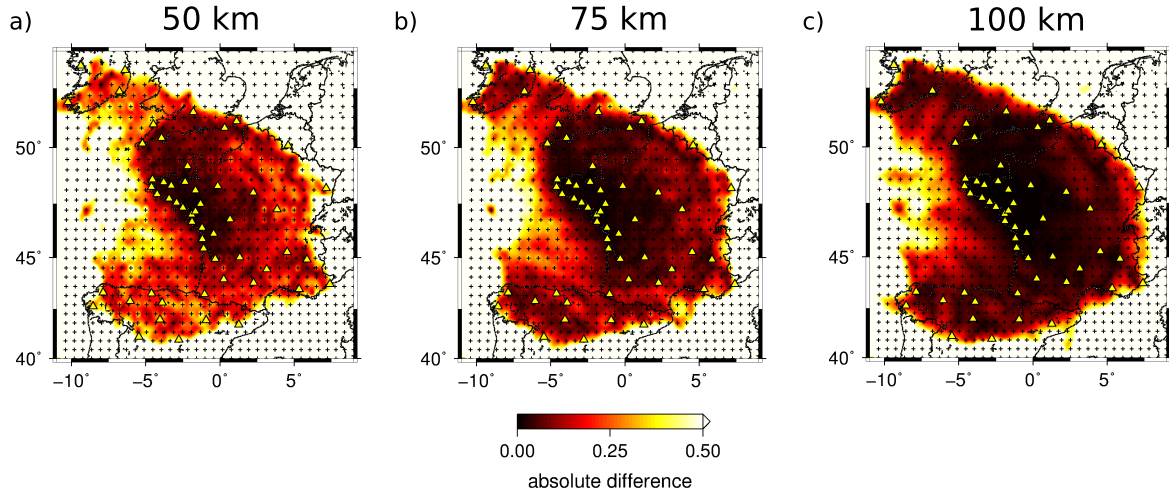


FIGURE 5.17 : Moyenne des différences absolues entre le modèle recherché et le modèle retrouvé à partir de 10 réalisations indépendantes de modèle synthétique réalistes composés d'anomalies de 50 km (a), 75 km (b) et 100 km (c) de longueur caractéristique. Un exemple de réalisation pour 75 km est présenté dans la figure 5.16.

5.7 Résultats

La régionalisation des données réelles a été effectuée entre 0 et 60 km de profondeur, tous les 2 km. Les cartes de vitesse isotrope obtenues à 4, 10, 20 et 30 km de profondeur sont présentées sur la figure 5.18. Les perturbations les plus importantes sont atteintes à 30 km de profondeur, pour laquelle des perturbations de vitesse maximales sont observées au niveau du Golfe de Gascogne (13%). C'est à 10 km de profondeur que le milieu apparaît plus homogène. À cette profondeur, les perturbations de vitesses les plus importantes (−9%) sont observées au Sud du Golfe de Gascogne. Pour toutes les profondeurs, les anomalies de vitesse sont continues et lisses, ce qui témoigne de la stabilité de la procédure d'inversion. En règle générale, le nombre d'itérations nécessaire est compris entre 2 et 4.

Par défaut, la régionalisation est effectuée en considérant l'ensemble des termes anisotropes présents dans l'équation 5.2. Cependant, les cartes de vitesses isotropes

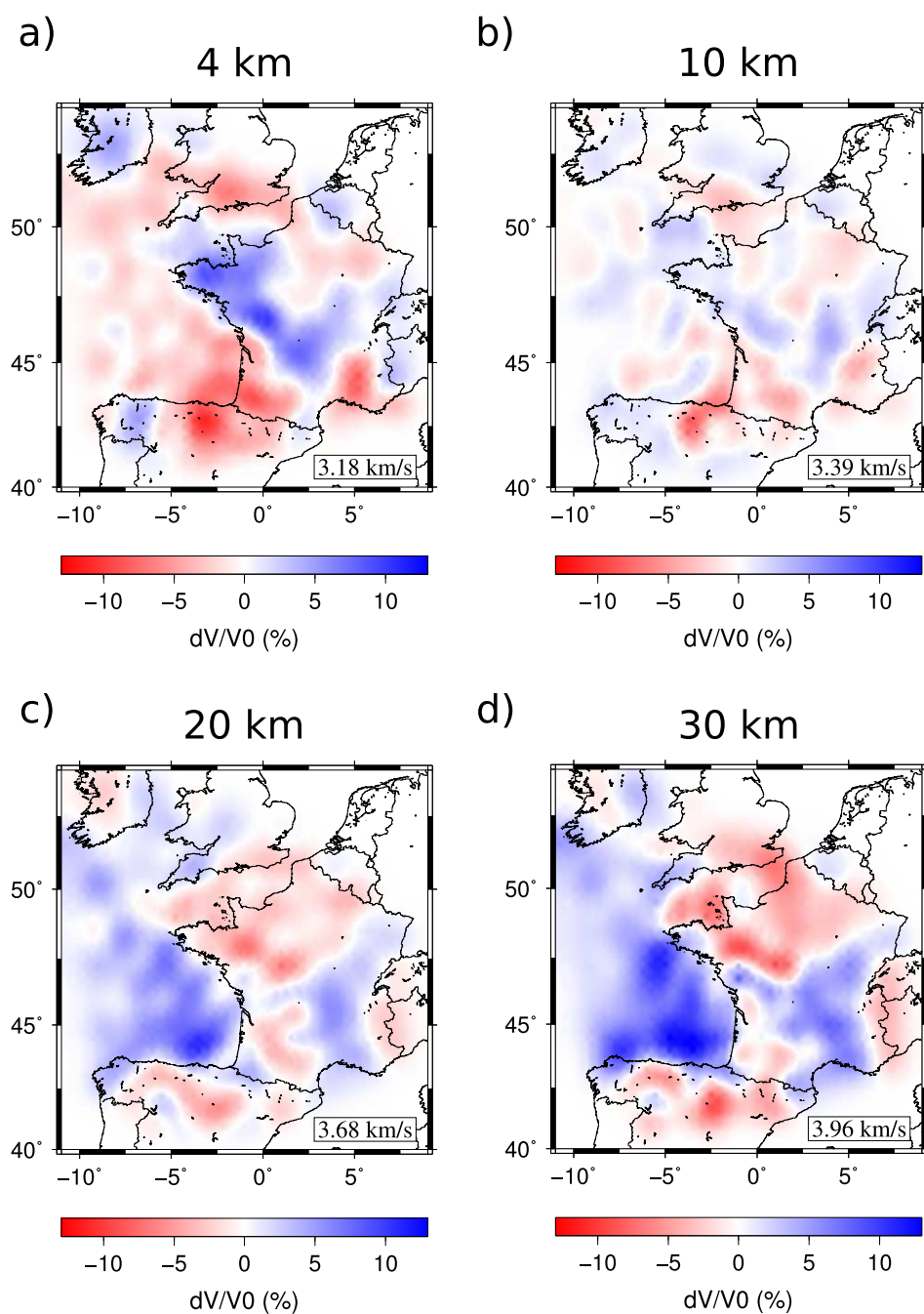


FIGURE 5.18 : Cartes de vitesse isotropes obtenues par inversion des données réelles à différentes profondeurs. a) 4 km, b) 10 km, c) 20 km, et d) 30 km de profondeur. Les perturbations de vitesse isotropes sont exprimées par rapport à la vitesse médiane, indiquée en bas à droite. L'échelle est identique pour chaque carte.

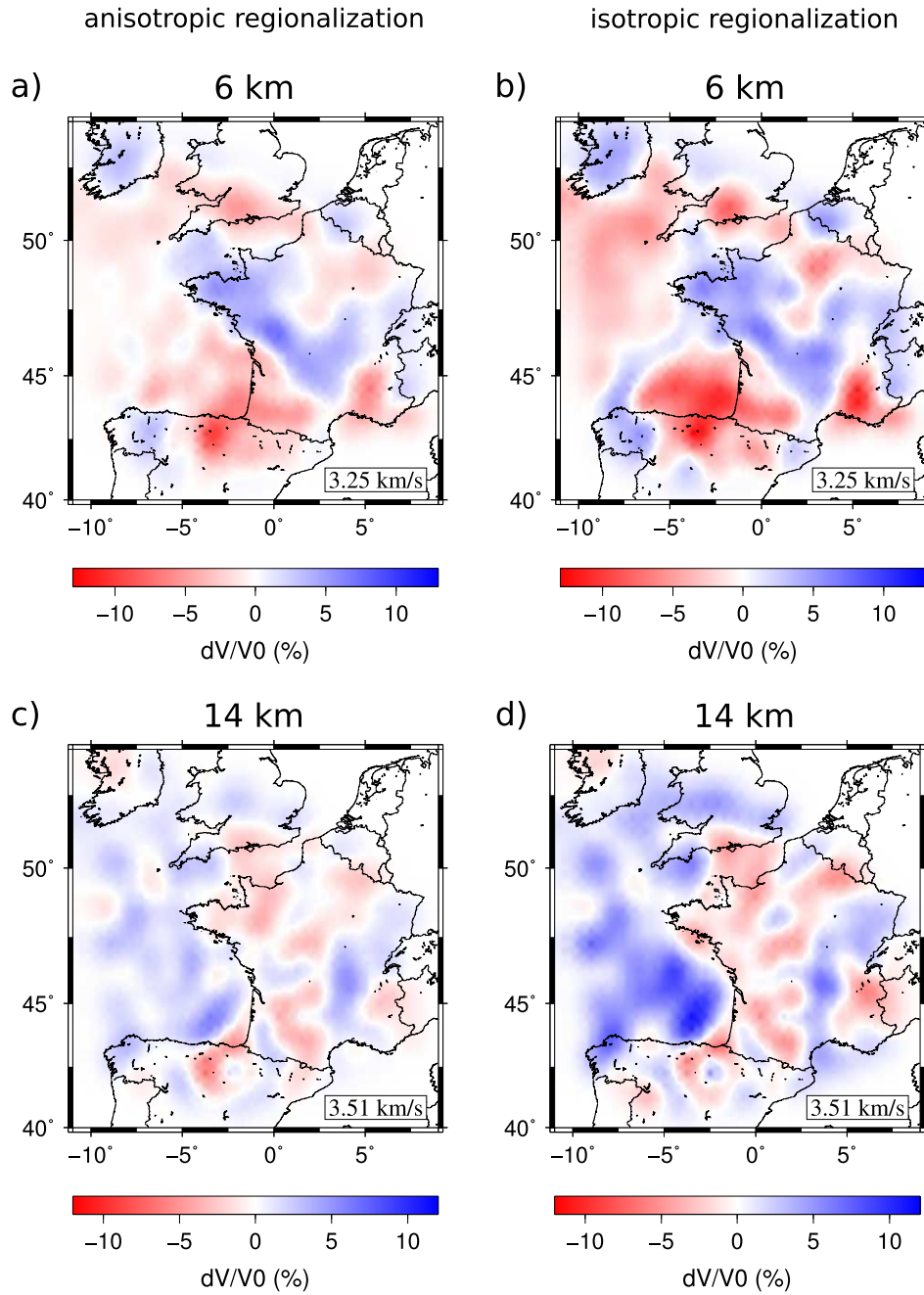


FIGURE 5.19 : Comparaison de la régionalisation anisotrope et isotrope. Cartes de vitesses à 6 km de profondeur obtenues par régionalisation anisotrope (a), et isotrope (b). c) et d) Identique à a) et b) à 14 km de profondeur. Les perturbations de vitesses isotropes sont exprimées par rapport à la vitesse médiane, indiquée en bas à droite. L'échelle est identique pour chaque carte.

obtenues avec une régionalisation isotrope ont aussi été calculées à chaque profondeur afin d’analyser le comportement de l’inversion avec et sans la prise en compte des termes anisotropes.

Les cartes de vitesse obtenues à 6 et 14 km de profondeur avec une régionalisation anisotropes et isotropes sont présentées sur la figure 5.19. On observe que dans les deux cas, les cartes sont similaires et que la géométrie des anomalies de vitesse sont semblables. La prise en compte des termes anisotropes diminue légèrement l’amplitude des anomalies de vitesses retrouvées. Cet effet a déjà été observé dans la littérature (p. ex. [Debayle et Kennett, 2000](#)).

5.8 Comparaison avec une étude antérieure

Une tomographie des structures crustales des Pyrénées et des régions avoisinantes par intercorrélation du champ d’onde sismique ambiant a été effectuée par [Macquet et al. \(2014\)](#), en utilisant les réseaux denses Pyrope et IberArray (figure 5.3b). Les cartes de vitesse obtenues dans le cadre de cette thèse à 4 et 26 km de profondeur (régionalisation anisotrope) sont comparées à celles obtenues à 5 et 25 km de profondeur par [Macquet et al. \(2014\)](#).

À 4 km de profondeur, on observe que la géométrie des anomalies est similaire (figure 5.20a,b). Des vitesses plus rapides sont observées sur les deux cartes au niveau du domaine Sud-Armoricain, du Massif central, du Nord-Ouest de l’Espagne, et au niveau des Pyrénées orientales, tandis que des vitesses plus lentes sont observées dans le Sud-Est et le Sud-Ouest de la France. Des différences sont observées en termes d’amplitude. Les vitesses obtenues dans le cadre de cette thèse sont plus rapides, ce qui aboutit à des contrastes de vitesse moins élevés sur la région étudiée.

À 26 km de profondeur, les deux cartes partagent de nombreux points communs (figure 5.20c,d). Dans les deux cas, les vitesses sont plus rapides au niveau du Massif central et du Sud du Golfe de Gascogne, tandis que des vitesses plus lentes sont ob-

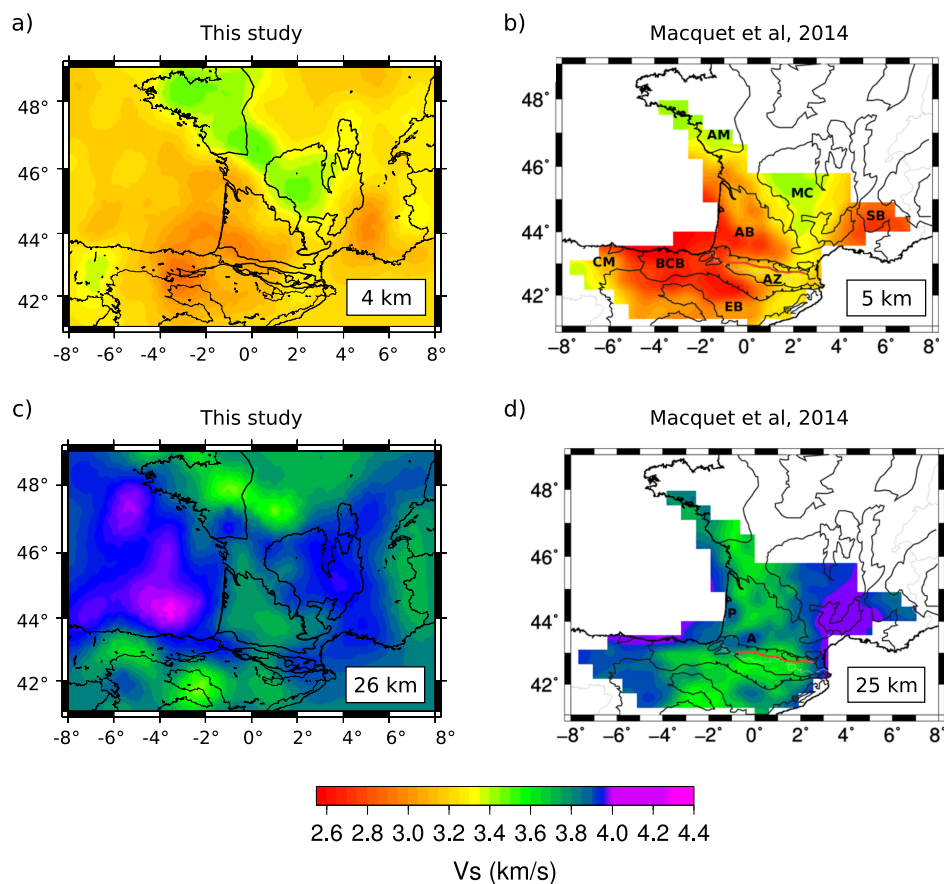


FIGURE 5.20 : Comparaison avec les cartes V_s publiées par [Macquet et al. \(2014\)](#). a) et b) Comparaison des cartes à 4 et 5 km de profondeur. c) et d) Comparaison des cartes à 26 et 25 km de profondeur.

servées dans le Sud-Ouest de la France. Les amplitudes ne sont pas identiques sur les deux cartes, notamment au niveau du Massif central, où les valeurs de vitesse obtenues dans le cadre de cette thèse sont plus lentes.

5.9 Discussion

Les cartes de vitesse obtenues révèlent des anomalies de vitesse qui peuvent être reliées aux structures et à l'histoire géologique de l'Ouest de la France, en particulier concernant la relation entre le Massif armoricain et les domaines géologiques voisins (Bassin parisien et Bassin aquitain, Massif central et Golfe de Gascogne). Une première description des cartes de vitesse obtenues à 4 km et 30 km de profondeur est proposée ci-dessous.

Les anomalies de vitesse observées sur la carte de vitesse à 4 km de profondeur sont très bien corrélées à la géologie de surface (figure 5.21). Des anomalies de vitesse négatives sont observées au niveau des principaux bassins sédimentaires (Bassin aquitain : vignette 6, Bassin parisien : vignette 3, Bassin du Sud-Est : vignette 7, Bassin de l'Èbre : vignette 10, Bassin Basco-Cantabrique en Espagne : vignette 9, Bassin de Hampshire : étiquette 1), tandis que des anomalies de vitesse positives sont observées au niveau des fragments affleurants de la chaîne varisque (Massif armoricain : vignette 2, Massif central : vignette 5, zone centrale Ibérique : vignette 8).

Les anomalies négatives les plus fortes ($\simeq -10\%$) sont atteintes au niveau du Bassin du Sud-Est, au niveau du bassin sédimentaire Basco-Cantabrique, ainsi qu'au niveau de la partie Sud du Bassin aquitain. Ces 3 bassins possèdent des épaisseurs de sédiment supérieures à 10 km (Fernandez-Mendiola et García-Mondejar, 1990 ; Le Pichon et al., 2010). Le Bassin parisien, le Bassin d'Èbre, le Bassin de Hampshire, ainsi que le Nord du Bassin aquitain, associés à des profondeurs de sédiments n'excédant pas 4 km, possèdent des anomalies de vitesse négatives plus faibles ($\simeq -3\%$). Les zones côtières du Golfe de

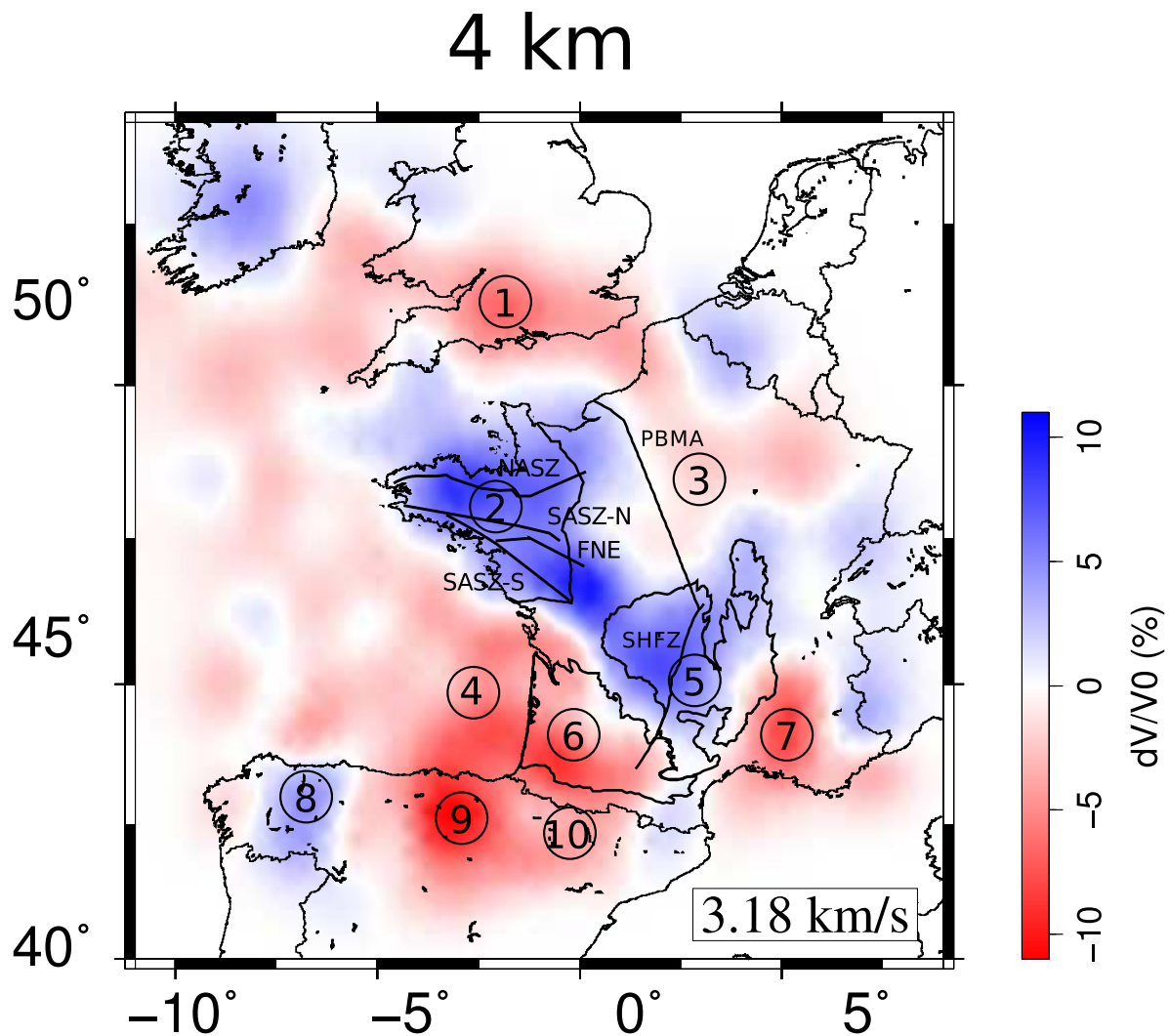


FIGURE 5.21 : Interprétation de la carte de vitesse obtenue à 4 km de profondeur. NASZ : cisaillement Nord-Armoricain, FNE : faille de Nort-sur-Erdre, SASZ-N : branche Nord du cisaillement Sud-Armoricain, SASZ-S : branche Sud du cisaillement Sud-Armoricain. PBMA : anomalie magnétique du Bassin de Paris. SHFZ : sillon houiller du Massif central. Les vignettes numérotées indiquent les anomalies qui sont discutées dans le texte.

Gascogne (vignette 4) sont associées à des anomalies de vitesse négative d'amplitude modérée qui s'atténuent en s'éloignant de la côte. Les anomalies positives de petites échelles observées au large du Golfe de Gascogne ne peuvent pas être interprétées car la résolution dans cette région est dégradée.

L'anomalie de vitesse positive observée au niveau du Massif armoricain (étiquette 2) se poursuit au delà de la limite géologique connue en surface (contour noir). La prolongation de l'anomalie de vitesse positive vers l'Est témoignerait donc de l'extension en profondeur du socle hercynien sous les sédiments peu profonds de la partie la plus occidentale du Bassin parisien. On observe que la limite Nord-Est de cette anomalie positive coïncide avec l'anomalie magnétique du Bassin de Paris ([Moureaux, 1891](#)), connue pour être un élément structural majeur de la géologie de la France, parfois interprétée comme une zone de suture ([Averbuch et Piromallo, 2012](#)).

Au Sud-Est, l'anomalie positive du Massif armoricain est connectée avec une anomalie positive observée au niveau du Massif central (vignette 5), elle-même connectée à une anomalie de vitesse positive qui remonte vers le Massif des Vosges, formant ainsi une anomalie en forme de « V ». Au Nord du Massif armoricain, les limites de cette anomalie sont diffuses, mais l'anomalie semble se prolonger au Sud de la Manche jusqu'aux côtes anglaises, en Cornouailles. Au Sud-Ouest du Massif armoricain, le contour de cette anomalie de vitesse positive suit la géométrie de la côte Atlantique. Au niveau du Massif armoricain, l'anomalie est continue de part et d'autre des zones de cisaillements. Cependant, son amplitude est variable. Des valeurs maximales ($\simeq 9\%$) d'amplitude sont observées au niveau du domaine Centre-Armoricain, et entre la faille Nort-sur-Erdre et la branche Sud du cisaillement Sud-Armoricain, au Nord-Est du Massif central. Par ailleurs, on observe que le sillon houiller du Massif central, considéré comme une faille d'échelle lithosphérique majeure ([Granet et al., 2000](#)), ne semble pas séparer deux domaines aux propriétés sismiques différentes.

À 30 km de profondeur, une anomalie de vitesse positive est observée au niveau du

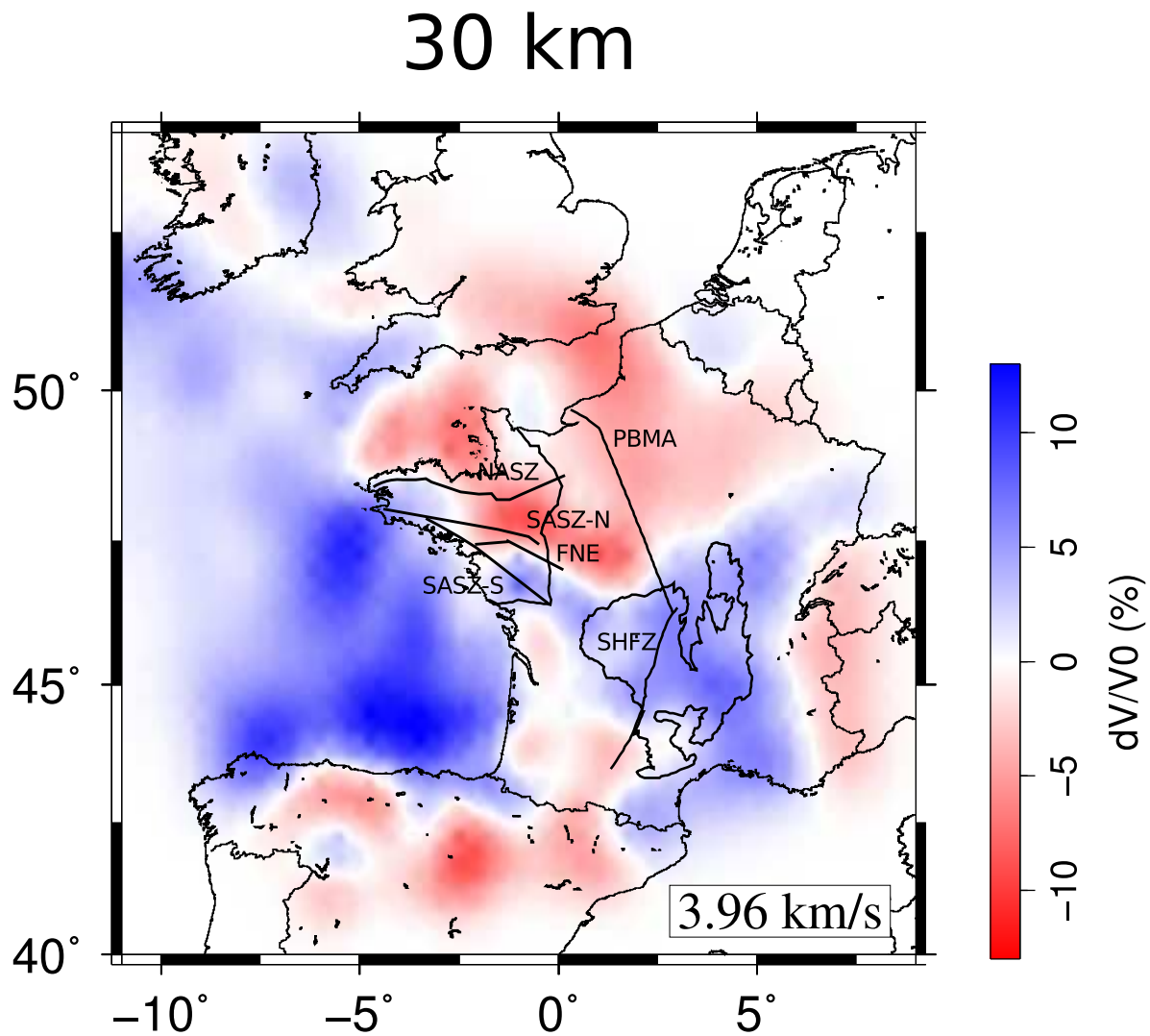


FIGURE 5.22 : Interprétation de la carte de vitesse obtenue à 30 km de profondeur. Les abréviations sont identiques à celles de la figure 5.21.

Golfe de Gascogne (figure 5.22). Le Moho étant peu profond dans ce domaine océanisé (Artemieva et Thybo, 2013), il est très probable que les roches mantelliques soient à l'origine de cette anomalie. Le Massif armoricain est associé à deux anomalies de signes opposés parallèles et d'orientation Nord-Ouest/Sud-Est, situées de part et d'autre de la faille Nort-sur-Erdre.

L'anomalie de vitesse négative est de forte amplitude ($\simeq -10\%$) et s'étend jusqu'à la limite Nord du Massif central. Elle est nettement limitée au Sud par la faille de Nort-sur-Erdre. Son extension vers le Nord et l'Est est plus diffuse, mais elle semble se prolonger jusqu'au Sud des côtes britanniques et vers les Ardennes. Le Sud de cette anomalie de vitesse négative coïncide avec l'anomalie de forte atténuation sismique observée par Campillo et Plantet (1991) (voir figure 5.23 et figure 5.24a), et dont la signature sismique particulière avait déjà été mise en évidence par Matte et Hirn (1988) le long d'un profil sismique entre Thouarcé et Le Mans (voir figure 5.24b). Un profil de vitesse orienté Nord-Sud à -0.5° de longitude entre 45° et 50° de latitude a été effectué pour étudier plus en détail cette anomalie. Le profil montre que l'anomalie de vitesse lente semble s'enraciner jusqu'à au moins 60 km de profondeur (figure 5.24c).

L'anomalie de vitesse positive est d'amplitude plus modérée ($\simeq +5\%$). Elle est limitée au Nord par la faille de Nort-sur-Erdre. La limite Sud de cette anomalie est moins bien définie, mais elle semble suivre la branche Sud du cisaillement Sud-Armoricain. Cette anomalie est connectée au Sud-Est à une anomalie de vitesse positive observée au niveau du Massif central, elle-même connectée à une anomalie de vitesse positive d'orientation Sud-Ouest/Nord-Est qui remonte vers le Massif des Vosges, suivant ainsi la géométrie observée à 4 km de profondeur (figure 5.21). Comme à 4 km de profondeur, le sillon houiller du Massif central n'apparaît pas comme une discontinuité majeure sur les cartes de vitesse sismique.

Le modèle proposé par Ballèvre et al. (2009) pour expliquer la position actuelle des

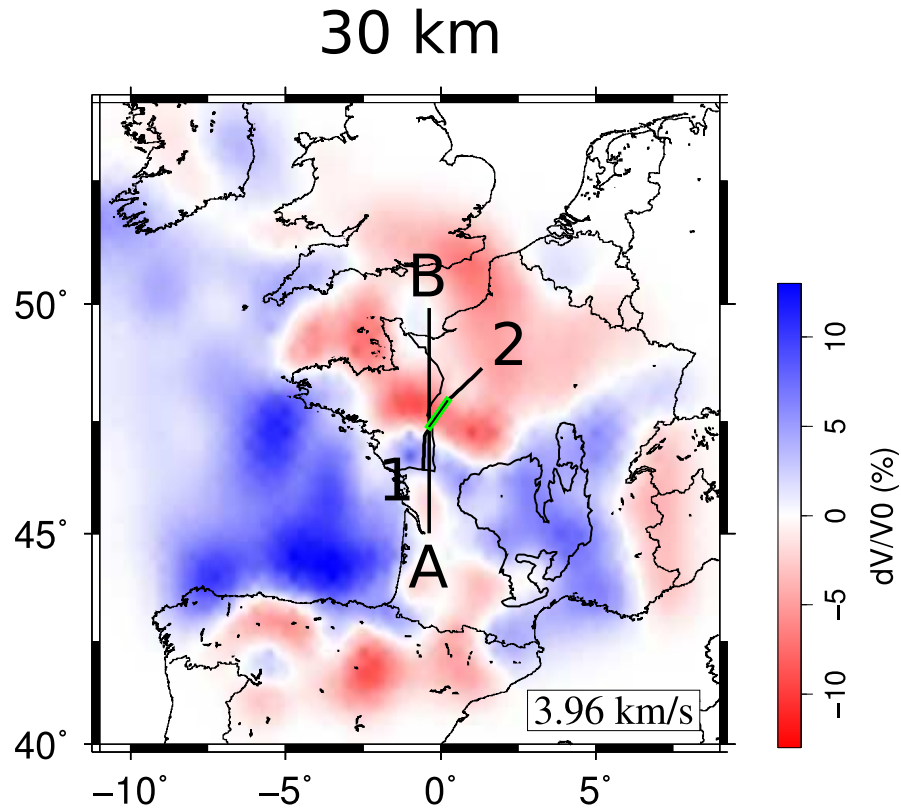


FIGURE 5.23 : Carte de vitesse à 30 km de profondeur et position de la portion du profil ECORS (Matte et Hirn, 1988) présentée sur la figure 5.24b. La zone en vert indique la partie du profil entre la ville de Thouarcé et Le Mans associée à une signature sismique particulière en terme de réflectivité (Matte et Hirn, 1988) et d'atténuation sismique (Campillo et Plantet, 1991). Les mesures d'atténuation effectuées par Campillo et Plantet (1991) dans cette zone sont présentées sur la figure 5.24a. Les lettres A et B indiquent la position de la coupe présentée sur la figure 5.24c.

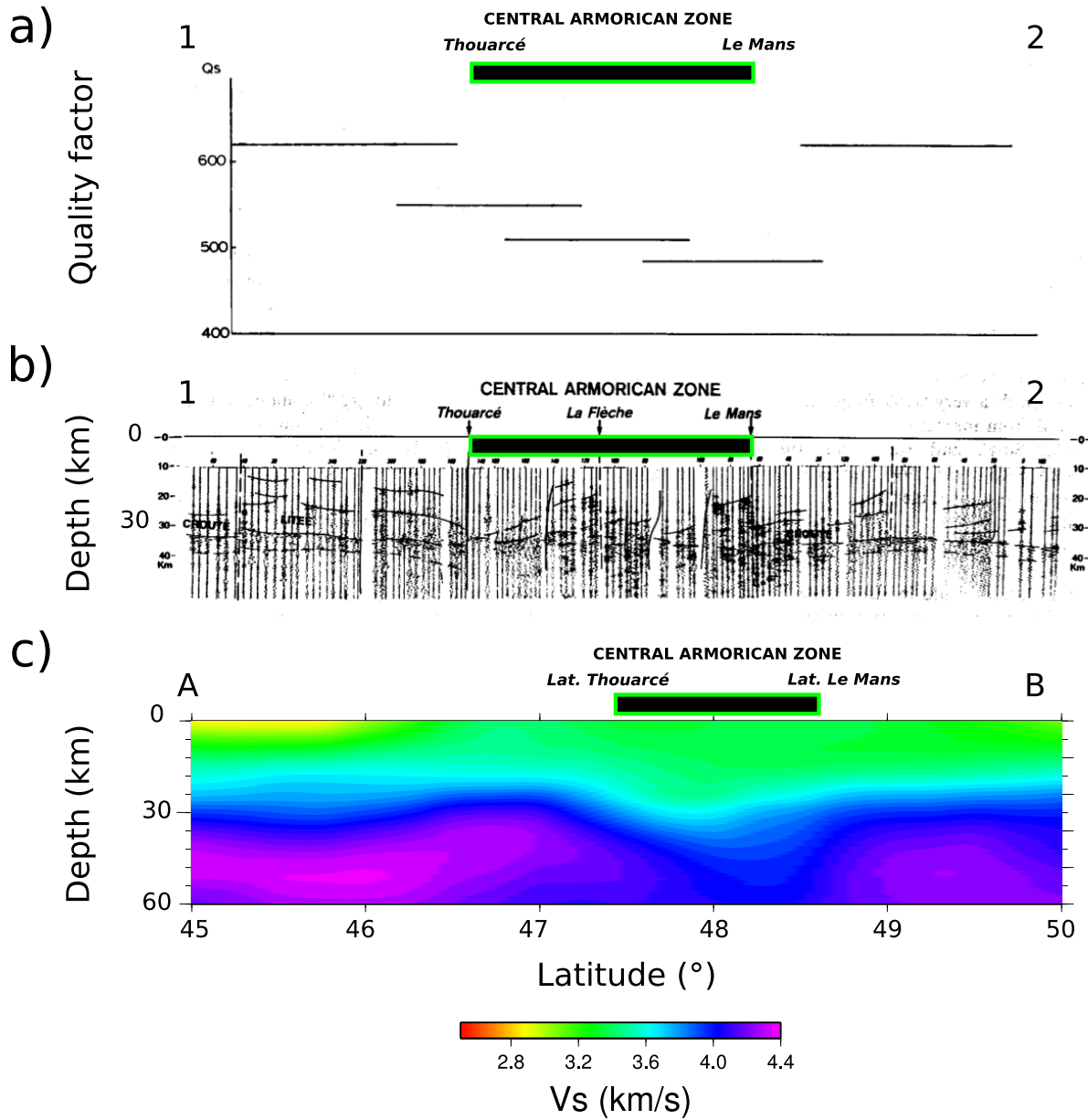


FIGURE 5.24 : Anomalie du domaine Centre-Armoricain. a) Mesure d'atténuation (Campillo et Plantet, 1991). b) Profil de réflexion sismique grand-angle (ECORS, Matte et Hirn, 1988). c) Coupe verticale V_s réalisée dans le modèle obtenu dans cette étude à -1° de longitude. Le rectangle noir contouré de vert indique la région entre Thouarcé et Le Mans (voir figure 5.23). La coupe V_s étant orientée Nord-Sud, la zone en vert indique la portion entre les latitudes de Thouarcé et Le Mans.

différents fragments issus de l'orogénèse varisque, semble partager de nombreux points communs avec la carte de vitesse obtenue à 30 km de profondeur (figure 5.25). Les discontinuités sismiques majeures observées en profondeur pourraient donc correspondre à des zones de sutures varisques, confirmant ainsi le rôle majeur de la faille de Nort-sur-Erdre déjà observé dans la littérature (Autran et al., 1994 ; Granet et al., 2000 ; Judenherc et al., 2002 ; Bitri et al., 2003). L'anomalie de vitesse négative observée notamment dans les domaine Centre et Nord-Armoricain pourrait porter la signature de la micro-plaque Armorica.

5.10 Ce qu'il faut retenir

La méthode de tomographie décrite dans cette thèse est appliquée sur un jeu de données réelles pour imager les structures crustales et sub-crustales de l'Ouest de la France. La base de données est constituée d'un ensemble de 1268 intercorrélations du champ d'onde sismique ambiant sélectionnées à partir d'un réseau de 55 stations. Les techniques de traitement utilisées sur le signal sismique continu permet de reconstruire des intercorrélations de bonne qualité. Une forte asymétrie des amplitudes des signaux reconstruits dans les intercorrélations est observée, liée à la présence d'un flux d'énergie sismique dominant provenant du Nord-Ouest du réseau. Une méthode de régionalisation anisotrope est utilisée pour transcrire les modèles de vitesse sismique cisailante moyens, obtenus par l'inversion non-linéaire MCMC des intercorrélations, en perturbations locales de vitesse. Les tests synthétiques montrent que la résolution latérale est d'environ 75 km sur une majeure partie de la région étudiée, incluant le Massif armoricain, le Bassin aquitain, le Bassin parisien, et une partie du Massif central. La couverture plus modeste de trajets obtenue au large du Golfe de Gascogne implique une moins bonne résolution dans cette région. Ces tests montrent aussi que l'adaptation du CLASH à la tomographie régionale est effective, grâce à une gestion des bords qui permet une résolution correcte du problème sans report d'anomalie sur la zone non couverte. Depuis la surface jusqu'à 10 km de profondeur, les cartes de vitesse isotrope sont très bien

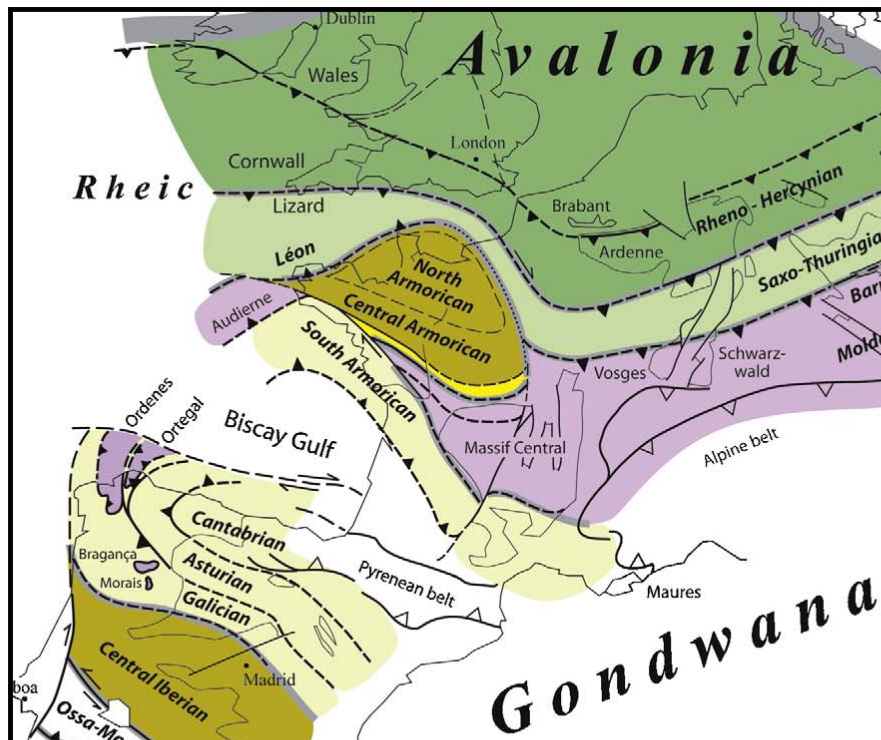


FIGURE 5.25 : Modèle proposé par [Balleèvre et al. \(2009\)](#) utilisé pour discussion. Les couleurs soulignent les corrélations possibles entre certaines zones.

corrélées avec la géologie : des anomalies négatives sont observées au niveau des bassins sédimentaires, et des anomalies positives au niveau des socles cristallins affleurants, fragments de la chaîne varisque. À partir de 20 km de profondeur, le Golfe de Gascogne se caractérise par une anomalie de vitesse positive dont les limites peuvent être interprétées comme la transition entre les domaines océaniques et continentaux. À partir de 25 km de profondeur, le Sud du Massif armoricain se singularise par une succession d'anomalies dont les limites coïncident avec des zones de cisaillements majeurs.

Conclusion générale

Dans le cadre de cette thèse, deux domaines de recherche en relation avec l'analyse des intercorrélations du champ d'onde sismique ambiant ont été explorés. Le premier a concerné l'analyse des propriétés du signal sismique continu et le second l'imagerie des structures.

Dans les deux premiers chapitres, après avoir présenté les étapes de traitement du signal appliquées au signal sismique continu dans le but de calculer des intercorrélations du champ d'onde sismique ambiant, les étapes spécifiques à l'émergence de la fonction de Green empirique par intercorrrelation ont été détaillées. En particulier, l'influence sur les intercorrélations du degré de lissage utilisé pour normaliser les amplitudes du signal continu a été investiguée. Les résultats montrent que ces effets sont fortement dépendants de la fréquence, et que la méthode 1BIT se singularise des autres méthodes par une moins bonne performance en terme d'émergence de la fonction de Green empirique.

Dans le chapitre 3, une méthode statistique nouvelle basée sur la redondance en phase des intercorrélations a été proposée. La cohérence de phase a été utilisée pour obtenir des mesures indépendantes des variations d'amplitude entre les signaux. L'analyse de la redondance de phase des intercorrélations sur une paire de stations a permis de caractériser la variabilité temporelle du champ d'onde sismique ambiant. L'utilisation de cette technique sur un réseau de stations a permis de localiser une source de

bruit microsismique persistante située dans le Golfe de Guinée, et d’informer sur les directions dominantes du bruit microsismique océanique. Un des avantages majeurs de cette méthode est de ne pas avoir recours à des méthodes de normalisation temporelle ou fréquentielle. Les intercorrélations sont donc directement représentatives du champ d’onde sismique ambiant.

La deuxième partie de la thèse entièrement consacrée à l’imagerie des structures profondes, a débuté par la mise en œuvre d’une méthode d’inversion non linéaire qui repose sur un algorithme Monte-Carlo par chaînes de Markov. Cette technique se démarque sur plusieurs aspects des méthodes habituellement utilisées dans les études de tomographie régionale. Tout d’abord, aucune courbe de dispersion n’est mesurée sur les données observées. Par contre, l’ensemble du diagramme de dispersion, converti en termes de densité de probabilité de l’énergie sismique, est utilisé dans la procédure d’inversion. Par ailleurs, l’utilisation des courbes de Bézier cubiques pour modéliser les profils de vitesse en profondeur permet une paramétrisation adaptative avec un apport très limité d’informations *a priori*. La procédure d’inversion est optimisée grâce à une méthode en deux étapes. La détection des meilleurs modèles en terme de fonction coût à la fin de la première étape permet d’accélérer la convergence vers la période stationnaire et ainsi réduire le temps d’exécution de l’algorithme tout en permettant une exploration significative de l’espace des paramètres. À ma connaissance, l’application de cette procédure d’inversion pour contraindre les structures de vitesse crustale et sub-crustale est inédite.

Le chapitre 5 présente l’application de cette méthode pour effectuer une tomographie des structures lithosphériques de l’Ouest de la France par intercorrélations du champ d’onde sismique ambiant. Une version régionale du CLASH (Beucler et Montagner, 2006) est utilisée pour traduire l’ensemble des profils de vitesse unidimensionnels en un modèle tridimensionnel. Cette méthode de régionalisation anisotrope permet de contraindre les variations latérales de vitesse à l’intérieur de la zone résolue sans report d’anomalies à l’extérieur du réseau. La résolution latérale est d’environ 75 km sur une

majeure partie de la région étudiée, incluant le Massif armoricain, le Bassin aquitain, le Bassin parisien, et une partie du Massif central. Les résultats obtenus sur les données acquises principalement par les réseaux temporaires Pyrope ([Chevrot et al., 2014](#)), Iberarray ([Díaz et al., 2009](#)), et le réseau large-bande permanent RESIF², présentent des anomalies de vitesse crustales remarquablement corrélées à la géologie et aux modèles géodynamiques de la région, notamment concernant les zones de sutures majeures liées à l’orogénèse varisque.

2. DOI :10.15778/RESIF.FR

Perspectives

Les travaux effectués au cours de ce travail de thèse ouvrent de nombreuses perspectives. La thèse étant organisée en deux parties, les perspectives propres à chaque partie sont présentées dans cette section.

Redondance en phase statistique

L'utilisation de la redondance de phase des intercorrélations du champ d'onde sismique ambiant possède de nombreuses applications. Cette technique, facile d'implémentation, peut-être utilisée sur une collection d'intercorrélations pré-existantes. Son utilisation sur différents réseaux à travers le monde devrait apporter des nouvelles informations sur la distribution des sources de bruit microsismique océanique et leur variabilité temporelle. L'utilisation des intercorrélations du signal sismique original sans normalisation préalable en temps et en fréquence est cruciale pour une meilleure compréhension des sources à l'origine du champ d'onde sismique ambiant ([Tian et Ritzwoller, 2015](#) ; [Fichtner, 2015](#) ; [Ermert et al., 2015](#)).

Sachant que la phase instantanée est sensible à la fréquence dominante du signal (onde porteuse), une analyse dans des bandes de fréquences étroites est recommandée. Une étude de la redondance de phase dans le plan temps-fréquence, en utilisant par exemple la transformée de S ([Schimmel et Gallart, 2007](#)), devrait ainsi permettre de mieux caractériser le signal.

La redondance de phase pourrait aussi être utilisée pour mieux comprendre l'émergence de la fonction de Green empirique dans les intercorrélations. Des approches de sommation non linéaire basées sur la cohérence de phase instantanée ont été développées pour optimiser l'émergence de la fonction de Green empirique ([Baig et al., 2009](#) ; [Schimmel et al., 2011](#)). Au vu de la variabilité spatio-temporelle des sources de bruit observées sur le Globe, on peut se demander dans quelle mesure la redondance de phase statistique des intercorrélations favorise l'émergence de la fonction de Green empirique. Les valeurs des contributions peuvent être utilisées pour développer une procédure automatique de sélection des intercorrélations afin de favoriser l'émergence d'un signal cible. La sélection pourrait ainsi permettre de reconstruire des signaux répétitifs en phase mais de faibles amplitudes (ondes de volume), sans recours à une méthode de sommation non linéaire, susceptible de modifier la forme d'onde.

Les statistiques sur la cohérence de phase pourraient aussi être utilisées pour quantifier les effets induits par les méthodes de normalisation des amplitudes temporelles et fréquentielles. Cette approche permettrait notamment de détecter des phénomènes d'amplification de signaux monochromatiques persistants induits par le blanchiment spectral, qui dépendent de la longueur du segment utilisé pour calculer les intercorrélations individuelles ([Groos et al., 2012](#)).

Enfin, l'utilisation de la redondance en phase pourrait aussi être utilisée pour caractériser le signal sismique à une seule station, par exemple en comparant les signaux enregistrés entre les différentes composantes. Une étude statistique du signal enregistré en continu par une station pourrait permettre de détecter des sources persistantes, qui pourraient être utilisées pour détecter des arrivées transitoires en utilisant des méthodes similaires au STA/LTA ([Allen, 1978](#)). Le développement d'outils statistiques adaptés (moments de la cohérence de phases d'ordres 3 et 4, analyse multivariée, tests d'égalité ou de comparaison...) devrait apporter des réponses aux questions que l'on se pose sur la nature du signal sismique continu enregistré à une station.

Imagerie des structures crustales de l'Ouest de la France

Dans ce travail, l'hypothèse que les ondes de surface suivent le grand cercle reliant les deux stations a été faite. Les hétérogénéités de vitesse peuvent induire des déviations du grand cercle qui aboutissent à des biais dans les mesures de vitesse de quelques pourcents (Alsinà et al., 1993 ; Boué et al., 2014). Dans le Sud de la France, des déviations jusqu'à 30° ont ainsi été observées aux stations des réseaux Pyrope et IberArray (Macquet, 2015). Par ailleurs, des effets liés à la topographie peuvent être à l'origine d'une sous estimation de la vitesse à courtes périodes ($T < 6$ s, Köhler et al., 2011b). Dans ce travail, la présence de bassins sédimentaires profonds au niveau du Bassin aquitain et du Sud-Est de la France, ainsi que la différence d'altitude entre la plateforme continentale et le domaine océanique du Golfe de Gascogne (> 5000 m) pourraient être à l'origine de déviations du grand cercle. La mesure des déviations observées entre les stations de part et d'autres du Golfe de Gascogne permettrait de quantifier ce biais. Ces mesures pourront être comparées avec des simulations numériques 3D et analogiques³.

Les perturbations de vitesse isotrope ont été discutées dans le cadre de cette thèse. Le développement du problème direct en prenant en compte les termes dépendant de l'azimut Ψ (équation 5.2, chapitre 5) permet de mesurer l'anisotropie azimutale. Les directions rapides obtenues à 4 km et 10 km de profondeur sont présentées sur la figure 5.26. Les causes de l'anisotropie étant nombreuses, avec notamment l'existence d'une anisotropie intrinsèque et extrinsèque (Backus, 1962 ; Capdeville et al., 2010 ; Wang et al., 2013), une interprétation de ces directions rapides nécessitent une analyse beaucoup plus approfondie. On peut cependant noter, sur la figure 5.26a, que les directions rapides obtenues en prenant en compte les termes en 2Ψ et en 4Ψ (segments

3. L'IFSTTAR, partenaire du projet VIBRIS dans lequel s'inscrit cette thèse, a réalisé une maquette en résine qui modélise la transition entre le domaine océanique et continental dans l'Ouest de la France. Cette maquette pourra être utilisée pour quantifier les effets liés à la topographie.

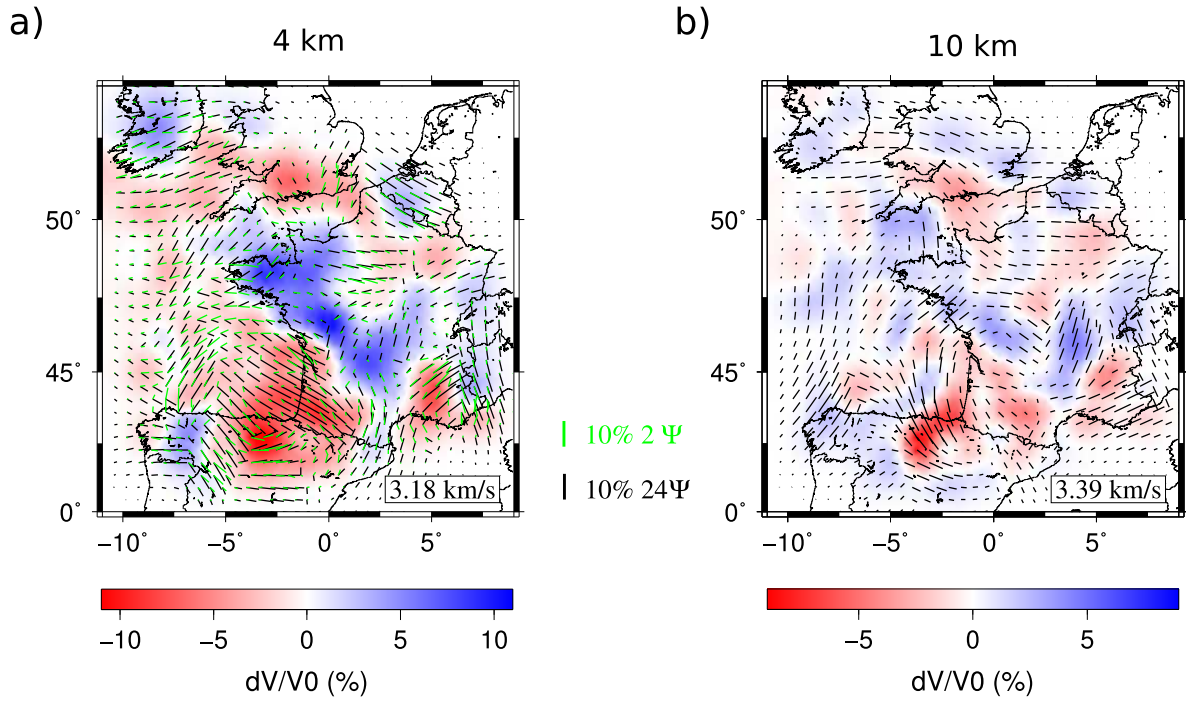


FIGURE 5.26 : Perturbations isotropes et anisotropes à 4 km (a) et 10 km (b) de profondeur. Les perturbations de vitesse isotropes sont exprimées par rapport à la vitesse médiane, indiquée en bas à droite. Les perturbations anisotropes sont indiquées par des segments. Les directions rapides obtenues en inversant les termes en 2Ψ et 4Ψ sont indiquées par les segments noirs, celles obtenues en inversant seulement les termes en 2Ψ sont indiquées par les segments verts.

noirs), peuvent être significativement différentes de celles obtenues en considérant seulement les termes en 2Ψ . Ces différences rendent compte de phénomènes complexes dont la compréhension est une perspective à ce travail de thèse.

Le temps imparti à l'étude présentée dans ce manuscrit n'a malheureusement pas permis d'effectuer une interprétation géologique détaillée. Cependant, les cartes d'anomalies de vitesse sismique sont suffisamment robustes pour être comparées aux résultats issus des profils sismiques (Matte et Hirn, 1988 ; Bitri et al., 2001, 2003, 2010), des fonctions récepteurs (Chevrot et al., 2014), du magnétisme (Autran et al., 1994), de la gravimétrie (Grandjean et al., 1998), et de la géologie (Ballèvre et al., 2009), afin de proposer une interprétation géodynamique des structures sismiques majeures qui sont observées.

Enfin, le modèle de vitesse construit dans le cadre de cette thèse, permettra de mieux comprendre la propagation des ondes dans l'Ouest de la France, notamment au niveau du Massif armoricain, où il pourra être intégré aux méthodes de localisation des séismes (Arroucau et al., 2006 ; Haugmard, 2013).

Annexes

5.11 Liste des stations

Station	Réseau	Lat (°)	Lon (°)	Canal	f_e (Hz)	Capteur	Dates
CLF	G	48.02	2.26	BHZ	20	Streckeisen-STS-2	07/09/2011-12/09/2013
ECH	G	48.21	7.15	BHZ	20	Streckeisen-STS-1	01/01/2012-12/05/2013
SSB	G	45.27	4.54	BHZ	20	Streckeisen-STS-1	01/01/2012-31/12/2012
DSB	EI	53.25	-6.38	BHZ	20	Streckeisen-STS-2	07/09/2011-10/12/2012
IGLA	EI	53.42	-9.37	BHZ	20	Trillium-240	07/09/2011-10/12/2012
IWEX	EI	52.37	-6.77	BHZ	20	Trillium-240	07/09/2011-10/12/2012
VAL	EI	51.94	-10.24	BHZ	20	Trillium-240	07/09/2011-10/12/2012
LOR	RD	47.26	3.85	BHZ	50	Streckeisen-STS-2	07/08/2013-31/12/2013
ORIF	RD	44.91	5.88	BHZ	50	Streckeisen-STS-2	07/08/2013-31/12/2013
ROT2	RD	48.33	-3.27	BHZ	50	Streckeisen-STS-2	01/01/2012-31/12/2012
ARBF	FR	43.49	5.33	BHZ	25	Streckeisen-STS-2	23/03/2012-31/12/2013
CHIF	FR	46.13	-0.40	HHZ	125	Streckeisen-STS-2	07/09/2011-02/06/2013
DOU	FR	50.09	4.59	BHZ	20	Streckeisen-STS-2	01/01/2012-22/12/2013
MON	FR	43.73	7.42	BHZ	20	CMG3-ESP	23/03/2012-31/12/2013
LRVF	FR	44.94	-0.31	HHZ	100	Streckeisen-STS-2	22/03/2012-31/12/2012
RENF	FR	48.11	-1.63	BHZ	25	Streckeisen-STS-2	07/09/2011-31/12/2013

CCA1	GB	50.18	-5.22	HHZ	100	Trillium-240	02/01/2012-31/12/2012
DYA	GB	50.43	-3.93	HHZ	100	Trillium-240	07/03/2012-31/12/2012
ELSH	GB	51.14	1.13	HHZ	100	CMG3T-120	10/01/2012-25/11/2012
HMNX	GB	50.86	0.33	HHZ	100	CMG3T-100	01/01/2012-31/12/2012
JSA	GB	49.19	-2.17	HHZ	100	Trillium-240	07/03/2012-12/09/2013
SWN1	GB	51.51	-1.80	HHZ	100	CMG3T-100	04/01/2012-31/12/2012
HTL	GB	50.99	-4.48	HHZ	100	CMG3T-100	01/01/2012-31/12/2012
PY02B	X7	43.24	-1.03	HHZ	100	Streckeisen-STS-2	07/09/2011-29/09/2013
PY16	X7	43.97	0.27	HHZ	100	Streckeisen-STS-2	07/09/2011-05/06/2013
PY19	X7	43.80	2.27	HHZ	100	Streckeisen-STS-2	07/09/2011-17/06/2013
PY31	X7	44.44	3.16	HHZ	100	CMG3	07/09/2011-06/10/2013
PY40	X7	45.43	-1.09	HHZ	100	Streckeisen-STS-2	07/09/2011-12/06/2013
PY41	X7	45.88	-1.18	HHZ	100	Streckeisen-STS-2	07/09/2011-27/05/2013
PY42A	X7	46.41	-1.20	HHZ	100	CMG3	07/09/2011-06/09/2012
PY43	X7	46.68	-1.86	HHZ	100	Streckeisen-STS-2	07/09/2011-11/02/2013
PY44	X7	47.02	-1.90	HHZ	100	Streckeisen-STS-2	07/09/2011-13/08/2012
PY45	X7	47.33	-2.48	HHZ	100	Streckeisen-STS-2	07/09/2011-06/01/2013
PY46	X7	47.74	-3.42	HHZ	100	CMG3	07/09/2011-11/09/2013
PY47	X7	47.94	-4.22	HHZ	100	Streckeisen-STS-2	07/09/2011-06/10/2013
PY48	X7	48.26	-4.61	HHZ	100	Streckeisen-STS-2	07/09/2011-23/09/2013
PY49	X7	48.60	-4.53	HHZ	100	Streckeisen-STS-2	07/09/2011-06/10/2013
PY4A	X7	47.561	-2.90	HHZ	100	Streckeisen-STS-2	07/09/2011-09/09/2013
PY91	X7	48.48	-3.79	HHZ	100	CMG40	11/04/2012-28/11/2013
PY92	X7	48.49	-2.33	HHZ	100	CMG40	12/04/2012-01/10/2013
PY94	X7	47.50	-1.31	HHZ	100	CMG40	06/04/2012-17/09/2013
PY95	X7	48.31	-0.14	HHZ	100	Trillium	06/06/2012-22/09/2013

PY96	X7	46.80	0.68	HHZ	100	Trillium+CMG40	18/04/2012-08/09/2013
PY97	X7	47.160	-1.63	HHZ	100	Streckeisen-STS-2	03/03/2013-29/09/2013
PY35B	X7	45.02	1.33	HHZ	100	Streckeisen-STS-2	16/09/2011-27/05/2013
E137	IB	42.63	-8.53	HHZ	100	Trillium-120	07/09/2011-01/04/2013
E089	IB	41.11	-5.44	HHZ	100	Trillium-120	07/09/2011-11/09/2013
E920	IB	41.73	1.27	HHZ	100	Trillium-120	10/09/2011-17/09/2012
E113	IB	41.98	-4.04	HHZ	100	Trillium-120	07/09/2011-03/09/2013
E141	IB	42.89	-6.05	HHZ	100	Trillium-120	07/09/2011-17/07/2013
E118	IB	41.95	-0.92	HHZ	100	Trillium-120	07/09/2011-09/10/2012
E093	IB	40.96	-2.77	HHZ	100	Trillium-120	07/09/2011-07/07/2013
E144	IB	42.82	-3.88	HHZ	100	Trillium-120	07/09/2011-31/12/2013
E154	IB	43.27	-4.60	HHZ	100	Trillium-120	07/09/2011-17/12/2013
E151	IB	43.31	-7.86	HHZ	100	Trillium-120	07/09/2011-29/07/2013

TABLE 5.4: Liste des stations. Les dates indiquent la période de temps entre le 07/09/2011 et le 31/12/2013 pendant laquelle les données ont été utilisées.

5.12 Bruit microsismique secondaire ouest européen

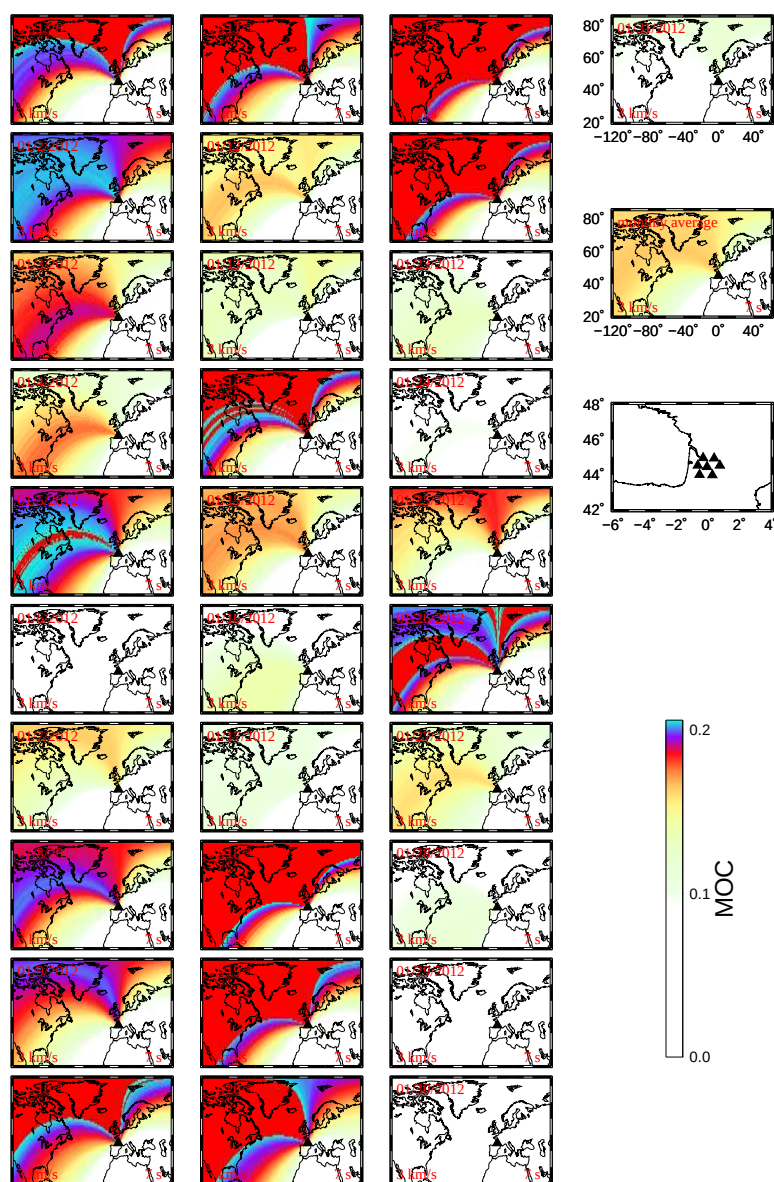


FIGURE 5.27 : Localisation des sources de bruit microsismique secondaire en utilisant la redondance de phase des intercorrélations. Les résultats pour chaque jour du mois de janvier 2012 sont représentés.

5.13 Développement au 3^{ième} ordre en perturbation de vitesse

Pour un trajet j donné (de distance épacentrale Δ et d'azimut Ψ), l'équation 5.4 peut être écrite

$$\frac{\Delta}{\langle V(z) \rangle} = \sum_{k=1}^m \frac{l_k}{V_0(z)} X(p_k) \quad \text{avec} \quad (5.11)$$

$$X(p_k) = \left[1 + p_k \right]^{-1} \quad \text{et} \quad p_k = \frac{\delta V_k(\theta_k, \phi_k, z, \Psi)}{V_0(z)}.$$

La série de Taylor représentative de la fonction $X(p_k)$ est développée au 3^{ième} ordre au voisinage de p_k^0 :

$$X(p_k) = X(p_k^0) + X^{(1)}(p_k^0)(p_k - p_k^0) + \frac{X^{(2)}(p_k^0)}{2!}(p_k - p_k^0)^2 + \frac{X^{(3)}(p_k^0)}{3!}(p_k - p_k^0)^3 + \epsilon, \quad (5.12)$$

où $X^{(n)}(p_k)$ est la dérivée d'ordre n de la fonction $X(p_k)$.

Sachant que $X^{(1)}(p_k) = -\frac{1}{(1+p_k)^2}$, $X^{(2)}(p_k) = \frac{2}{(1+p_k)^3}$, et $X^{(3)}(p_k) = -\frac{6}{(1+p_k)^3}$, l'équation 5.12 devient (au voisinage de $p_k^0 = 0$)

$$X(p_k) = 1 - p_k + p_k^2 - p_k^3. \quad (5.13)$$

Par substitution de l'équation 5.13 dans l'équation 5.11, on obtient

$$\frac{V_0(z)}{\langle V(z) \rangle} = \frac{1}{\Delta} \sum_{k=1}^m l_k (1 - p_k + p_k^2 - p_k^3), \quad (5.14)$$

soit, en terme de perturbation de vitesse,

$$\frac{\langle V(z) \rangle - V_0(z)}{\langle V(z) \rangle} = \frac{1}{\Delta} \sum_{k=1}^m l_k (p_k - p_k^2 + p_k^3). \quad (5.15)$$

On retrouve ainsi l'équation 5.5.

Bibliographie

- Aki, K. (1957). Space and time spectra of stationary stochastic waves, with special reference to microtremors. *Bull. Earthq. Res. Inst.*, 35 :415–456.
- Allen, R. V. (1978). Automatic earthquake recognition and timing from single traces. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 68(5) :1521–1532.
- Alsina, D., Snieder, R., et Maupin, V. (1993). A test of the great circle approximation in the analysis of surface waves. *Geophys. Res. Lett.*, 20 :915–918.
- Arroucau, P. (2006). *Sismicité du Massif armoricain : relocalisations et interprétation tectonique*. PhD thesis, Université de Nantes.
- Arroucau, P., Mocquet, A., et Vacher, P. (2006). Atténuation de l’intensité macrosismique pour la France métropolitaine : importance de l’intensité épacentrale. *Comptes Rendus Geoscience*, 338(9) :596 – 605.
- Artemieva, I. M. et Thybo, H. (2013). EUNaseis : A seismic model for Moho and crustal structure in Europe, Greenland, and the North Atlantic region. *Tectonophysics*, 609 :97 – 153. Moho : 100 years after Andrija Mohorovicic.
- Autran, A., Lefort, J., Debeglia, N., Edel, J., et Vignerresse, J. (1994). Gravity and magnetic expression of terranes in France and their correlation beneath overstep sequences. In Chantraine, J., Rolet, J., Santallier, D., Piqué, A., et Keppie, J., editors, *Pre-Mesozoic Geology in France and Related Areas*, pages 49–72. Springer Berlin Heidelberg.

- Averbuch, O. et Piromallo, C. (2012). Is there a remnant variscan subducted slab in the mantle beneath the Paris basin? implications for the late variscan lithospheric delamination process and the Paris basin formation. *Tectonophysics*, 558–559 :70 – 83.
- Backus, G. E. (1962). Long-wave elastic anisotropy produced by horizontal layering. *Journal of Geophysical Research*, 67(11) :4427–4440.
- Backus, G. E. (1965). Possible forms of seismic anisotropy of the uppermost mantle under oceans. *Journal of Geophysical Research*, 70(14) :3429–3439.
- Backus, G. E. et Gilbert, J. F. (1967). Numerical applications of a formalism for geophysical inverse problems. *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, 13(1-3) :247–276.
- Baig, a. M., Campillo, M., et Brenguier, F. (2009). Denoising seismic noise cross correlations. *Journal of Geophysical Research*, 114(B8).
- Ballèvre, M., Bosse, V., Dabard, M.-P., Ducassou, C., Fourcade, S., Paquette, J.-L., Peucat, J.-J., et Pitra, P. (2013). Histoire géologique du Massif armoricain : Actualité de la recherche. *Bulletin de la Société Géologique et Minéralogique de Bretagne*, (D), 10-11 :5–96.
- Ballèvre, M., Bosse, V., Ducassou, C., et Pitra, P. (2009). Palaeozoic history of the Armorican Massif : Models for the tectonic evolution of the suture zones. *Comptes Rendus Geoscience*, 341(2–3) :174 – 201. Mécanique de l’orogénie varisque : Une vision moderne de la recherche dans le domaine de l’orogénieMechanics of Variscan Orogeny : A modern view on orogenic research.
- Barmin, M. P., Ritzwoller, M. H., et Levshin, a. L. (2001). A fast and reliable method for surface wave tomography. *Pure and Applied Geophysics*, 158(8) :1351–1375.
- Bensen, G. D., Ritzwoller, M. H., Barmin, M. P., Levshin, A. L., Lin, F., Moschetti, M. P., Shapiro, N. M., et Yang, Y. (2007). Processing seismic ambient noise data to

-
- obtain reliable broad-band surface wave dispersion measurements. *Geophys. J. Int.*, 169(3) :1239–1260.
- Beucler, E. (2002). *Tomographie régionale et globale du manteau terrestre : approche par les ondes de volume et de surface*. PhD thesis, Université Paris 7 Denis Diderot.
- Beucler, E., Mocquet, A., Schimmel, M., Chevrot, S., Quillard, O., Vergne, J., et Sylvander, M. (2015). Observation of deep water microseisms in the North Atlantic ocean using tide modulations. *Geophysical Research Letters*, 42(2) :316–322. 2014GL062347.
- Beucler, E. et Montagner, J.-P. (2006). Computation of Large Anisotropic Seismic Heterogeneities (CLASH). *Geophys. J. Int.*, 165 :447–468.
- Beucler, E., Stutzmann, E., et Montagner, J.-P. (2003). Surface-wave higher mode phase velocity measurements using a roller coaster type algorithm. *Geophys. J. Int.*, 155 :289–307.
- Beyreuther, M., Barsch, R., Krischer, L., Megies, T., Behr, Y., et Wassermann, J. (2010). ObsPy : A Python Toolbox for Seismology. *SRL*, 81(3) :530–533.
- Bitri, A., Ballèvre, M., Brun, J.-P., Chantaine, J., Gapais, D., Guennoc, P., Gumiaux, C., et Truffert, C. (2003). Imagerie sismique de la zone de collision hercynienne dans le Sud-Est du Massif armoricain (projet Armor 2/programme GéoFrance 3D). *Comptes Rendus Geoscience*, 335(13) :969–979.
- Bitri, A., Brun, J.-P., Gapais, D., Cagnard, F., Gumiaux, C., Chantaine, J., Martelet, G., et Truffert, C. (2010). Deep reflection seismic imaging of the internal zone of the South Armorican Hercynian belt (western France) (ARMOR 2/GéoFrance 3D Program). *Comptes Rendus Geoscience*, 342(6) :448–452.
- Bitri, A., Brun, J. P., Truffert, C., et Guennoc, P. (2001). Deep seismic imaging of the Cadomian thrust wedge of Northern Brittany. *Tectonophysics*, 331(1-2) :65–80.

- Bodin, T., Sambridge, M., Tkalčić, H., Arroucau, P., Gallagher, K., et Rawlinson, N. (2012). Transdimensional inversion of receiver functions and surface wave dispersion. *Journal of Geophysical Research*, 117(B2) :B02301.
- Bois, C., Lefort, J.-P., Gall, B. L., Sibuet, J.-C., Gariel, O., Pinet, B., et Cazes, M. (1990). International IGCP conference project 233 superimposed Variscan, Caledonian and Proterozoic features inferred from deep seismic profiles recorded between southern Ireland, southwestern Britain and western France. *Tectonophysics*, 177(1) :15 – 37.
- Bonnefoy-Claudet, S., Cotton, F., et Bard, P.-Y. (2006). The nature of noise wavefield and its applications for site effects studies. *Earth-Science Reviews*, 79(3-4) :205–227.
- Bosse, V., Feraud, G., Ruffet, G., Ballèvre, M., Peucat, J.-J., et De Jong, K. (2000). Late Devonian subduction and early-orogenic exhumation of eclogite-facies rocks from the Champtoceaux complex (Variscan belt, France). *Geological Journal*, 35(3-4) :297–325.
- Boue, P., Poli, P., Campillo, M., Pedersen, H., Briand, X., et Roux, P. (2013). Teleseismic correlations of ambient seismic noise for deep global imaging of the Earth. *Geophysical Journal International*, 194(2) :844–848.
- Boué, P. (2013). *Traitement d’antenne et corrélation du bruit sismique ambiant - applications multi-échelles*. PhD thesis, Université Joseph Fourier.
- Boué, P., Roux, P., Campillo, M., et Briand, X. (2014). Phase velocity tomography of surface waves using ambient noise cross correlation and array processing. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 119(1) :519–529.
- Brenguier, F., Campillo, M., Hadziioannou, C., Shapiro, N., Nadeau, R., et Larose, E. (2008). Postseismic relaxation along the San Andreas Fault at Parkfield from continuous seismological observations. *Science*, 321 :1478–1481.

-
- Brun, J.-P., Guennoc, P., Truffert, C., et Vairon, J. (2001). Cadomian tectonics in northern Brittany : a contribution of 3-D crustal-scale modelling. *Tectonophysics*, 331(1–2) :229 – 246.
- Brzak, K., Gu, Y. J., Ökeler, A., Steckler, M., et Lerner-Lam, A. (2009). Migration imaging and forward modeling of microseismic noise sources near southern Italy. *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 10(1). Q01012.
- Bézier, P. (1966). Définition numérique des courbes et surfaces i. *Automatisme*, pages 625–632.
- Bézier, P. (1967). Définition numérique des courbes et surfaces ii. *Automatisme*, pages 625–632.
- Campillo, M. (2006). Phase and correlation in ‘random’ seismic fields and the reconstruction of the Green function. *Pure appl. geophys.*, 163(2-3) :475–502.
- Campillo, M. et Paul, A. (2003). Long-range correlations in the diffuse seismic coda. *Science*, 299(5606) :547–9.
- Campillo, M. et Plantet, J. (1991). Frequency dependence and spatial distribution of seismic attenuation in France : experimental results and possible interpretations. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 67(1) :48 – 64.
- Capdeville, Y., Guillot, L., et Marigo, J.-J. (2010). 2-D non-periodic homogenization to upscale elastic media for P–SV waves. *Geophysical Journal International*, 182(2) :903–922.
- Cara, M. (1973). Filtering of dispersed wavetrains. *Geophysical Journal International*, 33(1) :65–80.
- Cauchie, L. et Saccorotti, G. (2012). Probabilistic inversion of Rayleigh wave dispersion data : an application to Mt Etna, Italy. *Journal of Seismology*, 17(2) :335–346.

- Chantraine, J., Egal, E., Thiéblemont, D., Goff, E. L., Guerrot, C., Ballèvre, M., et Guennoc, P. (2001). The Cadomian active margin (North Armorican Massif, France) : a segment of the North Atlantic Panafrican belt. *Tectonophysics*, 331(1–2) :1 – 18.
- Chevrot, S., Sylvander, M., Benahmed, S., Ponsolles, C., Lefèvre, J. M., et Paradis, D. (2007). Source locations of secondary microseisms in western Europe : Evidence for both coastal and pelagic sources. *Journal of Geophysical Research*, 112(B11) :B11301.
- Chevrot, S., Villasenor, A., Sylvander, M., Benahmed, S., Beucier, E., Cougoulat, G., Delmas, P., de Saint Blanquat, M., Diaz, J., Gallart, J., Grimaud, F., Lagabriele, Y., Manatschal, G., Mocquet, A., Pauchet, H., Paul, A., Péquegnat, C., Quillard, O., Roussel, S., Ruiz, M., et Wolyniec, D. (2014). High-resolution imaging of the Pyrenees and Massif Central from the data of the PYROPE and IBERARRAY portable array deployments. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 119(8) :6399–6420.
- Cooley, J. W., Lewis Peter, A. W., et Welch, P. D. (1969). The Fast Fourier Transform and its applications. *IEEE Transactions on education*, 12(1) :27–34.
- Dahlen, F. A. et Tromp, J. (1998). *Theoretical global seismology*. Princeton, N.J. Princeton University Press.
- Debayle, E. (1999). SV-wave azimuthal anisotropy in the Australian upper mantle : Preliminary results from automated Rayleigh waveform inversion. *Geophys. J. Int.*, 137 :747–754.
- Debayle, E. et Kennett, B. L. N. (2000). The Australian continental upper mantle : Structure and deformation inferred from surface waves. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 105(B11) :25423–25450.
- Denolle, M., Dunham, E., Prieto, G., et Beroza, G. (2013). Ground motion prediction of realistic earthquake sources using the ambient seismic field. *Journal of Geophysical Research*, 118(5) :2102–2118.

-
- Drilleau, M., Beucler, E., Mocquet, a., Verhoeven, O., Moebs, G., Burgos, G., Montagner, J.-P., et Vacher, P. (2013). A Bayesian approach to infer radial models of temperature and anisotropy in the transition zone from surface wave dispersion curves. *Geophysical Journal International*, 195(2) :1165–1183.
- Dziewonski, A., Bloch, S., et Landisman, M. (1969). A technique for the analysis of transients seismic signals. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 59 :427–444.
- Dziewonski, A. M. et Anderson, D. L. (1981). Preliminary Reference Earth Model. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 25(4) :297 – 356.
- Díaz, J., A. Villaseñor, A., Gallart, J., Morales, J., Pazos, A., Córdoba, D., Pulgar, J., García-Lobón, J., et Harnafi, M. (2009). The IberArray broadband seismic network : a new tool to investigate the deep structure beneath Iberia. *Orfeus Newsletter*.
- Ebeling, C. W. (2012). Chapter one - inferring ocean storm characteristics from ambient seismic noise : A historical perspective. In Dmowska, R., editor, *Advances in Geophysics*, volume 53 of *Advances in Geophysics*, pages 1 – 33. Elsevier.
- Ermert, L., Villaseñor, A., et Fichtner, A. (2015). Cross-correlation imaging of ambient noise sources. *Geophysical Journal International*, 204(1) :347–364.
- Essen, H.-H., Krüger, F., Dahm, T., et Grevemeyer, I. (2003). On the generation of secondary microseisms observed in northern and central Europe. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 108(B10).
- Fernandez-Mendiola, P. et García-Mondejar, J. (1990). Mid-cretaceous palaeogeographical evolution of the central Basque-Cantabrian basin (northern Spain). *Palaeogeography, Palaeoclimatology, Palaeoecology*, 81(1–2) :115 – 126.
- Fichtner, a. (2015). Source-structure trade-offs in ambient noise correlations. *Geophysical Journal International*, 202(1) :678–694.

- Friedrich, A., Krüger, F., et Klinge, K. (1998). Ocean-generated microseismic noise located with the Gräfenberg array. *Journal of Seismology*, 2(1) :47–64.
- Frigo, M. et Johnson, S. G. (2005). The Design and Implementation of FFTW3. *Proceedings of the IEEE*, 93(2) :216–231.
- Gabor, D. (1946). Theory of Communication. *J. IEE*, 93(26) :429–457.
- Gerstoft, P., Shearer, P. M., Harmon, N., et Zhang, J. (2008). Global P, PP, and PKP wave microseisms observed from distant storms. *Geophys. Res. Lett.*, 35(23).
- Goldstein, P. et Snoke, A. (2005). SAC Availability for the IRIS Community. *Incorporated Institutions for Seismology Data Management Center Electronic Newsletter*.
- Grandjean, G., Mennéchet, C., Debégia, N., et Bonijoly, D. (1998). Insuring the quality of gravity data. *Eos, Transactions American Geophysical Union*, 79(18) :217–221.
- Granet, M., Judenherc, S., et Souriau, A. (2000). Des images du systeme lithosphere-aesthenosphere sous la France et leurs implications geodynamiques ; l’apport de la tomographie telesismique et de l’anisotropie sismique. *Bulletin de la Societe Geologique de France*, 171(2) :149–167.
- Groos, J., Bussat, S., et Ritter, J. (2012). Performance of different processing schemes in seismic noise cross-correlations. *Geophysical Journal International*, 188(2) :498–512.
- Gu, Y. J., Dublanko, C., Lerner-Lam, A., Brzak, K., et Steckler, M. (2007). Probing the sources of ambient seismic noise near the coasts of southern Italy. *Geophysical Research Letters*, 34(22) :L22315.
- Gumiaux, C., Judenherc, S., Brun, J.-P., Gapais, D., Granet, M., et Poupinet, G. (2004). Restoration of lithosphere-scale wrenching from integrated structural and tomographic data (hercynian belt of western France). *Geology*, 32(4) :333–336.

-
- Harmon, N., Forsyth, D., et Webb, S. (2007). Using ambient seismic noise to determine short period phase velocities and shallow shear velocities in young oceanic lithosphere. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 97(6) :2009–2023.
- Haskell, N. A. (1953). The dispersion of surface waves on multilayered media. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 43(1) :17–34.
- Hastings, W. K. (1970). Monte Carlo sampling methods using Markov chains and their applications. *Biometrika*, 57 :97–109.
- Haubrich, R. A. et McCamy, K. (1969). Microseisms - coastal and pelagic sources. *Reviews of Geophysics*, 7(3).
- Haugmard, M. (2013). Sismicité du Massif armoricain : détermination jointe d’un modèle de vitesses et de la localisation hypocentrale par inversion Monte-Carlo. Master’s thesis, Université de Nantes.
- Herrmann, R. B. (2013). Computer Programs in Seismology : An evolving tool for instruction and research. *Seismological Research Letters*, 84(6) :1081–1088.
- Hillers, G., Graham, N., Campillo, M., Kedar, S., Landès, M., et Shapiro, N. (2012). Global oceanic microseism sources as seen by seismic arrays and predicted by wave action models. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 13(1).
- Hirn, A. (1977). Anisotropy in the continental upper mantle : Possible evidence from explosion seismology. *Geophysical Journal International*, 49(1) :49–58.
- Holcomb, L. G. (1980). Microseisms : A twenty-six-second spectral line in long-period Earth motion. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 70(4) :1055–1070.
- Judenherc, S., Granet, M., et Boumbar, N. (1999). Two-dimensional anisotropic tomography of lithosphere beneath France using regional arrival times. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 104(B6) :13201–13215.

- Judenherc, S., Granet, M., Brun, J.-P., et Poupinet, G. (2003). The hercynian collision in the Armorican Massif : evidence of different lithospheric domains inferred from seismic tomography and anisotropy. *Bulletin de la Societe Geologique de France*, 174(1) :45–57.
- Judenherc, S., Granet, M., Brun, J.-P., Poupinet, G., Mocquet, A., Plomerova, J., et Achauer, U. (2002). Images of lithospheric heterogeneities in the Armorican segment of the Hercynian Range in France. *Tectonophysics*, 358 :121–134.
- Keilis-Borok, V. I. et Yanovskaja, T. B. (1967). Inverse problems of seismology (structural review). *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, 13(1-3) :223–234.
- Kimman, W., Campman, X., et Trampert, J. (2012). Characteristics of seismic noise : fundamental and higher mode energy observed in the northeast of the Netherlands. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 102(4) :1388–1399.
- Kobayashi, N. et Nishida, K. (1998). Continuous excitation of planetary free oscillations by atmospheric disturbances. *Nature*, 395 :357–360.
- Köhler, A., Weidle, C., et Maupin, V. (2011a). Directionality analysis and Rayleigh wave tomography of ambient seismic noise in southern Norway. *Geophysical Journal International*, 184(1) :287–300.
- Köhler, A., Weidle, C., et Maupin, V. (2011b). On the effect of topography on surface wave propagation in the ambient noise frequency range. *Journal of Seismology*, 16(2) :221–231.
- Koper, K. D., Seats, K., et Benz, H. (2010). On the composition of Earth’s short-period seismic noise field. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 100(2) :606–617.
- Landès, M., Hubans, F., Shapiro, N. M., Paul, A., et Campillo, M. (2010). Origin of deep ocean microseisms by using teleseismic body waves. *Journal of Geophysical Research*, 115(B5) :B05302.

-
- Landisman, M., Dziewonski, A., et Satô, Y. (1969). Recent improvements in the analysis of surface wave observations. *Geophysical Journal International*, 17(4) :369–403.
- Lardeux, H. (1996). *Guide géologique de la Bretagne*. Dunod.
- Larose, E. (2004). Imaging from one-bit correlations of wideband diffuse wave fields. *Journal of Applied Physics*, 95(12) :8393.
- Le Pichon, X., Rangin, C., Hamon, Y., Loget, N., Lin, J. Y., Andreani, L., et Flotte, N. (2010). Geodynamics of the France Southeast basin. *Bulletin de la Societe Geologique de France*, 181(6) :477–501.
- Legendre, C. P., Meier, T., Lebedev, S., Friederich, W., et Viereck-Götte, L. (2012). A shear wave velocity model of the European upper mantle from automated inversion of seismic shear and surface waveforms. *Geophysical Journal International*, 191(1) :282–304.
- Levshin, a. L. et Ritzwoller, M. H. (2001). Automated detection, extraction, and measurement of regional surface waves. *Pure and Applied Geophysics*, 158(8) :1531–1545.
- Levshin, A. L., Ritzwoller, M. H., et Shapiro, N. M. (2005). The use of crustal higher modes to constrain crustal structure across Central Asia. *Geophysical Journal International*, 160(3) :961–972.
- Levshin, A. L., Yanovskaya, T., Lander, A., Bukchin, B., Barmin, M., L.I., R., et Its, E. (1989). Seismic surface waves in a laterally inhomogeneous Earth. *Modern Approaches in Geophysics*, 9.
- Lin, F.-C., Moschetti, M. P., et Ritzwoller, M. H. (2008). Surface wave tomography of the western United States from ambient seismic noise : Rayleigh and Love wave phase velocity maps. *Geophysical Journal International*, 173(1) :281–298.
- Lin, F.-C., Ritzwoller, M. H., et Snieder, R. (2009). Eikonal tomography : surface

- wave tomography by phase front tracking across a regional broad-band seismic array. *Geophysical Journal International*, 177(3) :1091–1110.
- Lin, F.-C., Ritzwoller, M. H., Townend, J., Bannister, S., et Savage, M. K. (2007). Ambient noise Rayleigh wave tomography of New Zealand. *Geophysical Journal International*, 170(2) :649–666.
- Liu, Q.-Y., Yu, L., Jiu-Hui, C., van der Hilst, R. D., Biao, G., Jun, W., Shao-Hua, Q., et Shun-Cheng, L. (2010). Joint inversion of receiver function and ambient noise based on Bayesian theory. *Chinese Journal of Geophysics*, 53(6) :961–972.
- Lobkis, O. I. et Weaver, R. L. (2001). On the emergence of the Green’s function in the correlations of a diffuse field. *J. Acoust. Soc. Am.*, 110 :3011–3017.
- Longuet-Higgins, M. S. (1950). A theory of the origin of microseisms. *Phil. Trans. R. Soc. London*, 243(857) :1–35.
- Lévêque, J., Debayle, E., et Maupin, V. (1998). Anisotropy in the Indian ocean upper mantle from Rayleigh- and Love-waveform inversion. *Geophysical Journal International*, 133(3) :529–540.
- Macquet, M. (2015). *Tomographie crustale des Pyrénées et des régions avoisinantes par corrélation de bruit*. PhD thesis, Université Joseph Fourier.
- Macquet, M., Paul, a., Pedersen, H. a., Villasenor, a., Chevrot, S., Sylvander, M., et Wolyniec, D. (2014). 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(1) :402–415.
- Martelet, G., Calcagno, P., Gumiaux, C., Truffert, C., Bitri, A., Gapais, D., et Brun, J. (2004). Integrated 3D geophysical and geological modelling of the Hercynian suture zone in the Champtoceaux area (south Brittany, France). *Tectonophysics*, 382(1–2) :117 – 128.

-
- Marzorati, S. et Bindi, D. (2008). Characteristics of ambient noise cross correlations in northern Italy within the frequency range of 0.1–0.6 hz. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 98(3) :1389–1398.
- Matsumoto, M. et Nishimura, T. (1998). Mersenne Twister : A 623-dimensionally equi-distributed uniform pseudo-random number generator. *ACM Trans. Model. Comput. Simul.*, 8(1) :3–30.
- Matte, P. et Hirn, A. (1988). Seismic signature and tectonic cross section of the variscan crust in western France. *Tectonics*, 7(2) :141–155.
- Maupin, V. (2011). Upper-mantle structure in southern Norway from beamforming of Rayleigh wave data presenting multipathing. *Geophysical Journal International*, 185(2) :985–1002.
- Metropolis, N. (1987). The beginning of the Monte Carlo method. *Los Alamos Science, Special Issue*, 15 :125–130.
- Metropolis, N. et Ulam, S. M. (1949). The Monte Carlo Method. *Journal of the American Statistical Association*, 44(247) :335–341.
- Montagner, J.-P. (1986). Regional three-dimensional structures using long-period surface waves. *Annales Geophysicae*, 4 :283–294.
- Montagner, J.-P. et Nataf, H.-C. (1986). A simple method for inverting the azimuthal anisotropy of surface waves. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 91(B1) :511–520.
- Mooney, W. D., Laske, G., et Masters, T. G. (1998). CRUST 5.1 : A global crustal model at $5^\circ \times 5^\circ$. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 103(B1) :727–747.
- Mormann, F., Lehnertz, K., David, P., et Elger, C. E. (2000). Mean phase coherence as a measure for phase synchronization and its application to the EEG of epilepsy patients. *Phys. D*, 144(3-4) :358–369.

- Mosegaard, K. et Tarantola, A. (1995). Monte Carlo sampling of solutions to inverse problems. *Journal of Geophysical Research*, 100(B7) :12431.
- Moser, T. J., van Eck, T., et Nolet, G. (1992). Hypocenter determination in strongly heterogeneous Earth models using the shortest path method. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 97(B5) :6563–6572.
- Moureaux, T. (1891). Sur une anomalie magnétique observée dans le bassin de Paris. *J. Phys. Theor. Appl.*, pages 374–379.
- Nicolson, H., Curtis, a., et Baptie, B. (2014). Rayleigh wave tomography of the British Isles from ambient seismic noise. *Geophysical Journal International*, 198(2) :637–655.
- Oliver, J. (1962). A worldwide storm of microseisms with periods of about 27 seconds. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 52(3) :507–517.
- Panning, M. P., Éric Beucler, Drilleau, M., Mocquet, A., Lognonné, P., et Banerdt, W. B. (2015). Verifying single-station seismic approaches using Earth-based data : Preparation for data return from the InSight mission to Mars. *Icarus*, 248 :230–242.
- Paul, A. (2005). Empirical synthesis of time-asymmetrical Green functions from the correlation of coda waves. *Journal of Geophysical Research*, 110(B8) :B08302.
- Pedersen, H., Boué, P., Poli, P., et Colombi, A. (2015). Arrival angle anomalies of Rayleigh waves observed at a broadband array : a systematic study based on earthquake data, full waveform simulations and noise correlations. *Geophysical Journal International*, 203(3) :1626–1641.
- Pedersen, H., Debayle, E., et Maupin, V. (2013). Strong lateral variations of lithospheric mantle beneath cratons – Example from the Baltic Shield. *Earth and Planetary Science Letters*, 383 :164–172.
- Pedersen, H. et Krüger, F. (2007). Influence of the seismic noise characteristics on noise correlations in the Baltic shield. *Geophysical Journal International*, 168(1) :197–210.

-
- Peterson, J. (1993). Observations and modelling of seismic background noise. *US geological Survey, open-file report*.
- Piromallo, C. (2003). P wave tomography of the mantle under the Alpine-Mediterranean area. *Journal of Geophysical Research*, 108(B2) :2065.
- Plomerová, J., Granet, M., Judenherc, S., Achauer, U., Babuška, V., Jedlička, P., Kouba, D., et Vecsey, L. (2000). Temporary array data for studying seismic anisotropy of variscan massifs – the Armorican Massif, french Massif Central and Bohemian Massif. *Studia Geophysica et Geodaetica*, 44(2) :195–209.
- Poli, P., Campillo, M., Pedersen, H., et Group, L. W. (2012). Body-wave imaging of Earth’s mantle discontinuities from ambient seismic noise. *Science*, 338(6110) :1063–1065.
- Poli, P., Pedersen, H. A., Campillo, M., et the POLENET/LAPNET Working Group (2013). Noise directivity and group velocity tomography in a region with small velocity contrasts : the northern Baltic shield. *Geophysical Journal International*, 192(1) :413–424.
- Press, F. (1970). Earth models consistent with geophysical data. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 3 :3 – 22.
- Prieto, G. a., Lawrence, J. F., et Beroza, G. C. (2009). Anelastic Earth structure from the coherency of the ambient seismic field. *Journal of Geophysical Research*, 114(B7) :B07303.
- Rhie, J. et Romanowicz, B. (2004). Excitation of Earth’s continuous free oscillations by atmosphere ocean seafloor coupling. *Nature*, 431 :552–556.
- Ries, A. (1978). The opening of the Bay of Biscay - a review. *Earth-Science Reviews*, 14(1) :35 – 63.

- Ritzwoller, M. H. et Levshin, A. L. (1998). Eurasian surface wave tomography : group velocities. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 103(B3) :4839–4878.
- Roux, P., Sabra, K. G., Kuperman, W. a., et Roux, A. (2005). Ambient noise cross correlation in free space : theoretical approach. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 117(1) :79.
- Sabra, K. G., Gerstoft, P., Roux, P., et Kuperman, W. (2005). Extracting time-domain Green’s function estimates from ambient seismic noise. *Geophysical Research Letters*, 32.
- Sambridge, M. (1999). Geophysical inversion with a neighbourhood algorithm-{II}. Appraising the ensemble. *Geophys. J. Int.*, 138 :727–746.
- Sambridge, M. et Mosegaard, K. (2002). Monte Carlo methods in geophysical inverse problems. *Reviews of Geophysics*, 40(3) :3–1–3–29. 1009.
- Schimmel, M. (1999). Phase cross-correlations : Design, comparisons, and applications. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 89(5) :1366–1378.
- Schimmel, M. et Gallart, J. (2007). Frequency-dependent phase coherence for noise suppression in seismic array data. *Journal of Geophysical Research*, 112(B4) :B04303.
- Schimmel, M. et Paulssen, H. (1997). Noise reduction and detection of weak, coherent signals through phase-weighted stacks. *Geophys. J. Int.*, 130 :497–505.
- Schimmel, M., Stutzmann, E., Arduin, F., et Gallart, J. (2011). Polarized Earth’s ambient microseismic noise. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 12(7).
- Seats, K. J., Lawrence, J. F., et Prieto, G. a. (2012). Improved ambient noise correlation functions using Welch’s method. *Geophysical Journal International*, 188(2) :513–523.
- Seed Reference Manual (2012). *Standard for the Exchange of Earthquake Data*.

-
- Shapiro, N. M. et Campillo, M. (2004). Emergence of broadband Rayleigh waves from correlations of the ambient seismic noise. *Geophys. Res. Lett.*, 31(7). L07614.
- Shapiro, N. M., Campillo, M., Stehly, L., et Ritzwoller, M. H. (2005). High-resolution surface-wave tomography from ambient seismic noise. *Science*, 307(5715) :1615–1618.
- Shapiro, N. M. et Ritzwoller, M. H. (2002). Monte-Carlo inversion for a global shear-velocity model of the crust and upper mantle. *Geophysical Journal International*, 151(1) :88–105.
- Shapiro, N. M., Ritzwoller, M. H., et Bensen, G. D. (2006). Source location of the 26 sec microseism from cross-correlations of ambient seismic noise. *Geophys. Res. Lett.*, 33(18). L18310.
- Shen, W., Ritzwoller, M. H., Schulte-Pelkum, V., et Lin, F.-C. (2012). Joint inversion of surface wave dispersion and receiver functions : a Bayesian Monte-Carlo approach. *Geophysical Journal International*, 192(2) :807–836.
- Silveira, G., Afonso Dias, N., et Villaseñor, A. (2013). Seismic imaging of the western Iberian crust using ambient noise : boundaries and internal structure of the Iberian Massif. *Tectonophysics*, 589 :186–194.
- Stehly, L., Campillo, M., et Shapiro, N. M. (2006). A study of the seismic noise from its long-range correlation properties. *Journal of Geophysical Research*, 111(B10) :B10306.
- Stehly, L., Fry, B., Campillo, M., Shapiro, N. M., Guilbert, J., Boschi, L., et Giardini, D. (2009). Tomography of the Alpine region from observations of seismic ambient noise. *Geophysical Journal International*, 178(1) :338–350.
- Stephen, R. A., Spiess, F. N., Collins, J. A., Hildebrand, J. A., Orcutt, J. A., Peal, K. R., Vernon, F. L., et Wooding, F. B. (2003). Ocean Seismic Network Pilot Experiment. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 4(10).

- Stutzmann, E., Arduin, F., Schimmel, M., Mangeney, A., et Patau, G. (2012). Modeling long-term seismic noise in various environments. *Geophys. J. Int.*, 191(2) :707–722.
- Taner, M. T., Koehler, F., et Sheriff, R. E. (1979). Complex seismic trace analysis. *Geophysics*, 44(6) :1041–1063.
- Tarantola, A. (2005). *Inverse Problem Theory and Methods for Model Parameter Estimation*. Society for Industrial and Applied Mathematics, Philadelphia, PA, USA.
- Tarantola, A. et Nercessian, A. (1984). Three-dimensional inversion without blocks. *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, 76(2) :299–306.
- Tarantola, A. et Valette, B. (1982). Generalized nonlinear inverse problems solved using the least squares criterion. *Reviews of Geophysics*, 20(2) :219–232.
- Thomson, W. T. (1950). Transmission of elastic waves through a stratified solid medium. *Journal of Applied Geophysics*, 21 :89–93.
- Tian, Y. et Ritzwoller, M. H. (2015). Directionality of ambient noise on the Juan de Fuca plate : implications for source locations of the primary and secondary microseisms. *Geophysical Journal International*, 201(1) :429–443.
- Tonegawa, T., Fukao, Y., Takahashi, T., Obana, K., Kodaira, S., et Kaneda, Y. (2015). Ambient seafloor noise excited by earthquakes in the Nankai subduction zone. *Nature communications*, 6 :6132.
- Truffert, C., Gumiaux, C., Chantaine, J., Perrin, J., Galdeano, A., Gapais, D., Ballèvre, M., Asfirane, F., Guennoc, P., et Brun, J.-P. (2001). Leve géophysique aéroporté dans le Sud-Est du Massif armoricain (programme GeoFrance3D Armor2). magnétisme et radiométrie spectrale. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences Series IIA Earth and Planetary Science*, 333(5) :263–270.

-
- Verbeke, J., Boschi, L., Stehly, L., Kissling, E., et Michélini, a. (2012). High-resolution Rayleigh-wave velocity maps of central Europe from a dense ambient-noise data set. *Geophysical Journal International*, 188(3) :1173–1187.
- Visser, K., Trampert, J., et Kennett, B. L. N. (2008). Global anisotropic phase velocity maps for higher mode Love and Rayleigh waves. *Geophysical Journal International*, 172(3) :1016–1032.
- Wang, N., Montagner, J.-P., Fichtner, A., et Capdeville, Y. (2013). Intrinsic versus extrinsic seismic anisotropy : The radial anisotropy in reference Earth models. *Geophysical Research Letters*, 40(16) :4284–4288.
- White, R. O. (1991). Properties of instantaneous seismic attributes. *The leading edge of exploration*, 10(7) :26–32.
- Wiggins, R. A. (1972). The general linear inverse problem : implication of surface waves and free oscillations for Earth structure. *Reviews of Geophysics*, 10(1) :251–285.
- Xia, Y., Ni, S., et Zeng, X. (2013). Twin enigmatic microseismic sources in the Gulf of Guinea observed on intercontinental seismic stations. *Geophys. J. Int.*, 194(1) :362–366.
- Yang, Y. et Ritzwoller, M. H. (2008). Characteristics of ambient seismic noise as a source for surface wave tomography. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 9(2).
- Yang, Y., Ritzwoller, M. H., Levshin, A. L., et Shapiro, N. M. (2007). Ambient noise Rayleigh wave tomography across Europe. *Geophysical Journal International*, 168(1) :259–274.
- Zeng, X. et Ni, S. (2010). A persistent localized microseismic source near the Kyushu Island, Japan. *Geophys. Res. Lett.*, 37(24). L24307.

Thèse de Doctorat

Ianis GAUDOT

Analyse des intercorrélations du champ d'onde sismique ambiant - Application à la tomographie de l'Ouest de la France

Analysis of seismic ambient wavefield cross-correlations - Application to the tomography of western France

Résumé

L'énergie sismique générée constamment dans les océans peut être utilisée pour l'analyse du champ d'onde ambiant et pour l'imagerie des structures crustales. Une nouvelle approche statistique basée sur la redondance en phase des intercorrélations est développée pour caractériser le champ d'onde sismique. Le déploiement inédit d'un réseau de sismomètres à large-bande passant dans le Nord de l'Espagne, le Sud et l'Ouest de la France, ainsi que l'utilisation de stations permanentes européennes, permet une couverture sismique inédite de ces régions par intercorrélations des enregistrements continus. La méthode d'imagerie utilise un algorithme de type Monte-Carlo par chaînes de Markov. Pour chaque paire de capteurs, le diagramme de dispersion de la fonction de Green empirique est transcrit en densité de probabilité de vitesse sismique cisailante en fonction de la profondeur. Une régionalisation anisotrope permet d'obtenir un modèle de vitesse 3D sous le Massif armoricain et le Golfe de Gascogne avec une résolution latérale d'environ 75 km. Depuis la surface jusqu'à 10 km de profondeur, les cartes de vitesse isotropes sont très bien corrélées avec la géologie : des anomalies négatives sont observées au niveau des bassins sédimentaires, et des anomalies positives au niveau des socles cristallins affleurants, fragments de la chaîne hercynienne. À 20 km de profondeur, la structure à l'aplomb du Golfe de Gascogne se singularise par une anomalie de vitesse positive dont les limites peuvent être interprétées comme la transition entre les domaines océaniques et continentaux. La structure crustale du Massif armoricain apparaît également hétérogène à l'échelle sub-régionale.

Mots clés

Tomographie sismique, intercorrélations de bruit, redondance de phase, inversion stochastique, sismologie large bande, Massif armoricain, Golfe de Gascogne

Abstract

The continuous excitation of the Earth's surface due to oceanic wave-seafloor coupling, is widely used for both analyzing the seismic ambient wavefield properties and for imaging the deep structures. A new statistical approach based on the phase redundancy of cross-correlations is developed to provide quantitative information on the ubiquitous seismic signal. Two dense arrays of broadband seismometers have been temporarily deployed over the southern and western France, and over the northern Spain, providing a good opportunity to reveal the crustal and uppermost mantle features beneath this region. A Monte-Carlo Markov chain inversion algorithm is used to translate, for each station pair, the frequency dependent energy diagram of the ambient noise cross-correlation, into probability density distribution of the shear wave velocity as a function of depth. The 1D velocity profiles are then combined together using an anisotropic regionalization scheme, to build a 3D velocity model with an unprecedented lateral resolution of 75 km. The isotropic velocity maps correlate well with the geology up to 10 km depth. While negative velocity anomalies are associated with the sedimentary basins, the crystalline Variscan basement displays positive anomalies. At 20 km depth, the Bay of Biscay exhibits positive velocity anomalies, whose eastern boundaries can be interpreted as the ocean-continent transition. The overall crustal structure below the Armorican Massif appears to be heterogeneous at the subregional scale.

Key words

Seismic tomography, noise cross-correlations, phase redundancy, stochastic inversion, broad-band seismology, Armorican Massif, Bay of Biscay