



**HAL**  
open science

# Détermination des variations latérales de la lithosphère par l'analyse des ondes de surface enregistrées par des réseaux régionaux

Nathalie Cotte

► **To cite this version:**

Nathalie Cotte. Détermination des variations latérales de la lithosphère par l'analyse des ondes de surface enregistrées par des réseaux régionaux. Géophysique [physics.geo-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2000. Français. NNT: . tel-00703264

**HAL Id: tel-00703264**

**<https://theses.hal.science/tel-00703264>**

Submitted on 1 Jun 2012

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

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



**OBSERVATOIRE DE GRENOBLE**  
 et  
**LABORATOIRE DE GÉOPHYSIQUE INTERNE ET TECTONOPHYSIQUE**

**Thèse**

présentée par

**Nathalie COTTE**

pour obtenir le grade de

**Docteur de l'Université Joseph Fourier - Grenoble I**

(Arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

**Spécialité: Géophysique - Géochimie - Géomécanique**

**DÉTERMINATION DES VARIATIONS LATÉRALES DE LA LITHOSPHERE PAR  
 L'ANALYSE DES ONDES DE SURFACE ENREGISTRÉES PAR DES RÉSEAUX  
 RÉGIONAUX**

Date de soutenance : 24 janvier 2000

Composition du jury :

M. M. Granet	président - rapporteur	Physicien à l'EOST, Strasbourg
M. E. Kissling	rapporteur	Professeur à l'ETH, Zürich
M. M. Campillo	directeur de thèse	Professeur à l'UJF, Grenoble
Mme H. A. Pedersen	co-directrice de thèse	Maître de conférence à l'UJF, Grenoble
Mme V. Farra	examinatrice	Physicien adjoint à l'IPG, Paris
M. Y. Cansi	examinateur	Ingénieur au CEA, Bruyères-Le-Châtel

Univ. J. Fourier - O.S.U.G.  
 MAISON DES GEOSCIENCES  
 DOCUMENTATION  
 B.P. 53  
 F. 38041 GRENOBLE CEDEX  
 Tél. 04 76 63 54 27 - Fax 04 76 51 40 58  
 Mail : ptalour@ujf-grenoble.fr

OBSERVATOIRE DE GRENOBLE  
et  
LABORATOIRE DE GÉOPHYSIQUE INTERNE ET TECTONOPHYSIQUE

**Thèse**

présentée par

**Nathalie COTTE**

pour obtenir le grade de

**Docteur de l'Université Joseph Fourier - Grenoble I**

(Arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

Spécialité: **Géophysique - Géochimie - Géomécanique**

**DÉTERMINATION DES VARIATIONS LATÉRALES DE LA LITHOSPHERE PAR  
L'ANALYSE DES ONDES DE SURFACE ENREGISTRÉES PAR DES RÉSEAUX  
RÉGIONAUX**

Date de soutenance : 24 janvier 2000

Composition du jury :

M. M. Granet	président - rapporteur	Physicien à l'EOST, Strasbourg
M. E. Kissling	rapporteur	Professeur à l'ETH, Zürich
M. M. Campillo	directeur de thèse	Professeur à l'UJF, Grenoble
Mme H. A. Pedersen	co-directrice de thèse	Maître de conférence à l'UJF, Grenoble
Mme V. Farra	examinatrice	Physicien adjoint à l'IPG, Paris
M. Y. Cansi	examinateur	Ingénieur au CEA, Bruyères-Le-Châtel

10215248

A ma fille Adélie

## Avant-propos

Je remercie en premier lieu Helle Pedersen de m'avoir proposé un sujet de thèse à la suite de mon DEA. J'ai apprécié ses conseils, sa disponibilité et sa bonne humeur. Je remercie aussi Michel Campillo qui a su m'orienter et me conseiller à chaque étape. Merci à tous deux pour le bon déroulement de mon travail de thèse.

Je tiens aussi à remercier les membres de mon jury de thèse qui ont accepté d'être dans ce jury, et en particulier M. Granet et E. Kissling qui en ont été les rapporteurs. Merci à Y. Cansi et V. Farra pour leurs commentaires constructifs.

Comme un travail de thèse ne se fait pas en solitaire, j'ai eu maintes fois l'occasion de frapper à différentes portes. Merci à Georges Poupinet, Olivier Coutant, Anne Paul, François Thouvenot, Philippe Cardin et Henri-Claude Nataf. Merci aux "anciens" : Judith, Corinne, Fanfoué, Jocelyn, Nicolas, David et Sylvie qui ont su communiquer leur expérience de travail de thèse. Merci aux "jeunes" : Philippe, Xavier, Céline, Marianne, Cécile, Jérôme et Thomas. Bref, merci à mes amis (ex-)étudiants pour leur sympathie et leur générosité. A l'extérieur du LGIT, il y a l'Observatoire : merci à F. Glangeaud et J. Mars (LIS) pour leur collaboration en traitement du signal et à G. Ménard (LGCA) pour nos discussions sur les Alpes. Encore plus à l'extérieur, je tiens à remercier G. Laske (UCSD) pour le tracé de rai, S. Gregersen (Copenhague) de m'avoir accueillie à Copenhague, Y. Capdeville et S. Chevrot (IPG Paris) pour les modèles de Terre, et E. Bertrand (Sophia Antipolis) pour les données "niçoises".

Sans la contribution du personnel technique et administratif, le travail quotidien serait bien trop compliqué : merci à nos secrétaires, France, Jocelyne et Martine, et merci à Robert, Liliane, Michel S. et Yves pour leur aide matérielle. Un grand merci à Catherine Pequegnat pour l'informatique.

Je remercie le Centre National de Recherche Scientifique et le Laboratoire de Détection Géophysique de m'avoir financée durant ces trois années de thèse.

Finalement, si je suis arrivée à ce stade ce n'est pas par accident, mais grâce au soutien de mon entourage familial. Je remercie mes parents qui m'ont permis d'entreprendre de telles études et qui m'ont toujours fait confiance. Et puis merci Régis pour tes encouragements, ta patience et ton soutien.

## Résumé

Les ondes de surface de période 10-100 secondes sont sensibles à la rigidité de la lithosphère échantillonnée. Dans ce travail de thèse, nous nous sommes intéressés à l'étude des variations latérales de la lithosphère par l'analyse des ondes de surface. La longueur d'onde des variations latérales étudiées est de l'ordre de grandeur décakilométrique. Les méthodes habituellement utilisées avec des stations sismologiques espacées de plusieurs centaines de kilomètres ne sont donc plus satisfaisantes. C'est pourquoi nous avons développé des analyses dites de réseaux denses ou régionaux. Ainsi nous pouvons déterminer les variations latérales de la structure lithosphérique et étudier la propagation des ondes de surface à l'échelle régionale.

Nous avons appliqué ces analyses de réseau pour trois études régionales différentes. Tout d'abord nous avons montré les variations brutales de la structure crustale de part et d'autre de la suture du Tsangpo au sud du plateau tibétain. Pour cela, nous avons analysé la vitesse de phase locale ainsi que les variations d'amplitude au travers de la suture. Au nord de la suture du Tsangpo nous avons déterminé une zone à moindre vitesse dans la croûte inférieure alors que nous ne l'observons pas au sud de la suture. Nous avons aussi étudié la lithosphère dans les Alpes françaises et nous avons montré qu'elle s'épaississait d'ouest en est, de 85 à plus de 200 km d'épaisseur sous l'axe de la chaîne alpine. Par ailleurs, nous nous sommes intéressés aux anomalies de la propagation des ondes de surface dans cette région en dissociant les effets dus aux échelles globale et locale. Finalement, nous avons aussi travaillé sur la zone de Sorgenfrei-Tornquist qui sépare l'Europe phanérozoïque à l'ouest de l'Europe paléozoïque à l'est. Nous montrons qu'au sud-ouest de cette zone la lithosphère est peu épaisse, autour de 50-100 km, et qu'au nord-est elle atteint une épaisseur supérieure à 200 km sous le bouclier baltique. Au niveau de la transition, la lithosphère est épaisse de 120 km.

Univ. J. Fourier - O.S.U.G.  
MAISON DES GEOSCIENCES  
DOCUMENTATION  
B.P. 53  
F. 38041 GRENOBLE CEDEX  
Tél. 04 76 63 54 27 - Fax 04 76 51 40 58  
Mail: pialour@ujf-grenoble.fr

## Abstract

Surface waves of intermediate period (10-100 seconds) are sensitive to the rigidity of the lithosphere. In this work, we studied the lateral variations of the lithosphere by analysis of surface waves. The wavelength of the studied lateral variations is decakilometric. Considering the improved spatial coverage of broad band stations and the recent availability of portable stations, usual methods based on seismological stations hundreds of kilometres apart are no longer satisfactory. This is particularly valid in strongly heterogeneous areas. We therefore developed methods for analysing surface recorded by dense or regional arrays to study propagation anomalies and lateral variations of the lithospheric structure.

We applied these array analysis in three different areas. Firstly, we showed the presence of strong, localised lateral variations of the crustal structure across the Tsangpo suture, in the southernmost part of the tibetan plateau. For this, we analysed the local phase velocity as well as the amplitude variation across the suture. North of the Tsangpo suture, we identified a low velocity layer in the lower crust while such a layer was not present south of the suture. Secondly, we studied the lithosphere in the French Alps and we showed that it thickens from 85 km beneath the western part to up to 200 km beneath the axis of the range. We also studied the propagation anomalies of the surface waves in this area using a dense array. Strong propagation anomalies were found and interpreted using ray tracing and numerical simulations. Finally, we analysed surface waves in the area around the Sorgenfrei-Tornquist zone which separates Phanerozoic Europe (west) to Paleozoic Europe (east). We showed that the lithosphere is thin (50-100 km) in the westernmost part, thick in the easternmost part (up to 200 km), and intermediate (120 km) within the lateral transition.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>5</b>
<b>1 Généralités et méthodologie</b>	<b>9</b>
1.1 Les ondes de surface . . . . .	9
1.1.1 Les ondes de Rayleigh et de Love . . . . .	9
1.1.2 Vitesses de groupe et de phase . . . . .	10
1.1.3 Les modes . . . . .	11
1.2 Méthodologie et traitement du signal . . . . .	11
1.2.1 Le filtrage temps-fréquence . . . . .	11
1.2.2 La mesure de vitesse de phase . . . . .	13
1.2.3 L'inversion des courbes de dispersion . . . . .	18
1.3 Mesure de direction de propagation . . . . .	20
1.3.1 La polarisation . . . . .	21
1.3.2 L'analyse de réseau dans le domaine temporel . . . . .	23
1.3.3 L'analyse de réseau dans le domaine fréquentiel . . . . .	27
1.4 Bibliographie . . . . .	30
<b>2 Outils pour l'étude de la propagation</b>	<b>33</b>
2.1 Le tracé de rai dans des modèles globaux de Terre . . . . .	33
2.1.1 Les modèles globaux de Terre . . . . .	34
2.1.2 Le tracé de rai en coordonnées sphériques . . . . .	36
2.1.3 Le tracé de rai en coordonnées cartésiennes . . . . .	41
2.2 Les simulations numériques . . . . .	42
2.3 Bibliographie . . . . .	44
<b>3 Etude de la croûte autour du Tsangpo</b>	<b>47</b>
3.1 Introduction . . . . .	49
3.2 Data selection . . . . .	50
3.3 Data processing and analysis . . . . .	51
3.3.1 Phase velocity analysis . . . . .	51



3.3.2	Spectral amplitude variations across the Tsangpo suture . . . . .	56
3.4	Numerical simulations . . . . .	59
3.5	Discussion and Conclusion . . . . .	64
3.6	Bibliographie . . . . .	67
<b>4</b>	<b>Propagation des ondes de surface dans les Alpes</b>	<b>71</b>
4.1	Introduction . . . . .	73
4.2	GéoFrance3D-ALPES and data . . . . .	74
4.2.1	Description of the Broad-Band Seismic Experiment . . . . .	75
4.2.2	Data Selection . . . . .	76
4.3	Array Analysis : Processing and Results . . . . .	77
4.3.1	Polarisation . . . . .	77
4.3.2	Array Analysis and Processing . . . . .	79
4.3.3	Results for Rayleigh and Love Waves . . . . .	80
4.4	Interpretations of the Observed Azimuth Deviations . . . . .	82
4.4.1	The Global Effect : Ray-Tracing in Earth Models . . . . .	84
4.4.2	Effect of the local structure . . . . .	86
4.4.3	Combining Global Propagation and Local Effects . . . . .	90
4.5	Azimuth Deviations and Phase Velocity Measurements . . . . .	91
4.5.1	Phase Velocity Measurement within the Mini-Array . . . . .	94
4.5.2	Consequence of deviations on phase velocity . . . . .	94
4.6	Discussion and Conclusions . . . . .	95
4.7	Bibliographie . . . . .	98
<b>5</b>	<b>Structure dans les Alpes occidentales</b>	<b>101</b>
5.1	Lithospheric structure in the French Alps . . . . .	102
5.1.1	Introduction . . . . .	103
5.1.2	Data . . . . .	104
5.1.3	Phase velocity measurements . . . . .	106
5.1.4	Inversion of phase velocities and lithospheric shear-wave velocity models proposed for the French Alps . . . . .	110
5.1.5	Discussion and conclusions . . . . .	113
5.2	Etude de la structure locale sous le réseau GEOFF . . . . .	116
5.2.1	Modèle géologique et simulations numériques . . . . .	116
5.2.2	Mesures de vitesse de phase et inversion : comparaison entre les observations et les simulations numériques . . . . .	118
5.3	Conclusion . . . . .	120
5.4	Bibliographie . . . . .	123

<b>6</b>	<b>Etude de la zone de Sorgenfrei-Tornquist</b>	<b>127</b>
6.1	Présentation de la région étudiée et de TOR1 . . . . .	127
6.1.1	La lithosphère en Europe et en Fennoscandinavie . . . . .	128
6.1.2	Présentation de la zone de Tornquist . . . . .	129
6.1.3	Présentation de l'expérience TOR1 et enjeux géodynamiques . . . . .	133
6.1.4	Présentation des données large-bande . . . . .	135
6.2	Réfraction des ondes de Rayleigh sur la STZ . . . . .	135
6.2.1	Réfraction dans le domaine temporel . . . . .	137
6.2.2	Réfraction dans le domaine fréquentiel . . . . .	144
6.2.3	Exemple de réfraction latérale sur la STZ . . . . .	144
6.3	Mesures des vitesses de phase . . . . .	147
6.3.1	Mesures avec des réseaux . . . . .	147
6.3.2	Mesures sous des profils . . . . .	149
6.4	Modèles de vitesses autour de la STZ . . . . .	153
6.4.1	Inversion des mesures de réseaux . . . . .	153
6.4.2	Inversion des mesures sur les profils . . . . .	155
6.5	Discussion . . . . .	155
6.6	Bibliographie . . . . .	163
	<b>Conclusion générale</b>	<b>167</b>

## Introduction

Une des motivations de la géophysique, et notamment de la sismologie, est de déterminer la structure de la Terre pour comprendre sa formation et ses mécanismes de déformation. La lithosphère, constituée de la croûte et d'une partie du manteau supérieur, est la "couche" la plus externe. Elle joue un rôle majeur dans la théorie de tectonique des plaques.

La tomographie des ondes P (ondes longitudinales) montre qu'il y a des hétérogénéités de petite longueur d'onde importantes dans la lithosphère. Par ailleurs, les ondes S (ondes transversales) sont de bons indicateurs sur la température, la présence de fluide et la rigidité des milieux traversés. Les ondes de surface sont sensibles aux variations de vitesse des ondes S. Comme elles échantillonnent la lithosphère pour des périodes entre 10 et 100 s, elles représentent alors une solution pour l'étude des variations latérales de structure dans la lithosphère.

Notre travail porte sur l'étude de la lithosphère continentale et ses variations latérales sur une échelle hectométrique, déterminée par l'analyse des ondes de surface. Nous nous focaliserons sur 3 zones différentes :

- le sud du plateau tibétain au niveau de la suture du Tsangpo. Cette suture marque en surface la frontière de plaques entre l'Inde et l'Asie. Nous verrons localement la structure engendrée par la convergence de ces plaques, et notamment les variations crustales de part et d'autre de la suture. Cette étude a été rendue possible grâce au projet INDEPTH II (1994).
- les Alpes, qui résultent de la convergence de la plaque africaine et de la plaque européenne. Nous nous intéresserons plus particulièrement à la partie française des Alpes occidentales. Ce travail entre dans le cadre du programme GéoFrance3D-Alpes (1996). Nous étudierons les variations latérales de la lithosphère du bord vers le centre de cette chaîne de montagne.
- la zone de Sorgenfrei-Tornquist en Scandinavie. Elle marque la limite entre le bouclier baltique au nord-est et l'Europe phanérozoïque au sud-ouest. Si d'un point de vue géologique son rôle de transition est contesté, elle joue un rôle prépondérant en terme de tectonique.

Nos études lithosphériques sont basées sur l'analyse des ondes de surface (ondes de

Love et de Rayleigh) de période intermédiaire entre 10 et 100 s, c'est-à-dire avec des longueurs d'onde entre 30 et 400 km. Classiquement, on utilise un espacement entre stations de plusieurs centaines de kilomètres, donc supérieur ou égal aux plus grandes longueurs d'onde, car les erreurs sur la vitesse de phase sont relativement petites.

Habituellement, les résultats provenant de ce type de mesure sont exploités en faisant l'hypothèse d'un milieu latéralement homogène, c'est-à-dire un milieu 1D dont les paramètres élastiques ne dépendent que de la profondeur. Une telle approximation a plusieurs conséquences. La première concerne le milieu étudié entre deux stations. La vitesse de phase est mesurée entre les deux stations et inversée pour déterminer le modèle en vitesse des ondes S. Ce processus d'inversion suppose que le milieu est homogène entre les stations, excepté avec les méthodes de perturbation (e.g. Snieder, 1988) qui tiennent compte de ces variations latérales et définissent des modèles lissés. Or les échelles de distance interstation correspondent à des variations latérales de la structure lithosphérique parfois non négligeables.

La deuxième conséquence concerne la propagation de l'onde et suppose un rai suivant le grand-cercle défini entre la source et la station. Ceci n'est vrai que dans le cas d'un milieu homogène et dans la pratique des déviations du rai par rapport au grand-cercle sont observées (e.g. Levshin et al., 1994; Laske, 1995). Le trajet parcouru par le front d'onde entre les deux stations peut alors être significativement différent de celui défini par le grand-cercle. De ce fait, la distance mesurée entre les stations suivant le rai, qui est la distance correspondant au déphasage d'une station à l'autre, est mal estimée. Une erreur sur la détermination de la vitesse de phase est alors introduite.

La troisième conséquence est faite sur la géométrie du front d'onde. Dans le cas d'une onde émise par un séisme lointain et se propageant dans un milieu homogène, nous pouvons faire l'approximation d'un front d'onde plan. Or les variations latérales du milieu de propagation déforment le front d'onde, ce qui peut perturber la vitesse de phase mesurée (e.g. Friederich, 1998).

Comme nous nous intéressons aux fortes variations latérales de la lithosphère, nous proposons une nouvelle méthode d'étude des ondes de surface pour minimiser les sources d'erreur précédemment décrites. Cette approche est basée sur l'analyse de ces ondes par des réseaux de stations sismologiques large-bande dont l'ouverture est de l'ordre de grandeur décakilométrique. Malheureusement, les dispositifs expérimentaux ne permettent pas toujours une telle approche et nous devons parfois travailler sur de longs profils. Ce travail de thèse sera présenté selon le plan suivant :

- dans le 1<sup>er</sup> chapitre nous rappellerons les propriétés des ondes de surface. Ce sera aussi l'occasion de présenter les méthodes de traitement du signal qui permettent les mesures de vitesse de phase ainsi que le processus d'inversion de ces vitesses

pour déterminer les modèles lithosphériques. Enfin nous discuterons des méthodes qui servent à l'étude de la direction de propagation des ondes de surface, à savoir les mesures de polarisation et les analyses de réseau.

- le 2<sup>ème</sup> chapitre sera consacré à l'étude théorique de la propagation des ondes de surface. Pour cela nous verrons dans un premier temps le tracé de rai dans des modèles globaux de Terre pour l'étude de la propagation à grande échelle. Puis nous présenterons la méthode de simulation numérique utilisée pour les études de propagation à l'échelle régionale.
- le 3<sup>ème</sup> chapitre présentera nos résultats sur la structure crustale et ses variations latérales de part et d'autre de la suture du Tsangpo au sud du plateau tibétain. Cette suture marque en surface la frontière de plaques entre l'Inde et l'Asie. Les données dont nous disposons sont celles enregistrées dans le cadre du projet IN-DEPTH II. Ces résultats ont donné lieu à une publication dans *Geophysical Journal International*.
- dans le 4<sup>ème</sup> chapitre nous présenterons notre étude de déviation au grand-cercle des ondes de surface enregistrées par un réseau dans les Alpes occidentales. Nous verrons comment les déviations mesurées sont interprétées en terme de propagation globale et d'influence de la structure locale. En outre nous déterminerons quantitativement l'effet de ces écarts au grand-cercle sur la mesure de vitesse de phase locale. Cette étude s'insère dans le cadre du projet GéoFrance3D-Alpes. Ces résultats ont donné lieu à un article à paraître dans *Geophysical Journal International*.
- le 5<sup>ème</sup> chapitre fera état de la structure lithosphérique que nous avons déterminée dans les Alpes occidentales par les ondes de surface, toujours dans le cadre du programme GéoFrance3D-Alpes. En particulier, nous montrerons les variations latérales de la lithosphère transversalement à l'axe de la chaîne alpine. Ces résultats ont donné lieu à un article en préparation. Nous verrons en outre les conséquences sur nos mesures de réseau de la présence d'un corps mantellique (corps d'Ivrée) dans la croûte.
- le 6<sup>ème</sup> chapitre aura pour objet l'étude de la zone de Tornquist dans le cadre du projet européen TOR1. Des analyses de réseaux et des mesures faites sur de longs profils nous permettront d'étudier à l'échelle régionale la réfraction latérale des ondes de surface et les variations brutales de la lithosphère.

- Friederich, W., 1998. Wave-theoretical inversion of teleseismic surface waves in a regional network: phase-velocity maps and a three-dimensional upper-mantle shear-wave velocity model for southern Germany, *Geophys. J. Int.*, **132**, 203-225.
- Laske, G., 1995. Global observation of off-great-circle propagation of long-period surface waves, *Geophys. J. Int.*, **123**, 245-259.
- Levshin, A., M. Ritzwoller, and L. Ratnikova, 1994. The nature and cause of polarization anomalies of surface waves crossing northern and central Eurasia, *Geophys. J. Int.*, **117**, 577-590.
- Snieder, R., 1988. Large-scale waveform inversions of surface waves for lateral heterogeneity. 2. Application to surface waves in Europe and the Mediterranean, *J. Geophys. Res.*, **93**, 12,067-12,080.

## Chapitre 1

# Généralités sur les ondes de surface et méthodologie

Le travail de thèse présenté repose entièrement sur les analyses d'ondes sismologiques dites ondes de surface. Ce chapitre a donc pour but de faire dans une première partie un rappel sur les définitions et les caractéristiques des ondes de surface. Puis les méthodologies classiquement utilisées pour l'étude de ces ondes seront présentées, à savoir le filtrage temps-fréquence, les méthodes de mesure de vitesse de phase et l'inversion des courbes de dispersion pour la détermination de modèles lithosphériques 1-D. Finalement, nous présenterons les méthodes de polarisation et la méthodologie développée dans le cadre de ce travail pour l'étude de la direction d'arrivée de l'onde de surface incidente.

### 1.1 Les ondes de surface

Les ondes de surface sont des ondes guidées qui se propagent parallèlement à la surface de la Terre (Aki & Richards, 1980; Cara, 1989). Leur expansion géométrique est de ce fait surfacique, elles sont donc de fortes amplitudes comparativement aux ondes de volume dès que l'on s'éloigne de la source. Les ondes de surface de longues périodes peuvent faire plusieurs fois le tour de la Terre et être enregistrées à chacun de leur passage. Nous ne nous intéresserons qu'à des enregistrements correspondant au 1er trajet direct de ces ondes.

Dans un premier temps nous présenterons les ondes de Rayleigh et de Love en précisant leur caractéristiques propres, puis nous définirons les vitesses de groupe et de phase, et enfin nous discuterons des modes.

#### 1.1.1 Les ondes de Rayleigh et de Love

Nous distinguons deux types d'ondes de surface: les ondes de Rayleigh et les ondes de Love. Les ondes de Rayleigh résultent d'un couplage à la surface libre entre les ondes P et la composante verticale des ondes S. Leur polarisation est donc P-SV (composantes verticale et radiale). Le mouvement de particule sous le passage de cette onde est elliptique dans le sens

rétrograde. Quant aux ondes de Love, elles sont issues de l'interférence constructive des ondes S piégées dans un guide. Elles sont polarisées SH (composante transversale). Sur la Fig. 1.1 nous montrons les trois composantes de l'enregistrement d'un séisme du Pérou par une station (SCRD) dans les Alpes françaises. Les ondes de Rayleigh et de Love arrivent après les trains d'ondes de volume.

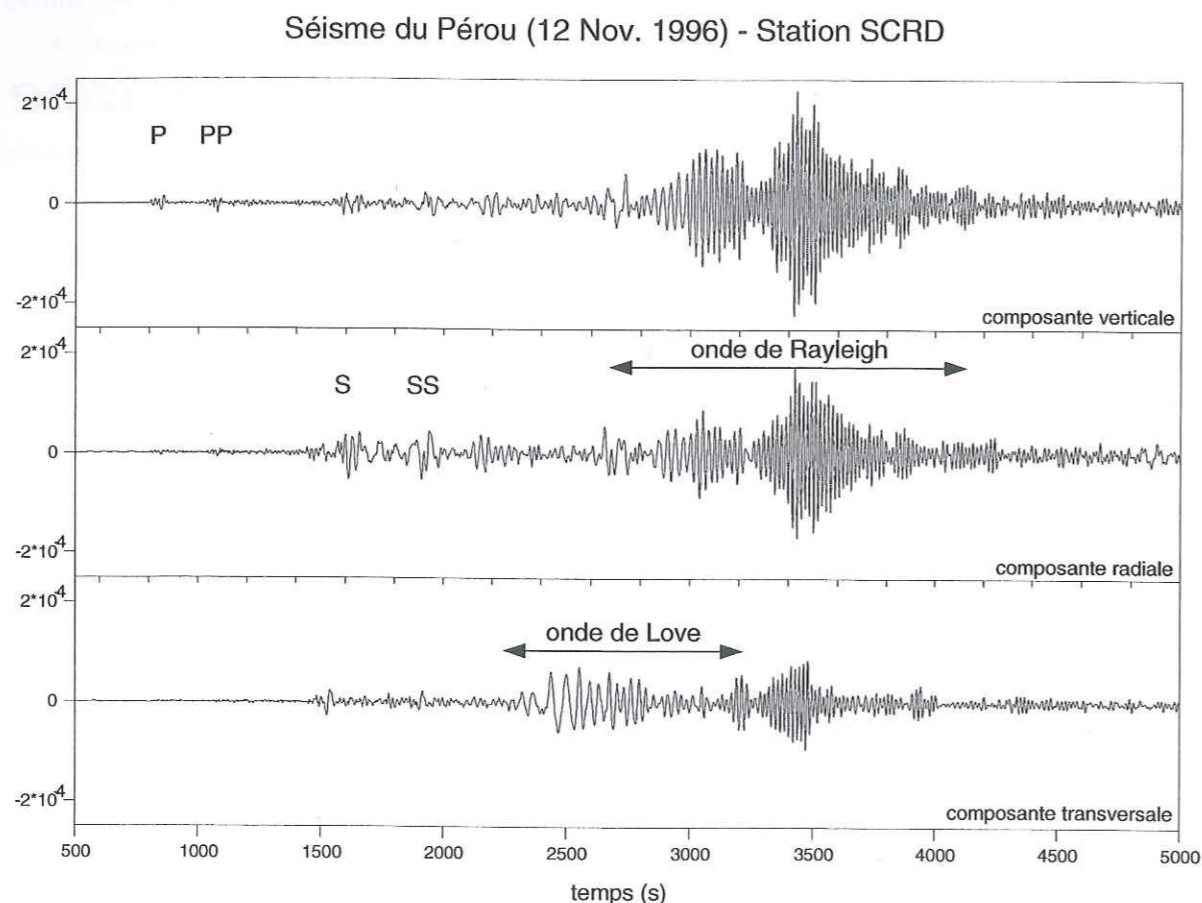


FIG. 1.1 – Sismogrammes enregistrés par une station (SCRD) dans les Alpes françaises pour un séisme du Pérou (12 novembre 1996). Haut : composante verticale; milieu : composante radiale; bas : composante transversale.

### 1.1.2 Vitesses de groupe et de phase

Dans un 1/2 espace homogène les ondes de Love n'existent pas et les ondes de Rayleigh ne sont pas dispersives. Dès que les paramètres élastiques varient en fonction de la profondeur, les ondes de surface présentent alors un caractère dispersif. Les vitesses de groupe et de phase, dépendantes de la fréquence, sont donc distinctes. La vitesse de phase  $c(\omega)$  est la vitesse de

propagation d'une phase particulière,  $\omega$  étant la pulsation ( $\omega = 2\pi f$ ):

$$c(\omega) = \frac{\omega}{k(\omega)} \quad (1.1)$$

Avec la méthode de la phase stationnaire (Aki & Richards, 1980), la vitesse de groupe  $U(\omega)$ , qui est la vitesse de propagation d'un paquet d'énergie, est définie par :

$$U(\omega) = \frac{d\omega}{dk(\omega)} \quad (1.2)$$

où  $k(\omega)$  est le nombre d'onde.

La vitesse de groupe est reliée à la vitesse de phase par l'expression suivante :

$$U = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d(kc)}{dk} = c + k \frac{dc}{dk} = c - \lambda \frac{dc}{d\lambda} \quad (1.3)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde.

### 1.1.3 Les modes

Les ondes de surface sont définies par l'existence de plusieurs modes de vibrations de la Terre (Cara, 1989). Chacun de ces modes a sa propre courbe de dispersion et l'énergie n'est pas répartie de façon égale entre les différents modes. Le mode fondamental se distingue des modes supérieurs. Il est beaucoup plus énergétique que les autres modes, et c'est surtout vrai pour les séismes superficiels, et couvre normalement toutes les périodes intermédiaires (10-100 s) qui servent à l'étude de la lithosphère. Dans le plan temps-fréquence, il se dissocie très bien des modes supérieurs qui ont des vitesses de propagation plus élevées que la sienne. Il est donc aisé de le séparer des modes supérieurs. Par la suite, nous ne travaillerons que sur le mode fondamental.

## 1.2 Méthodologie et traitement du signal

Dans cette section nous donnerons un aperçu des méthodes de traitement de signal classiquement utilisées pour les études sur les ondes de surface, à savoir le filtrage temps-fréquence, la mesure de vitesse de phase et l'inversion des courbes de dispersion. Un autre aspect du traitement du signal visant à étudier la direction de propagation des ondes de surface, par analyse de polarisation ou de réseau, sera développé dans la section suivante.

### 1.2.1 Le filtrage temps-fréquence

Le caractère dispersif des ondes de surface est une propriété intéressante pour le filtrage de ces ondes. En effet, dans le plan temps-fréquence nous allons pouvoir sélectionner le signal qui nous intéresse, par exemple le mode fondamental dans notre cas, et nous assurer qu'alors toute contamination de ce signal par un autre mode, une onde de surface ayant suivi un trajet différent

et donc arrivant à des temps différents, ou encore un quelconque bruit ambiant sera éliminée sinon fortement atténuée.

### Analyse temps-fréquence

La première étape du filtrage consiste en l'analyse temps-fréquence qui permet la détermination de la vitesse de groupe du signal à filtrer (e.g. Keilis-Borok, 1989):

- le signal  $u(t)$  est fenêtré en temps de façon à ne garder que le paquet d'énergie  $u'(t)$  qui nous intéresse (onde de Love ou de Rayleigh).
- une transformée de Fourier sur le signal fenêtré est ensuite calculée:

$$U(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} u'(t) e^{-i\omega t} dt \quad (1.4)$$

- dans le domaine spectral un filtrage multiple est appliqué avec une fenêtre glissante  $F(\omega)$  centrée en  $\omega_o$ :

$$U(\omega_o) = U(\omega) \cdot F(\omega_o) = U(\omega) \cdot e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{\omega - \omega_o}{\alpha \omega_o} \right)^2} \quad (1.5)$$

où  $\alpha$  est un paramètre pour déterminer la largeur relative du filtre.

- puis la transformée de Fourier inverse est calculée sur chacune de ces fenêtres correspondant à une fréquence particulière  $\omega_o$ , afin d'obtenir l'enveloppe du signal dans le domaine temporel:

$$u''(t, \omega_o) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} U(\omega_o) e^{i\omega t} d\omega \quad (1.6)$$

- finalement, pour chaque fréquence  $\omega_o$  l'énergie du signal associée à l'enveloppe du signal  $u''(t, \omega_o)$  est représentée dans un diagramme temps-fréquence. Le maximum d'énergie correspond au temps d'arrivée du groupe pour la fréquence donnée. Dans notre cas, l'énergie est normalisée fréquence par fréquence de façon à pouvoir définir une courbe de vitesse de groupe sur l'ensemble de la gamme fréquentielle.

### Filtrage temps-fréquence

La méthode est celle développée dans Keilis-Borok ed. (1989), et fait appel à l'analyse temps-fréquence précédemment décrite. Le code utilisé a été écrit par Baumont (1999):

- le signal  $u''(t, \omega)$  est fenêtré en temps et filtré en fréquence (Fig. 1.2a). Nous définissons ainsi les bornes du plan temps-fréquence qui nous intéressent (Fig. 1.2b).
- la courbe de dispersion en vitesse de groupe  $U(\omega)$  du signal à extraire est sélectionnée. Le but est de ramener ce signal dispersif en un pulse centré en un temps constant  $t_o$ . A partir du temps de groupe  $t_g(\omega)$  ( $t_g(\omega) = \frac{\text{distance}}{U(\omega)}$ ), le temps de phase  $t_\Phi(\omega)$  est donc calculé pour chacune des fréquences  $\omega$ , de façon à construire un filtre ayant une phase corrélée

avec celle du signal à extraire, déphasant de  $\Phi(\omega) = \omega(t_o - t_\Phi(\omega))$  pour ramener le signal en un pulse temporel:

$$t_\Phi(\omega) = \frac{U(\omega) * t_g(\omega)}{c(\omega)} \quad (1.7)$$

où  $U(\omega)$  et  $c(\omega)$  sont respectivement les vitesses de groupe et de phase. D'après les Eq. 1.3 et 1.7, le temps de phase  $t_\Phi(\omega)$  est défini par (Baumont, 1999):

$$\omega \cdot t_\Phi(\omega) = \omega_i \cdot t_\Phi(\omega_i) + \int_{\omega_i}^{\omega} t_g(\omega_q) d\omega_q \quad (1.8)$$

où  $t_\Phi(\omega_i)$  est une phase connue pour la pulsation  $\omega_i$  et le temps de groupe  $t_g(\omega_q)$  est bien défini entre  $\omega_i$  et  $\omega$ . Cette formulation suppose que le temps de phase est bien connue à une fréquence donnée. Pour cela, nous nous basons sur les courbes de vitesse de phase d'Oliver (1962). En milieux continental et océanique, les vitesses de phase convergent pour les longues périodes et présentent un point d'ancrage à 200 s de période intéressant pour nos signaux de période intermédiaire. Pour les ondes de Love et de Rayleigh, la vitesse de phase de référence pour 200 s de période est de  $4.87 \text{ km.s}^{-1}$  et  $4.55 \text{ km.s}^{-1}$  respectivement.

- une fois le signal centré au temps  $t_o$ , un filtrage par une fenêtre temporelle permet de l'extraire. Le bruit à éliminer se caractérise par des pulses situés à des temps différents de  $t_o$ . Suivant la résolution de la courbe de dispersion sélectionnée, la fenêtre peut être plus ou moins large.
- la phase  $\Phi(\omega)$  précédemment enlevée au signal est remise, et n'apparaît alors dans le plan temps-fréquence que le signal sélectionné initialement par sa courbe de dispersion, les autres paquets d'énergie ayant été enlevés par le filtrage. Une transformée de Fourier inverse dans ce plan temps-fréquence permet ensuite de retrouver un signal temporel.

La méthode est très efficace, et cette étape est souvent indispensable pour pouvoir mesurer les vitesses de phase entre signaux car elle permet de diminuer les battements ou instabilités dans les mesures dûs à des interférences d'ondes de surface, à la superposition de différents modes ou encore à du bruit ambiant. Son inconvénient est qu'elle oblige une sélection manuelle de la courbe de dispersion de référence, ce qui d'une part est très coûteux en temps de traitement et d'autre part le choix de la sélection est laissé au propre arbitrage de chacun, laissant libre cours à de possibles confusions. Un exemple de filtrage temps-fréquence est montré en Fig. 1.3.

### 1.2.2 La mesure de vitesse de phase

Nous avons vu que la vitesse de phase correspond à la propagation d'une phase particulière du signal. Elle peut se mesurer entre la source et la station, ce qui suppose que la phase à la source est connue, ou entre deux stations. Pour les études qui nous intéressent, nous ferons les mesures entre stations. Les avantages, outre le fait que la connaissance de la phase à la source n'est pas requise, sont que nous pouvons utiliser une source située dans n'importe quelle région

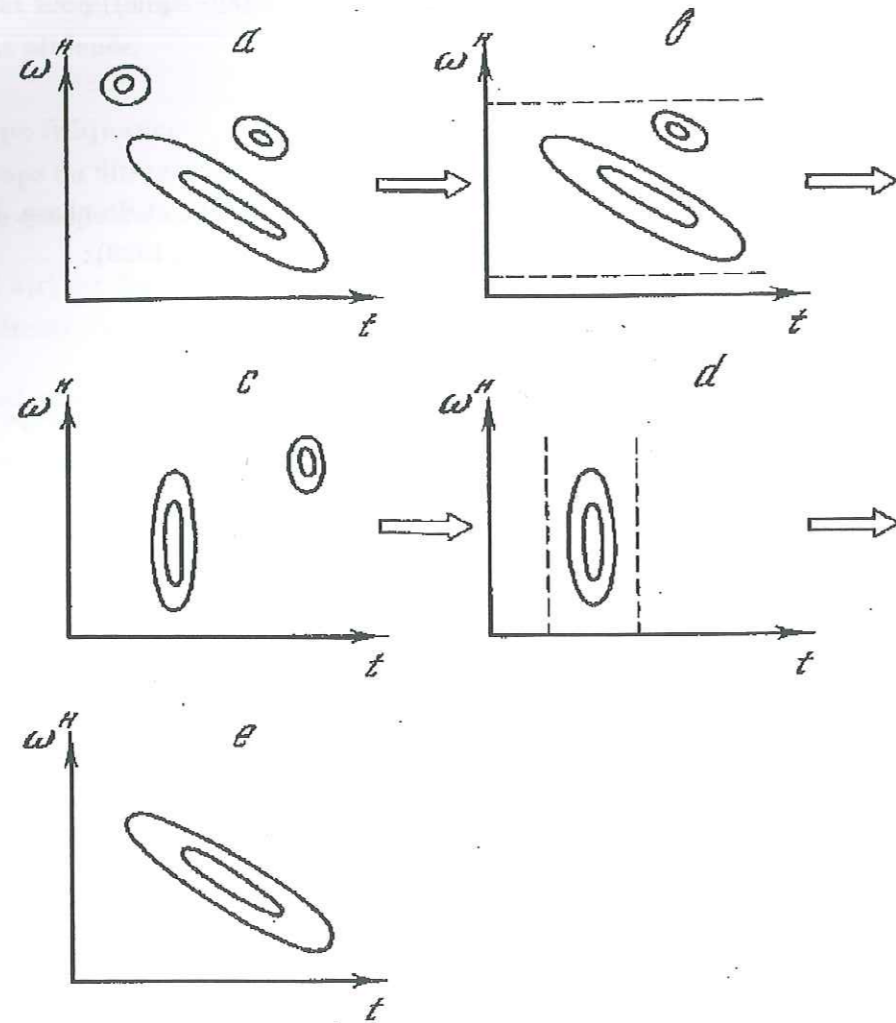


FIG. 1.2 – Etapes successives de traitement pour le filtrage temps-fréquence (Keilis-Borok, 1989). Les isolines représentent des niveaux d'énergie. Voir le texte pour la description des étapes successives.

en dehors de la zone d'étude, et qu'en prenant des sources lointaines les trains d'ondes de surface enregistrés sont bien dispersés dans le temps et bien séparés des trains d'ondes de volume.

La façon classique de procéder est de mesurer la phase de l'interspectre des signaux correspondant à deux stations. Cette méthode simple peut présenter des instabilités si le spectre montre des trous de l'amplitude ou si la phase de l'interspectre offre des oscillations. Dans la suite de notre travail, nous avons choisi d'utiliser deux autres méthodes pour la mesure de la vitesse de phase. La première de ces méthodes consiste à mesurer la différence de phase entre deux stations, à l'aide du filtre de Wiener (Wiener, 1949). Elle est classiquement utilisée pour l'analyse des ondes de surface à l'échelle régionale, dans le cadre d'études lithosphériques (Hwang & Mitchell, 1986; Taylor & Toksöz, 1982). La deuxième est une méthode que nous avons développée pour les mesures de réseau.

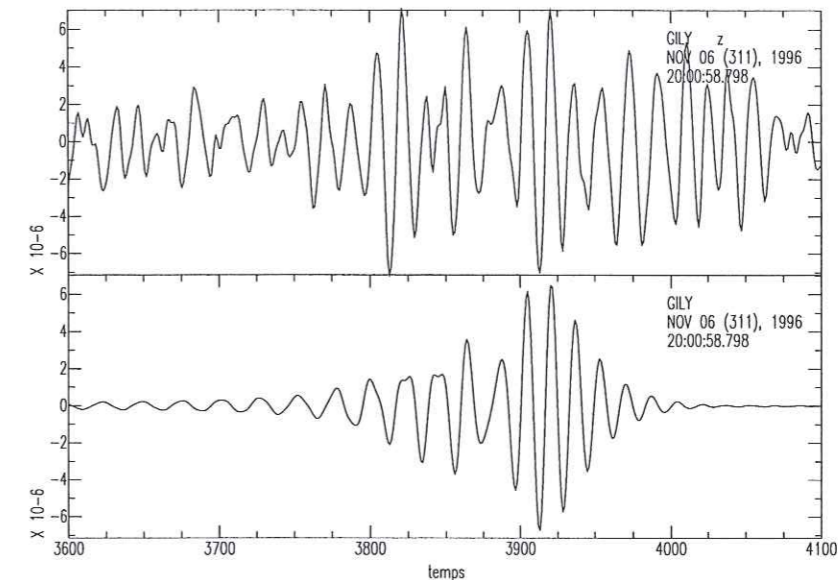


FIG. 1.3 – Exemple d'une onde de Rayleigh enregistrée par la station GILY installée dans les Alpes du sud dans le cadre du programme GéoFrance3D, pour un séisme dans l'océan Pacifique (6 novembre 1996). En haut nous avons représenté le signal filtré seulement entre 5 et 100 s de période, et en bas ce même signal filtré dans le domaine temps-fréquence.

### Mesure de vitesse de phase interstation

Pour pouvoir mesurer la vitesse de phase entre stations, la première des précautions à prendre est de choisir des événements dont le rai est à peu près aligné avec le profil décrit par les deux stations. Sur la Fig. 1.4, nous avons schématisé en coordonnées cartésiennes le rai d'une onde de surface incidente sur un profil interstation. L'angle entre l'azimut de la source vue à l'une des stations (back-azimuth) ou au milieu du profil et l'azimut de l'alignement des stations est noté  $a$ . Cet angle doit être choisi le plus petit possible, typiquement inférieur à  $5^\circ$ . La raison principale de ce tri sévère est la volonté de minimiser l'effet des écarts au grand-cercle dus à la propagation globale ou à la structure locale. En effet, les ondes de Rayleigh et de Love ne suivent pas exactement le trajet qu'elles suivraient dans une Terre latéralement homogène. Ces déviations sont très importantes à prendre en compte dans le cas des études globales (e.g. Laske, 1995) ou des études régionales (e.g. Levshin et al., 1994), et nous avons montré (Cotte et al., 1999) qu'elles pouvaient atteindre  $30^\circ$  à 30 s de période pour une observation faite dans les Alpes françaises. Finalement, le tri sélectif des séismes ne permet pas toujours d'avoir beaucoup de mesures de vitesse de phase possibles dans certaines régions. Un autre moyen de minimiser cet effet est de moyennner les mesures sur un grand nombre d'événements différents, en prenant une tolérance plus grande sur l'angle  $a$ . Dans ce cas, les incertitudes obtenues sur les mesures sont majorées.

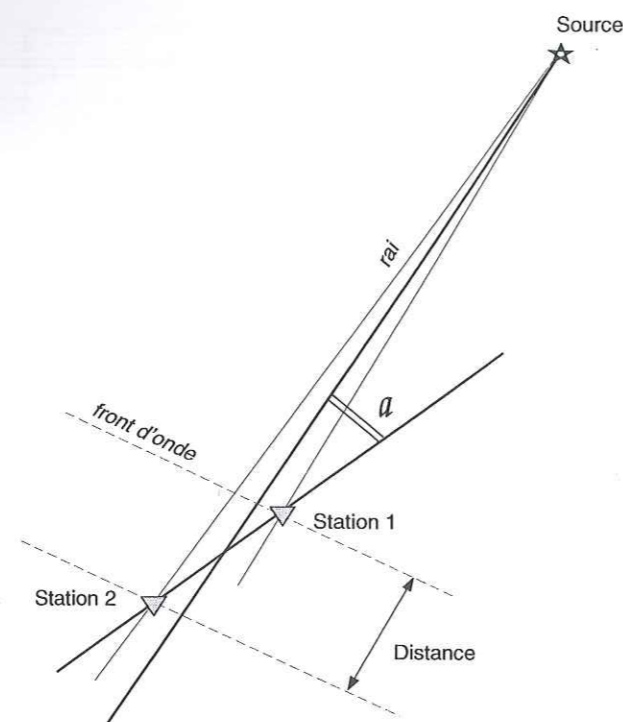


FIG. 1.4 – Choix de l'orientation des stations par rapport au rai de l'onde de surface incidente pour le calcul de vitesse de phase interstation.

### Le filtrage de Wiener

Une fois la sélection faite sur les événements pour un couple de stations donné, nous pouvons mettre en œuvre le filtrage de Wiener pour la mesure de vitesse de phase. Soient  $x(t)$  et  $y(t)$  les deux signaux temporels correspondant aux deux stations. Leur transformée de Fourier est  $X(f)$  et  $Y(f)$  où  $f$  représente la fréquence. Les autocorrélation  $\Gamma_{x,x}(t)$  et intercorrélation  $\Gamma_{x,y}(t)$  sont ensuite calculées et apodisées pour avoir des autospectre et interspectre lissés en fréquence. Nous avons utilisé la fonction de Hanning  $han(t - t_0)$  pour l'apodisation, où  $t_0$  est la position du pic de la fonction d'intercorrélation et  $t_0 = 0$  pour l'autocorrélation,  $n$  est l'ordre de la fonction de Hanning et  $n_t$  est la longueur du signal en temps :

$$\Gamma_{x,x}(t) \cdot han(t) = \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} x(\tau) x^*(t - \tau) d\tau \right] \cdot \left[ \frac{1}{2} \left\{ 1 + \cos \left( \frac{2\pi t}{n_t} \right) \right\}^n \right] \quad (1.9)$$

$$\Gamma_{x,y}(t) \cdot han(t - t_0) = \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} x(\tau) y^*(t - \tau) d\tau \right] \cdot \left[ \frac{1}{2} \left\{ 1 + \cos \left( \frac{2\pi(t - t_0)}{n_t} \right) \right\}^n \right] \quad (1.10)$$

Ce qui donne en terme de lissage d'autospectre  $S_{x,x}(f)$  et d'interspectre  $S_{x,y}(f)$ , où  $*$  est le symbole de la convolution et  $Han(f)$  la transformée de Fourier de  $han(t)$  :

$$S_{x,x}(f) * Han(f) = [X(f) \cdot X^*(f)] * Han(f) \quad (1.11)$$

$$S_{x,y}(f) * Han(f) e^{j\omega t_0} = [X(f) \cdot Y^*(f)] * Han(f) e^{j\omega t_0} \quad (1.12)$$

Le filtre de Wiener  $W(f)$  est le rapport entre l'interspectre et l'autospectre lissés auquel un seuil d'énergie  $A$  peut être ajouté pour stabiliser les mesures là où le spectre présente un trou

d'énergie. Il s'exprime donc en fréquence par la relation :

$$W(f) = \frac{S_{x,y}(f) * Han(f) e^{j\omega t_0}}{S_{x,x}(f) * Han(f) + A} \quad (1.13)$$

Dans la suite de notre étude, nous n'avons pas imposé de seuil minimum d'énergie (soit  $A = 0$ ) car un tri sur les points de mesure en fonction de leur cohérence et de leur rapport signal/bruit a été préféré. Nous rappelons que la cohérence  $coh(f)$  à une fréquence  $f$  est définie par :

$$coh(f) = \frac{S_{x,y}(f) * Han(f) e^{j\omega t_0}}{\sqrt{(S_{x,x}(f) * Han(f)) \cdot (S_{y,y}(f) * Han(f))}} \quad (1.14)$$

La vitesse de phase s'exprime donc en fonction du filtre de Wiener :

$$c(f) = \frac{2\pi \Delta d f}{\Phi_W(f) + 2\pi N} ; \quad N \in \mathbb{N} \quad (1.15)$$

où  $\Phi_W(f)$  est la phase du filtre de Wiener,  $\Delta d$  est la distance parcourue par le front d'onde entre les deux stations (qui est égale à la distance entre les stations dans le cas où leur alignement est parfaitement parallèle au rai), et  $N$  est le nombre de cycles qu'il faut ajouter à la phase. Dans la pratique, la phase est déroulée en partant des longues périodes pour lesquelles il n'y a pas d'ambiguïté sur la valeur de  $N$  à imposer pour avoir des vitesses de phase "correctes". Puis, en imposant une continuité de la phase en allant vers les courtes périodes,  $N$  est incrémenté au fur et à mesure que la phase est déroulée.

L'avantage de cette méthode sur le simple calcul de l'interspectre pour la mesure de vitesse de phase est que l'influence du bruit sur les mesures est minimisée. Elle est donc beaucoup plus robuste dans l'analyse de signaux bruités et n'est pas plus longue ni difficile à mettre en œuvre.

### Mesure de vitesse de phase par analyse de réseau

Les mesures de vitesse de phase interstation présentent l'inconvénient de travailler sur des profils de plusieurs dizaines voire centaines de kilomètres. Dans ce cas, le milieu entre les stations est supposé être homogène et toute variation latérale de structure est négligée. Or, dans de nombreuses régions d'étude cette hypothèse n'est pas valable et cette approximation peut induire des erreurs sur l'interprétation des mesures. C'est pourquoi nous avons développé une analyse de réseau, pour laquelle au moins trois stations sismologiques sont requises. Le but est de travailler avec des réseaux de faible ouverture (20-40 km) comparée à la longueur d'onde de travail, et donc de minimiser les effets des variations latérales de structures. Avec le développement récent de l'instrumentation large-bande, il est maintenant techniquement possible de travailler avec des réseaux temporaires denses équipés de stations large-bande.

A partir du formalisme décrit pour la méthode du filtrage de Wiener, nous calculons la différence de phase  $\Phi_{W_j}(f)$  pour chaque couple de stations  $j$  du réseau, déterminée par l'Eq. 1.13. La différence de phase est alors directement convertie pour chaque fréquence en retard temporel  $\Delta t_j(f)$  tel que :

$$\Delta t_j(f) = \frac{\Phi_{W_j}(f) + 2\pi N}{2\pi f} ; \quad N \in \mathbb{N} \quad (1.16)$$



Si la distance est inférieure à une longueur d'onde, alors  $N=0$ . Par ailleurs, la distance  $\Delta d_j$  entre chaque couple de stations  $j$  du réseau est déterminée en tenant compte de la correction azimutale décrite en section 1.3.3. De ce fait nous n'avons pas besoin de sélectionner des événements et couples de stations alignés, car nous contrôlons parfaitement la direction de propagation de l'onde à l'intérieur du réseau, et donc la distance parcourue par le front d'onde. Pour chaque couple de stations  $j$  et chaque fréquence  $f$ , une sélection est faite pour les mesures  $\Delta t_j(f)$  ayant une cohérence supérieure à 0.9 (voir Eq. 1.14) et les mesures  $\Delta d_j$  offrant une distance supérieure à 5 km (pour éviter les couples de stations presque alignés avec le front d'onde). Puis les mesures sur tous les événements sont reportées dans un diagramme retard-distance comme le montre la Fig. 1.5. Une régression linéaire est faite sur les retards pour calculer la pente de la droite passant au mieux au sens des moindres carrés par l'ensemble des points. Cette droite doit aussi passer par l'origine, et sa pente exprime directement la vitesse de phase calculée à la fréquence donnée. Nous calculons en outre l'incertitude sur la pente pour avoir une estimation de l'erreur sur la vitesse.

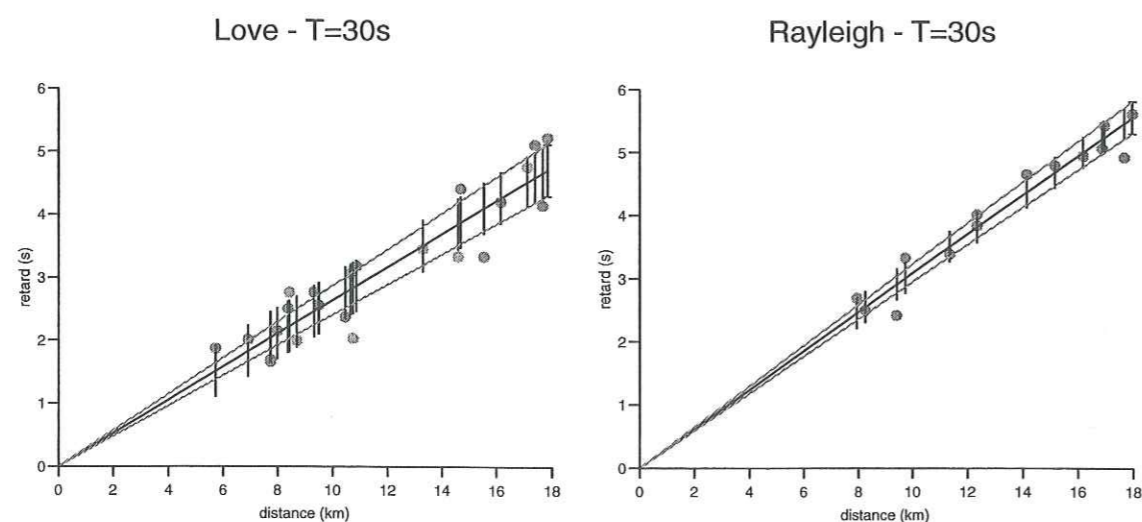


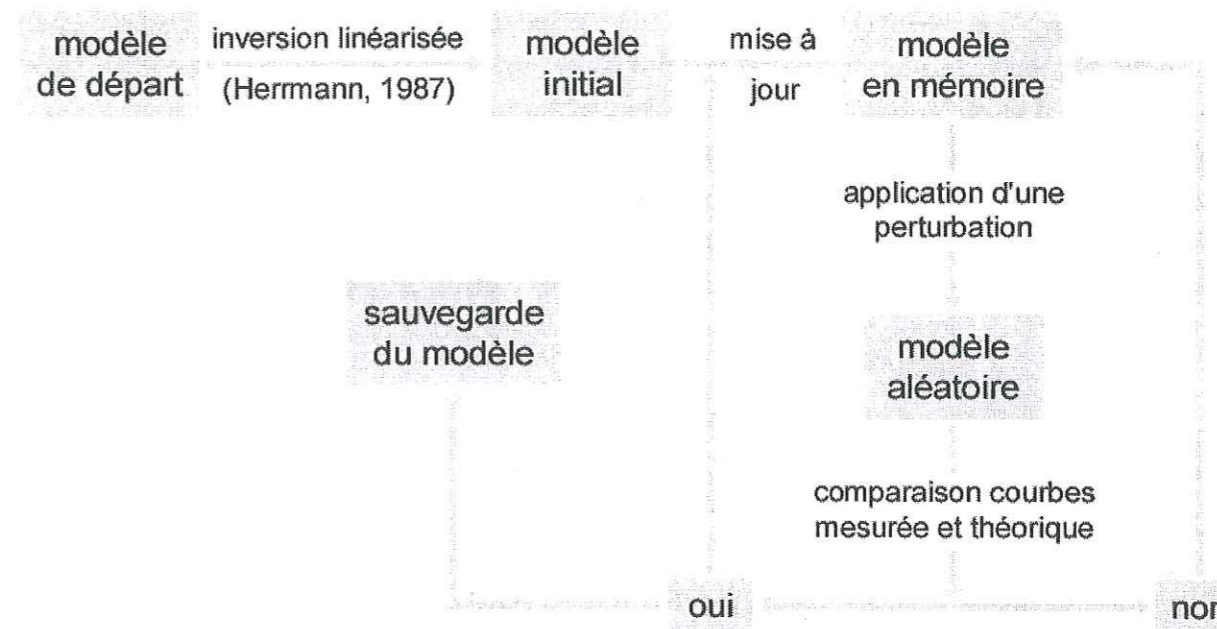
FIG. 1.5 – Exemple de mesure de la vitesse de phase à 30 s de période pour l'onde de Love (gauche) et l'onde de Rayleigh (droite). Les ronds gris représentent les retards mesurés entre stations pour différents événements en fonction de la distance parcourue par le front d'onde entre les stations. Une régression linéaire dans ces points permet de déterminer la vitesse de phase à cette période.

### 1.2.3 L'inversion des courbes de dispersion

A partir des courbes de dispersion de vitesse de phase mesurées, l'étape suivante consiste à inverser ces courbes pour obtenir le modèle 1-D en vitesse des ondes S de la structure crustale ou lithosphérique sous-jacente. Pour cela, nous avons utilisé la méthode d'inversion semi-globale

non-linéaire décrite par Shapiro et al. (1997), composée de deux étapes successives. La figure 1.6 décrit le schéma de l'inversion, d'après Shapiro (1996).

### Schéma de l'inversion de la courbe de dispersion



d'après Shapiro (1996)

FIG. 1.6 – Schéma de l'inversion semi-globale. Une première étape utilise une méthode linéarisée du type de celle utilisée dans le logiciel de Herrmann (1987). Un modèle simple est alors déterminé. Puis, dans une deuxième étape, une perturbation en  $V_s$  et/ou sur l'épaisseur d'une couche est appliquée sur ce modèle simple de départ par une méthode de Monte-Carlo. Si le nouveau modèle obtenu présente une courbe de dispersion théorique qui est contenue dans les écart-types des mesures, alors le modèle est une nouvelle solution et une perturbation est à nouveau appliquée. Sinon, on revient au dernier modèle solution et une nouvelle perturbation est appliquée.

La première étape consiste à inverser la courbe de dispersion mesurée à l'aide d'une méthode linéarisée du type de celle utilisée dans le logiciel de Herrmann (1987). Les paramètres qui varient sont la vitesse des ondes S et l'épaisseur des couches. Le coefficient de poisson, la densité et le facteur de qualité sont des paramètres qui n'influent que peu sur l'inversion et qui par conséquent sont gardés fixes lors de l'inversion. Quelques itérations sur les paramètres recherchés permettent d'obtenir le modèle de vitesse des ondes S dans la géométrie de couches imposée. le modèle final choisi est celui dont la courbe de dispersion calculée est celle qui s'ajuste le mieux avec les points de mesure au sens des moindres carrés. Pour éviter d'avoir un modèle correspondant à un minimum local dans l'inversion, il faut choisir un modèle initial avec peu de couches.

A partir de ce premier modèle, nous procédons à la deuxième étape de l'inversion. Elle consiste à appliquer une variation au modèle sur la vitesse et/ou sur l'épaisseur d'une couche et à calculer la courbe de dispersion correspondant à ce nouveau modèle. Si la nouvelle courbe de dispersion calculée s'ajuste à nos observations, alors le modèle est gardé et l'opération est répétée, sinon il est rejeté et un nouveau départ s'opère à partir du dernier modèle accepté. Il s'agit donc d'une inversion semi-globale non-linéaire qui permet d'explorer un vaste domaine de modèles possibles. La solution finale est l'ensemble des modèles ainsi déterminés. Pour certaines observations, cet ensemble est très disparate et il est difficile de trancher entre les différentes solutions. Lorsque les modèles présentent un ensemble de solutions assez homogène, le modèle moyen peut alors être calculé avec son incertitude à chaque profondeur. Notons simplement que le modèle moyen n'est pas toujours une solution de l'inversion, mais aide à estimer la tendance générale.

Enfin, cette inversion ne se fait pas sans connaissances ou contraintes a priori sur la structure étudiée. Il est donc possible, mais pas indispensable dans le procédé, d'imposer des contraintes aux modèles de l'inversion, qui peuvent être soit sur la vitesse des ondes S (par exemple issues d'études de  $S_n$  pour le manteau supérieur), soit sur l'épaisseur d'une couche (par exemple à partir de la sismique réflexion dans la croûte), soit les variations positives ou négatives de vitesse d'une couche à l'autre pour tester par exemple si une zone à moindre vitesse est nécessaire pour expliquer la courbe de dispersion. Notons pour finir qu'il est possible d'inverser soit la courbe de dispersion de l'onde de Rayleigh, soit celle de l'onde de Love, soit les deux simultanément. L'inversion des deux simultanément fait la supposition que la structure étudiée est isotrope, mais présente l'avantage d'apporter des contraintes plus sévères sur les modèles déterminés car ils doivent vérifier deux mesures au lieu d'une seule.

### 1.3 Mesure de direction de propagation

Nous avons dans un premier temps exploité la polarisation P-SV et SH des ondes de Rayleigh et Love respectivement dans le but de déterminer avec précision (moins de 2°) la direction d'arrivée des ondes de surface incidentes. Nous présenterons dans une première partie les méthodes de mesure de polarisation et discuterons leurs limites d'application. Ceci nous amènera à nous orienter vers d'autres méthodes de mesure de direction d'arrivée des ondes de surface, basées cette fois sur des analyses dites de réseaux sismologiques denses. Deux de ces méthodes seront présentées: la première, que nous avons adaptée des études des ondes de volume, travaille dans le domaine temporel. La seconde, que nous avons développée, permet l'étude des ondes de surface dans le domaine fréquentiel.

#### 1.3.1 La polarisation

L'analyse de la polarisation des ondes de surface est classiquement utilisée pour les études de propagation à l'échelle globale (e.g. Levshin et al., 1994) ou à l'échelle régionale (e.g. Shapiro et al., 1997), ou pour les études visant à définir des modèles globaux de Terre à partir des ondes de surface de longues périodes (e.g. Laske et al., 1996). Les anomalies de polarisation, c'est-à-dire les écarts de la polarisation par rapport à la direction de l'épicentre vue de la station (back-azimuth), sont dues soit à des hétérogénéités latérales qui induisent de la réfraction des ondes de surface, soit à de l'anisotropie. L'avantage des études de polarisation est qu'une seule station sismologique large-bande (équipée de trois composantes) est nécessaire. Nous allons présenter deux méthodes d'analyse de polarisation qui nous ont permis de mesurer la direction d'arrivée des ondes de surface enregistrées dans les Alpes françaises et d'apprécier ces mesures en fonction de leur stabilité. Ces méthodes sont basées sur la matrice de covariance dont les éléments sont liés à la valeur des intercorrélations entre traces de retard nul (e.g. Mari et al., 1997).

1. La première de ces méthodes est celle décrite par Levshin et al. dans Keilis-Borok ed. (1989) et reprise par Shapiro et al. (1997). Elle est assez classique, mais appliquée en tout point du domaine temps-fréquence. Pour chaque fenêtre définie en temps et en fréquence, la direction principale est déterminée par le mouvement de particule par analyse de la matrice de covariance. Nous obtenons ainsi dans le plan temps-fréquence l'ensemble des directions correspondant à chacune de ces fenêtres. Chaque mesure est pondérée par l'énergie du signal et par un facteur dit de qualité qui détermine la proximité au mouvement de particule de l'onde considérée.

Nous avons testé cette méthode sur des données enregistrées dans les Alpes françaises dans le cadre du programme GéoFrance3D Alpes 1996. Nous présentons en Fig. 1.7 les résultats de la mesure de polarisation pour un séisme du Pérou (12 novembre 1996) pour l'onde de Rayleigh enregistrée à la station SCRD. La représentation est dans le plan vitesse de groupe - période. Chaque flèche représente le résultat pour une fenêtre temps - fréquence. Sa direction indique la direction mesurée par rapport à la direction théorique (orientée vers le haut), sa longueur est proportionnelle à l'énergie du signal et sa couleur (degradé de gris) au facteur de qualité de la mesure. Nous avons figuré à droite de ce graphe l'enregistrement sur la composante verticale du signal étudié, exprimé en vitesse de groupe de façon à respecter les échelles de temps définies.

2. La deuxième méthode est celle développée par Roberts & Christoffersson (1990). Cette méthode permet, pour un signal filtré en fréquence, de définir pour une fenêtre temporelle glissante le maximum de ressemblance ou la fonction de transfert du signal. Les algorithmes opèrent à partir de la matrice de covariance. La méthode du maximum de ressemblance est basée sur une étude de probabilité décrivant si le signal est compatible avec un modèle proposé pour le type d'onde étudié. Une itération sur l'azimut est faite, et pour un temps donné à chaque azimut la fonction de ressemblance est maximisée en ajustant les paramètres du modèle. Quant à l'approche par la fonction de transfert, au-

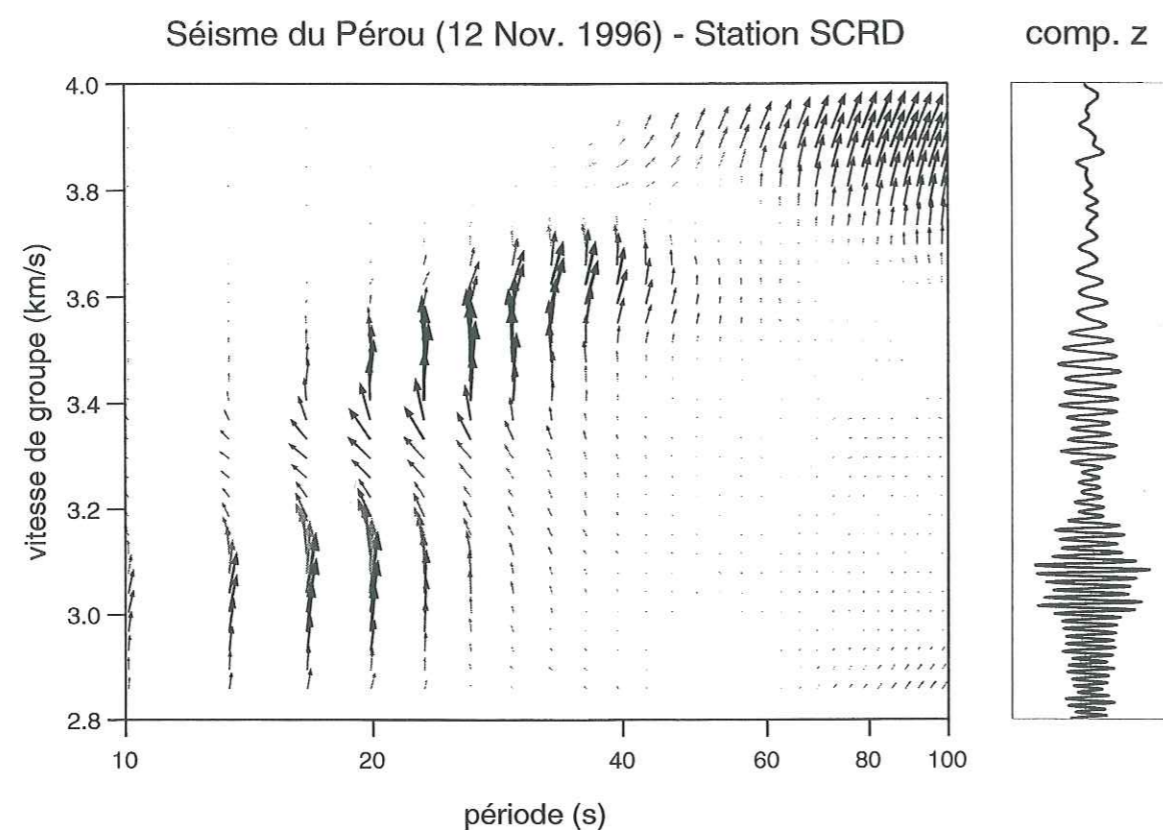


FIG. 1.7 – Résultat dans le plan temps - fréquence de l'analyse de polarisation pour une onde de Rayleigh enregistrée par une station située dans les Alpes françaises (séisme du Pérou, 12 novembre 1996). La direction des flèches indique la direction mesurée par rapport à la direction théorique (back-azimuth) orientée vers le haut, leur longueur est proportionnelle à l'énergie du signal et la couleur indique la qualité de la mesure.

cune itération sur l'azimut n'est nécessaire. Cette méthode donne une estimation assez objective sur l'incertitude.

La Fig. 1.8 représente les résultats obtenus pour le même enregistrement que celui utilisé précédemment (Pérou - 12 novembre 1996), et l'analyse est faite pour l'onde de Rayleigh. Les trois composantes non filtrées du signal sont montrées en graphe (a), avec en bas les composantes verticale, est-ouest et nord-sud. Sur le graphe (b), nous avons les résultats de l'analyse par la méthode du maximum de ressemblance. Les contours grisés donnent les intervalles de confiance pour sur une échelle non linéaire (0.99, 0.98, 0.94, 0.90, 0.85 et 0.80). Les temps pour lesquels il n'y a pas de mesure correspondent soit à une diminution de l'amplitude dans le signal, soit à une diminution de la cohérence dans la polarisation entre les trois composantes. Quant au graphe (c), il représente les résultats obtenus par la méthode de fonction de transfert, où les barres verticales montrent les incertitudes sur les mesures. Pour les deux exemples montrés en (b) et (c), les signaux

sont ceux de la station SCRD, filtrés entre 20 et 40 s de période, ce qui correspond à l'intervalle fréquentiel pour lequel nous avons le plus d'énergie. La longueur de la fenêtre temporelle est de 100 s (un peu plus que deux fois la période maximale du signal) avec un recouvrement de 85%. Les azimuts mesurés sont entre  $-150^\circ$  et  $-70^\circ$ , l'azimut théorique étant  $-106^\circ$  (trait plein).

Par des méthodes d'analyse de polarisation très différentes, nous avons mesuré la direction d'arrivée de l'onde de Rayleigh enregistrée par la station SCRD située dans les Alpes françaises, pour un séisme du Pérou. Les résultats pour la première méthode présentés sur la Fig. 1.7 montrent qu'il y a de fortes fluctuations de la mesure dans le plan temps - fréquence. Dans l'hypothèse où les hétérogénéités latérales de structure seraient à l'origine des changements de direction de propagation, il n'est pas surprenant d'avoir de telles variations dans le plan temps - fréquence car les ondes de surface sont dispersives. Ces variations peuvent être dues aussi à de l'anisotropie. Les fluctuations des mesures sont cependant trop fortes pour pouvoir estimer la direction de propagation des ondes de surface, ici de Rayleigh, avec une précision suffisante (inférieure à  $\pm 2^\circ$ ).

Sur la Fig. 1.8, les résultats de l'analyse de polarisation pour la deuxième méthode correspondent à une gamme fréquentielle assez large (entre 20 et 40 s de période). L'analyse se fait sur une fenêtre temporelle glissante, et bien que le recouvrement d'une fenêtre à l'autre soit de 85%, nous avons aussi dans ce cas de fortes variations de la mesure de polarisation à l'intérieur d'un même pulse. En outre, des incertitudes de  $\pm 20^\circ$  sur ces mesures sont insatisfaisantes pour la précision que nous cherchons à atteindre.

Par conséquent, aucune des méthodes présentées ne semble être adaptée pour l'analyse des données dont nous disposons. Ceci peut s'expliquer par le fait que dans les Alpes françaises, où les données ont été enregistrées, les variations latérales de vitesse de phase sont très importantes aux longueurs d'onde auxquelles nous travaillons (entre 35 et 400 km). De ce fait, alors que d'autres études dans des régions plus homogènes offrent de très bons résultats avec ces méthodes, nous concluons que celles-ci ne semblent pas adaptées à l'étude que nous voulons mener dans cette région structurellement très complexe. C'est pourquoi nous nous sommes tournés vers des méthodes d'analyse de réseaux qui ont l'inconvénient de nécessiter l'installation de plusieurs stations mais qui présentent le gros avantage d'offrir des mesures de direction et de vitesse de phase très stable.

### 1.3.2 L'analyse de réseau dans le domaine temporel

La première des méthodes d'analyse de réseau que nous présentons travaille dans le domaine temporel. Nous avons adapté à l'étude de signaux dispersifs la méthode proposée par Barker et al. (1996) pour des signaux courte-période non-dispersifs. Il s'agit d'une méthode classique d'inversion des retards mesurés entre couples de stations. L'originalité est l'adaptation de cette méthode pour l'étude des ondes de surface enregistrées par un réseau de stations large-bande dense. En effet, le développement récent de l'instrumentation large-bande portable permet depuis peu l'exploitation de ces stations pour des études de réseaux temporaires.

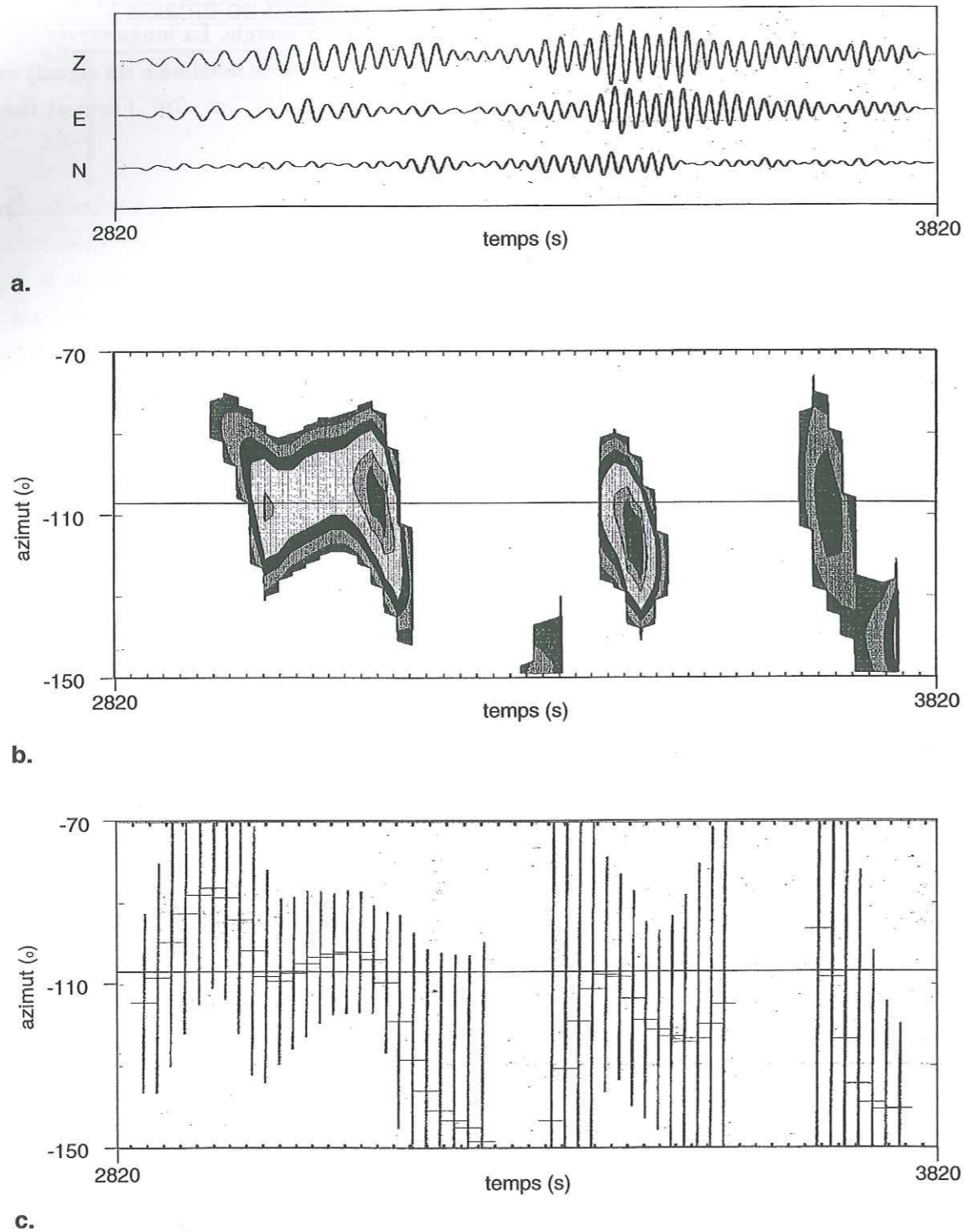


FIG. 1.8 – (a) Signaux temporels non filtrés correspondant au séisme du Pérou (12 novembre 1996) enregistrés à la station SCRD sur les trois composantes. (b) Résultat de la mesure par la méthode du maximum de ressemblance. (c) Résultat de la mesure par la méthode de la fonction de transfert. Les paramètres utilisés sont décrits dans le texte.

Le choix de la composante dépend du type d'onde que l'on veut étudier, soit la composante transversale pour l'étude des ondes de Love, soit les composantes verticale ou radiale pour l'étude des ondes de Rayleigh. Toutefois, la stabilité de la composante verticale et son rapport signal/bruit plus élevé que celui des composantes horizontales font que cette composante reste à privilégier pour l'étude des ondes de Rayleigh.

Les signaux sont filtrés sur une bande fréquentielle assez étroite pour avoir un contrôle de la fréquence dominante, mais pas trop étroite pour éviter d'avoir des signaux stationnaires, auquel cas nous aurions une incertitude d'une période sur la mesure de retard. Pour une fenêtre temporelle glissante  $i$  et un couple de station  $j$ , le retard de phase  $\Delta t_{i,j}$  est déterminé à partir de la mesure de la phase de l'interspectre, comme suggéré par Poupinet et al. (1984). Dans le cas de signaux non-dispersifs, dans le plan phase - fréquence la pente  $a$  de la droite passant par les points de mesure ( $\Phi_{i,j}(f) = 2\pi f \Delta t_{i,j}$ ) et l'origine est définie, à partir de laquelle nous obtenons directement le retard entre les signaux ( $\Delta t_{i,j} = \frac{a}{2\pi}$ ). Dans le cas de signaux dispersifs, la phase n'est pas linéaire avec la fréquence, et alors la phase sur la gamme fréquentielle étroite de travail est la moyenne calculée sur l'ensemble des points.

Par ailleurs, nous savons que le retard  $\delta t_{i,j}$  s'exprime linéairement à partir du vecteur directeur  $\Delta \vec{x}_j (\Delta x_e^j, \Delta x_n^j, \Delta x_z^j)$  définissant les distances entre stations et du vecteur lenteur  $\vec{p}_i (p_e^i, p_n^i, p_z^i)$ , tel que :

$$\delta t_{i,j} = -p_e^i \Delta x_e^j - p_n^i \Delta x_n^j - p_z^i \Delta x_z^j \quad (1.17)$$

Pour déterminer le vecteur lenteur  $\vec{p}_i$ , nous cherchons donc pour chaque fenêtre temporelle  $i$  à minimiser par moindres carrés l'expression :

$$\sum_j (\Delta t_{i,j} - \delta t_{i,j})^2 \quad (1.18)$$

La vitesse de phase  $c_i$  pour les ondes de surface et la direction d'arrivée  $BAz_i$  (back-azimuth) déterminées s'expriment alors par :

$$c_i = \left( \sqrt{p_e^{i2} + p_n^{i2}} \right)^{-1} \quad (1.19)$$

$$BAz_i = \tan^{-1} \left( \frac{p_e^i}{p_n^i} \right) \quad (1.20)$$

Dans un premier temps, nous avons testé cette méthode sur des sismogrammes synthétiques pour s'assurer qu'elle était bien adaptée à l'étude des ondes de surface. Nous avons calculé les sismogrammes pour l'onde de Rayleigh dans un modèle de croûte homogène de 30 km d'épaisseur, pour les azimuts 0 et 45°. Le résultat est obtenu pour des stations placés sur un profil linéaire, et pour pouvoir faire une analyse avec un réseau montrant la même configuration que celui installé dans les Alpes françaises dans le cadre du programme GéoFrance3D, nous avons ajouté la phase correspondante. Les deux sismogrammes (azimuts 0 et 45°) ont ensuite été additionnés en offrant un recouvrement temporel de quelques dizaines de secondes.

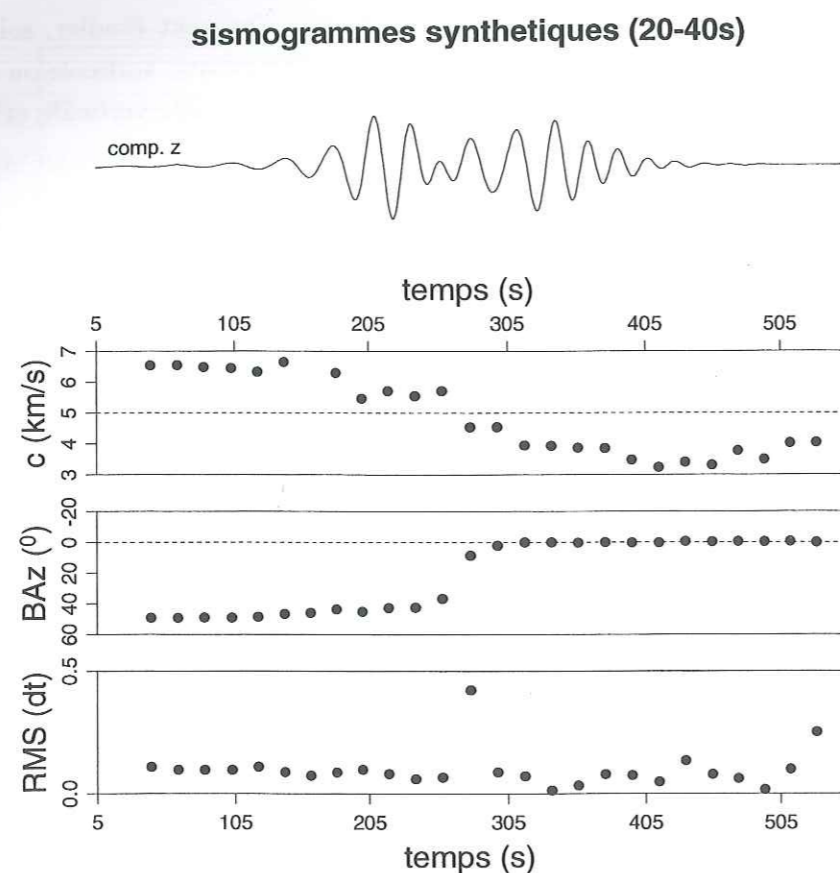


FIG. 1.9 – Résultats de l'analyse sur des sismogrammes synthétiques filtrés entre 20 et 40 secondes de période (composante verticale). De haut en bas : un des sismogrammes utilisés pour l'analyse, la vitesse de phase, le back-azimuth et le rms exprimé en fraction du pas d'échantillonnage temporel. La fenêtre temporelle glissante a une longueur de 80 s et un recouvrement de 75%. Chaque point est placé en milieu de fenêtre.

Les résultats de l'analyse pour la gamme 20-40 s de période (la fonction source a une période centrale à 30 s) pour la composante verticale sont présentés en Fig. 1.9. Nous avons, de haut en bas, un des sismogrammes utilisés pour l'analyse, les résultats de la vitesse de phase, ceux du back-azimuth et enfin le rms exprimé en fraction du pas d'échantillonnage temporel. La fenêtre temporelle a une longueur de 80 s et un recouvrement de 75%. Chaque point est placé en milieu de fenêtre. Nous voyons que la vitesse de phase, apparente dans ce cas pour l'azimut  $45^\circ$ , montre quelques fluctuations, mais néanmoins nous reconnaissons le caractère dispersif de l'onde de Rayleigh. Quant au back-azimuth, il est parfaitement stable et les deux directions d'arrivée ( $0$  et  $45^\circ$ ) sont clairement déterminées, avec un rms très petit. Seul dans la zone de transition entre les deux trains d'onde, là où il y a du chevauchement entre les deux signaux, le rms indique que la mesure n'est plus fiable. Par cet exemple, nous montrons que cette méthode est parfaitement adaptée au type d'onde que nous voulons analyser. Néanmoins, pour éviter de travailler sur des signaux stationnaires le filtrage ne doit pas être trop étroit, et les signaux ne

doivent pas présenter des arrivées multiples de même contenu fréquentiel et de même niveau d'amplitude.

Pour comparer la stabilité de cette méthode avec celle des méthodes de polarisation, nous montrons en Fig. 1.10 les résultats de l'analyse pour le séisme du Pérou précédemment étudié. Nous voyons par cet exemple que la méthode d'analyse de réseau offre des résultats très stables, ici une déviation de  $+15^\circ$  par rapport au back-azimuth théorique (en pointillé) pour la gamme de période 20-40 s.

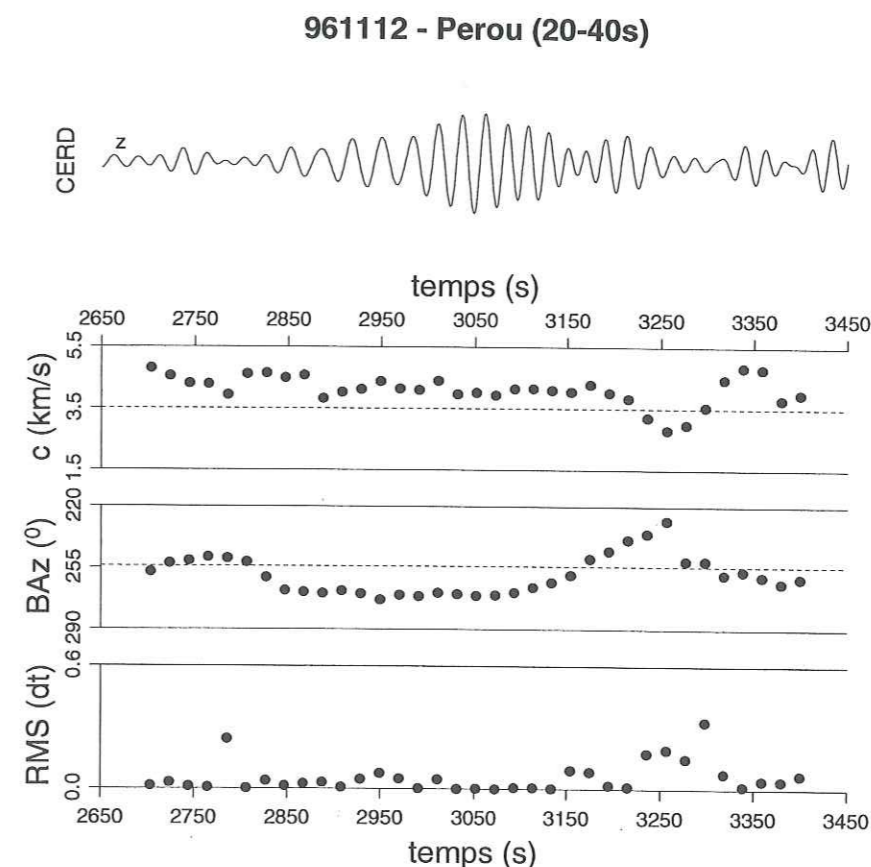


FIG. 1.10 – Résultats de l'analyse du séisme du Pérou (12 novembre 1996) pour des sismogrammes filtrés entre 20 et 40 s de période (composante verticale). La mesure du back-azimuth montre une déviation de  $+15^\circ$  très stable par rapport au back-azimuth théorique (en pointillé).

### 1.3.3 L'analyse de réseau dans le domaine fréquentiel

L'avantage de la méthode précédemment présentée est qu'elle est robuste pour l'analyse des ondes de surface et montre une grande stabilité. L'inconvénient est que la gamme de période de travail ne permet pas de faire une étude très fine en fonction de la fréquence, et que la vitesse de phase mesurée n'est pas directement exploitable car elle n'est pas définie dans le domaine

fréquentiel. C'est pourquoi nous avons développé par la suite une méthode qui permet de faire dans le domaine fréquentiel à la fois l'analyse de l'azimut et celle de la vitesse de phase.

Pour chaque couple de stations  $j$ , nous calculons l'intercorrélacion apodisée par une fenêtre de Hanning. L'ordre de la fonction de Hanning dépend de la forme de la fonction d'intercorrélacion, mais est typiquement choisi entre 32 et 64, ce qui est assez pour lisser l'interspectre en enlevant les oscillations qui peuvent apparaître sans pour autant introduire de biais dû à un lissage trop sévère. A partir de l'interspectre lissé, pour chaque fréquence  $f$  nous avons le déphasage  $\Delta\Phi_j(f)$  entre les signaux. Ce déphasage est alors directement converti en retard temporel  $\Delta t_j(f) = \frac{\Delta\Phi_j(f)}{2\pi f}$ . Pour cela, à partir des longues périodes pour lesquelles il n'y a pas d'ambiguïté sur la phase, car le retard est inférieur à la période, la phase est déroulée de façon à avoir une fonction continue en estimant au fur et à mesure le nombre de cycles à ajouter à la phase. Une sélection des points est faite, et nous ne gardons que ceux pour lesquels la cohérence est supérieure à 0.98 (voir Eq. 1.14).

Connaissant les distances entre stations définies par  $\vec{\Delta x}_j(\Delta x_e^j, \Delta x_n^j, \Delta x_z^j)$  et la relation linéaire qui lie le retard au vecteur lenteur de l'Eq. 1.17, une inversion simple de ce système par minimisation par moindres carrés (voir Eq. 1.18) nous permet de définir ce vecteur lenteur. Le back-azimut est alors défini par l'Eq. 1.20. Dans toutes ces équations, l'indice  $i$  ne correspond plus à une fenêtre temporelle donnée mais à une fréquence particulière.

Il est à noter que des essais sur la stabilité de la mesure en fréquence ont été faits en ne considérant plus les fréquences indépendamment les unes des autres, mais en moyennant la mesure du déphasage sur plusieurs points en fréquence. Compte-tenu du fait qu'un lissage préalable (apodisation de l'intercorrélacion) a rendu les fréquences dépendantes les unes des autres, calculer la moyenne sur quelques points n'offre pas plus de stabilité dans la mesure du back-azimut.

L'avantage de cette méthode est qu'elle permet d'avoir la déviation au grand-cercle fréquence par fréquence, et donc de pouvoir corriger les mesures de vitesse de phase de cette déviation pour chaque point en fréquence. L'inconvénient est que comme les fréquences ne sont pas autant dépendantes et moyennées que dans le cas de l'analyse dans le domaine temporel, il peut y avoir de fortes fluctuations du déphasage (dûes à du bruit ou à un trou d'énergie dans le spectre), ce qui peut rendre les mesures moins stables. Une autre source d'instabilité peut provenir de la superposition de deux ondes, ou décalées en temps mais de même contenu fréquentiel. Un filtrage temps-fréquence permet alors de résoudre ce problème.

Cette méthode a été testée sur des sismogrammes synthétiques, et nous montrons sur la Fig. 1.11 un exemple reprenant le séisme du Pérou déjà traité par ailleurs. Entre 30 et 40 s de période, la déviation au grand-cercle, ou au back-azimut, mesurée est très stable vers les  $+20^\circ$ . En revanche, entre 40 et 60 s, la mesure montre une grande variation, et le rms augmente. Il s'agit en fait d'une forte diminution d'énergie dans le spectre à ces périodes. Cette méthode est donc moins robuste que celle qui travaille dans le domaine temporel, mais offre l'avantage de pouvoir corriger la vitesse de phase des déviations au grand-cercle. Par la suite, il convient donc de bien choisir la méthode d'analyse en fonction du problème traité et de la qualité des données.

### séisme du Pérou (12 Nov. 1996)

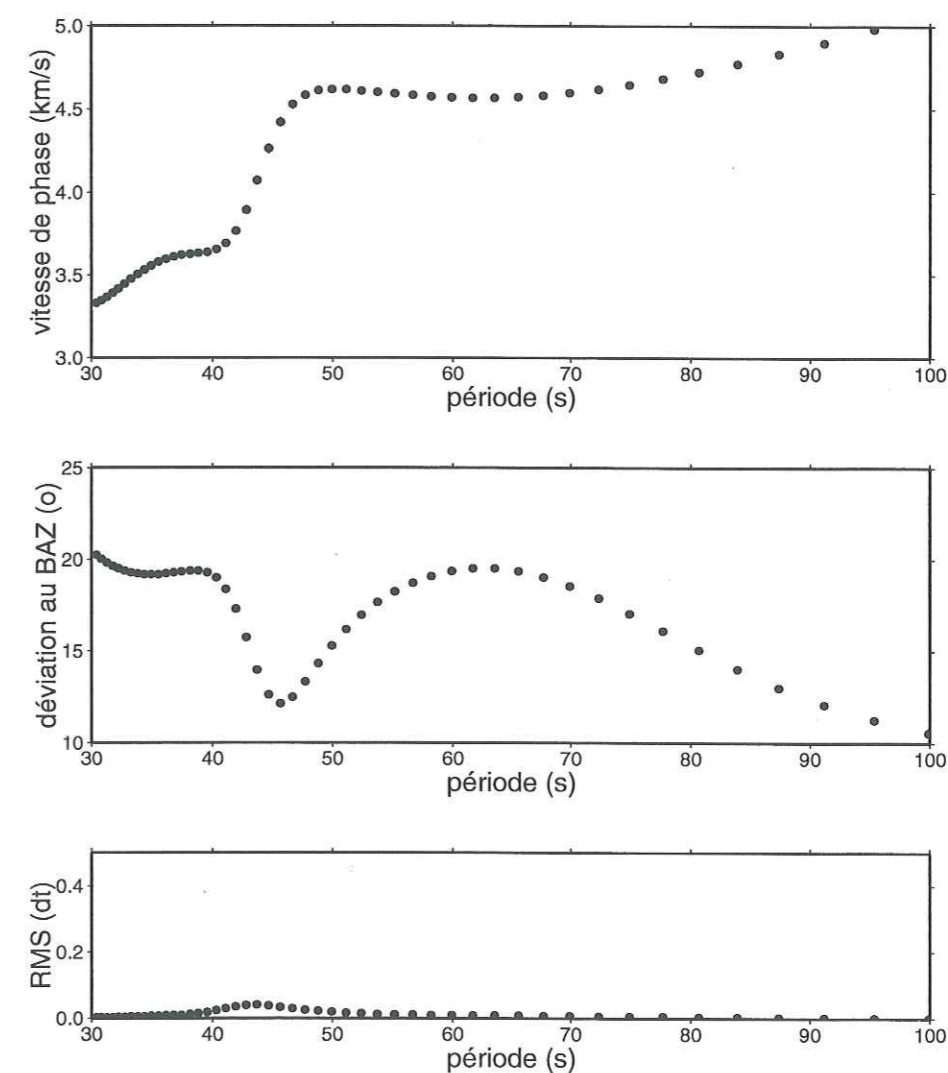


FIG. 1.11 – Résultats de l'analyse en fréquence du séisme du Pérou (12 novembre 1996) pour la composante verticale. La mesure apparaît instable entre 40 et 55 secondes de période pour lesquelles le rms augmente. Ceci est dû au fait que dans le signal d'origine le spectre en amplitude présente un trou entre ces périodes et le rapport signal/bruit est alors petit (inférieur à 1.5) pour obtenir une mesure stable.

## 1.4 Bibliographie

- Aki, K., and P.-G. Richards, 1980. Quantitative seismology, vol. 1, *Eds Freeman and Co.*, San Francisco.
- Barker, J. S., M. Campillo, F. J. Sánchez-Sesma, D. Jongmans, and S. K. Singh, 1996. Analysis of wave propagation in the valley of Mexico from a dense broad-band array of seismometers, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **86**, 1667-1680.
- Baumont, D., 1999. Caractérisation sismologique de la structure lithosphérique des Andes Centrales (17° – 20°), *Thèse de Doctorat*, Université Joseph Fourier, Grenoble.
- Cara, M., 1989. Géophysique, *Eds Dunod*, Paris.
- Cotte, N., H. A. Pedersen, M. Campillo, V. Farra, and Y. Cansi, 1999. Off-great circle propagation of intermediate period surface waves as observed on a dense array in the French Alps, à paraître dans *Geophys. J. Int.*.
- Herrmann, R. B., 1987. Computer programs in seismology, *Saint Louis University*.
- Hwang, H. J., and B. J. Mitchell, 1986. Interstation surface wave analysis by frequency-domain Wiener deconvolution and modal isolation, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **76**, 847-864.
- Keilis-Borok, V. I., 1989. Seismic Surface Waves in a Laterally inhomogeneous Earth, *Kluwer Academic Publishers*.
- Laske, G., 1995. Global observation of off-great-circle propagation of long-period Surface waves, *Geophys. J. Int.*, **123**, 245-259.
- Levshin, A., M. Ritzwoller, and L. Ratnikova, 1994. The nature and cause of polarization anomalies of surface waves crossing northern and central Eurasia, *Geophys. J. Int.*, **117**, 577-590.
- Mari, J.-L., F. Glangeaud, and F. Coppens, 1997. Traitement du signal pour géologues et géophysiciens, *Eds Technip*, Paris.
- Poupinet, G., W. L. Ellsworth, and J. Fréchet, 1984. Monitoring velocity variations in the crust using Earthquake doublets: an application to the Calaveras Fault, California, *J. Geophys. Res.*, **89**, 5719-5731.
- Roberts, R. G., and A. Christoffersson, 1990. Decomposition of complex single-station three-component seismograms, *Geophys. J. Int.*, **103**, 55-74.
- Shapiro, N. M., M. Campillo, A. Paul, S. K. Singh, D. Jongmans, and F. J. Sanchez-Sesma, 1997. Surface-wave propagation across the Mexican Volcanic Belt and the origin of the long-period seismic-wave amplification in the valley of Mexico, *Geophys. J. Int.*, **128**, 151-166.

- Shapiro, N., 1996. Etude de l'interaction des ondes sismiques guidées régionales avec les hétérogénéités de la croûte, *Thèse de Doctorat*, Université Joseph Fourier, Grenoble.
- Taylor, S. R., and M. N. Toksöz, 1982. Measurement of interstation phase and group velocities and Q using Wiener filtering, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **72**, 73-91.
- Wiener, N., 1949. Time series, *M.I.T. Press*, Cambridge, Massachusetts.

## Chapitre 2

# Outils pour l'étude de la propagation des ondes de surface

Nous allons développer dans ce chapitre les méthodes qui nous ont permis de comprendre et d'interpréter la propagation des ondes de surface, tant à l'échelle globale qu'à l'échelle régionale. Le but de ce travail est d'évaluer la part prise par ces deux aspects dans les mesures de déviation au grand-cercle que nous observons (voir Chapitre 3), et d'interpréter par la suite nos observations en terme de structures globales ou locales.

La première partie que nous allons aborder concerne la propagation à l'échelle globale des ondes de surface. Pour cela, nous utilisons le tracé de rai dans des modèles globaux de Terre. Nous verrons tout d'abord les modèles globaux actuellement disponibles et nous présenterons successivement deux méthodes de tracé de rai, en discutant leurs avantages et inconvénients respectifs. La deuxième partie concernera l'étude des ondes de surface à l'échelle locale ou régionale. Nous présenterons un code de simulations numériques pour le calcul de sismogrammes synthétiques des ondes de surface dans un modèle régional en décrivant son champ d'application.

### 2.1 Le tracé de rai dans des modèles globaux de Terre

Dans cette section nous passerons tout d'abord en revue les modèles globaux de Terre disponibles actuellement pour les ondes de surface de période intermédiaire, et déterminerons ceux qui seront utiles à notre étude. Ces modèles sont la base de notre étude de propagation globale des ondes de surface et montrent les variations latérales de structures. Pour évaluer l'influence des grandes structures sur la propagation des ondes de surface, et notamment pour comprendre les réfractions latérales et les trajets multiples de ces ondes, le tracé de rai permet de déterminer précisément ces anomalies de propagation. Ainsi nous présenterons deux méthodes de tracé de rai.



### 2.1.1 Les modèles globaux de Terre

Dans un milieu homogène le rai entre la source et une station suit le grand-cercle défini par ces deux points. En revanche, dans le cas de la Terre, avec un modèle de vitesse qui n'est pas 1D et donc latéralement hétérogène, les rais se réfractent et ne suivent pas le grand-cercle. Le trajet parcouru par une onde entre la source et une station dépend donc du modèle de vitesse entre ces deux points.

Compte-tenu des variations latérales de vitesse, des trajets multiples peuvent alors apparaître, ce qui signifie qu'entre la source et une station plusieurs rais sont possibles. C'est le phénomène de "multipathing". Il dépend de la résolution spatiale du modèle de vitesse, et donc de la longueur d'onde des hétérogénéités. Moins le modèle sera lisse (i.e plus les hétérogénéités seront de petite longueur d'onde), plus ce phénomène apparaîtra. La résolution des modèles de vitesse à très petite longueur d'onde peut engendrer un autre problème qui est celui de la diffraction de l'onde sur une petite structure, c'est l'effet de "scattering".

Depuis une vingtaine d'années, les ondes de surface de période supérieure à 70 s sont couramment utilisées pour les inversions tomographiques globales. Elles permettent de déterminer des modèles mantelliques en terme de vitesse des ondes S et l'anisotropie qui leur est associée, et de faire le lien avec les grandes structures tectoniques ou les courants convectifs et transferts de masse (e.g. Nataf et al., 1984, 1986; Montagner & Tanimoto, 1991; Zhang & Tanimoto, 1993). Ces modèles font appel à des méthodes d'inversion et les résultats peuvent en dépendre. Seules les mesures brutes de vitesse de phase sont exploitables pour notre problème, car ce ne sont pas les variations de vitesse des ondes S qui nous intéressent, mais bien les modèles de vitesse de phase pour des études de propagation des ondes de surface.

Les modèles de vitesse de phase pour les ondes de Rayleigh et Love sont proposés depuis quelques années pour les périodes intermédiaires, i.e. inférieures à 100 s. Ces modèles sont proposés pour des valeurs discrètes de périodes, et sont décrits sur une base de fonctions à symétrie sphérique: ce sont les harmoniques sphériques définies par leur degré (voir la sous-section 2.1.2). Le développement des méthodes d'analyse des ondes de surface et de mesure de vitesse de phase, à partir de bases de données toujours plus importantes, fait que ces modèles résolvent de mieux en mieux les variations latérales dues aux structures crustales de petite longueur d'onde. En outre, la plupart des méthodes maintenant utilisées ne reposent plus sur la perturbation au 1<sup>er</sup> ordre et prennent en compte la polarisation et l'amplitude dans leur tracé de rai.

Wong (1989) a proposé un modèle de vitesse de phase pour l'onde de Love à un degré d'harmonique sphérique égal à 12. En 1990, Montagner & Tanimoto ont défini ce même modèle au degré 15. Ces modèles ont pour vocation d'étudier les structures du manteau supérieur. Les modèles proposés plus récemment s'attaquent à de plus courtes périodes, et donc à des degrés plus grands. Le but recherché maintenant est de pouvoir définir les variations latérales de la croûte qui présentent beaucoup plus d'hétérogénéités que les structures mantelliques.

Ainsi, Trampert & Woodhouse (1995) ont déterminé les modèles globaux de vitesse de phase pour les ondes de Rayleigh et Love pour des périodes allant de 40 à 150 s. Laske & Masters (1996) ont proposé des modèles en intégrant aux mesures de phase des études d'amplitude et de polarisation qui ont permis de mieux contraindre ces modèles. Ils ont travaillé à relativement basse fréquence comparativement à notre domaine d'étude, puisque leurs modèles sont déterminés à 5, 10 et 15 mHz (respectivement 200, 100 et 66.7 s de période). Un an après la parution de leur travail paraissait celui d'Ekström et al. (1997), proposant des modèles entre 35 et 150 s de période. Leurs modèles sont développés à un degré d'harmonique sphérique de 40, mais correspondant en fait à des structures déterminées par le degré 20. La difficulté dans la détermination des mesures pour des périodes de plus en plus courtes réside dans le déroulement de la phase qui peut offrir des incertitudes sur le cycle.

Enfin, un autre moyen que celui de faire des mesures sismologiques pour avoir un modèle global de Terre est de se baser sur les diverses connaissances géophysiques acquises et de proposer un modèle correspondant à tous les paramètres. Ainsi, Nataf & Ricard (1996) ont proposé le premier modèle a priori, appelé 3SMAC (3-D seismological model a priori constrained). Le but de ce modèle était de mieux contraindre le manteau supérieur, notamment pour améliorer les études de tomographie. L'élaboration de ce modèle s'opère en compilant les données suivantes: l'épaisseur des couches "chimiques" dans la Terre (eau, sédiments, croûtes supérieure et inférieure, ...), la distribution de température et la minéralogie (à partir des profils de pression et de température). A partir de ces paramètres, les auteurs obtiennent un modèle 3-D de densité, de vitesses sismiques et d'atténuation. Ce modèle est défini sur une grille de 2° de résolution. Pour avoir les vitesses de phase des ondes de surface correspondant au modèle initial, sur chacune des grilles le mode de vibration propre de la Terre est calculé compte-tenu des paramètres physiques dans la colonne verticale sous-jacente. La comparaison de ce modèle avec les modèles sismologiques mesurés montre une très bonne adéquation jusqu'au degré 6 (Ricard et al., 1996). L'avantage est de pouvoir calculer les modèles de vitesse de phase pour les ondes de Rayleigh et de Love à une période choisie, permettant de descendre à plus courte période que ce que nous proposent les modèles mesurés.

Dans le même état d'esprit, Mooney et al. (1998) ont développé un modèle crustal global sur une grille de 5° de résolution, appelé CRUST 5.1. Ils ont cherché à intégrer plus de paramètres et de contraintes que pour 3SMAC (épaisseur de glace, profils de sismique réfraction, ...).

Pour la suite de notre travail, nous avons choisi de nous intéresser aux modèles d'Ekström et al. (1997), référencés par la suite par "ETL", car les modèles à 35 et 50 s de période sont adaptés pour notre étude d'ondes de surface de période intermédiaire. Comme il nous paraît intéressant de comparer les résultats de propagation globale calculés dans un modèle mesuré avec ceux calculés dans un modèle a priori, nous avons décidé de nous intéresser aussi au modèle 3SMAC (Nataf & Ricard, 1996). Nous présentons en Fig. 2.1 et Fig. 2.2 les modèles ETL et 3SMAC à 35 s de période pour les ondes de Rayleigh et Love respectivement. Nous pouvons voir que les grandes structures, comme par exemple le plateau tibétain ou les dorsales océaniques,

se distinguent bien dans les 2 modèles, mais que toutefois le modèle 3SMAC, déterminé sur une grille de 2° de résolution, offre des variations latérales de structures de plus petite échelle.

Compte-tenu de nos longueurs d'onde de travail (entre 60 et 200 km pour les ondes de Love et Rayleigh), nous devons prendre certaines précautions sur la résolution spatiale des modèles de vitesse pour éviter les effets de diffraction dans le tracé de rai. En outre, pour utiliser le tracé de rai basé sur la perturbation au 1<sup>er</sup> ordre, le modèle ne doit pas permettre le multipathing. C'est pourquoi nous travaillerons par la suite avec des longueurs d'onde d'hétérogénéités supérieures à 1000 km (approximativement 10 fois la longueur d'onde étudiée). Dans la pratique, les modèles n'offrent pas une meilleure résolution et un filtrage est appliqué, avec un degré maximal de 20.

### 2.1.2 Le tracé de rai en coordonnées sphériques

Les ondes de surface se propagent parallèlement à la surface de la Terre, dans un modèle de vitesse latéralement hétérogène. Une approche intuitive est donc de faire du tracé de rai à la surface d'une sphère (Laske & Masters, 1996). Pour résoudre ce problème sphérique, le modèle de vitesse ou de perturbation de vitesse ( $\frac{\delta c}{c}$ ) doit être décomposé en coefficients d'harmonique sphérique. Nous définirons dans une première partie le formalisme qui permet une telle décomposition du modèle de vitesse, puis dans une seconde partie nous présenterons le traceur de rai à la surface d'une sphère.

#### Décomposition des modèles en coefficients d'harmonique sphérique

Les modèles de vitesse de phase pour une période donnée peuvent initialement être exprimés en fonction des coordonnées géographiques (latitude et longitude) à la surface de la Terre. Pour résoudre l'équation d'onde dans un problème à symétrie sphérique, le modèle doit être décomposé dans une base d'harmonique sphérique  $Y_l^m(\theta, \phi)$  (Stacey, 1969; Masters & Richards-Dinger, 1998). Soit  $f(\theta, \phi)$  le modèle exprimé en fonction de la colatitude  $\theta$  et de la longitude  $\phi$ . Dans cette nouvelle base des  $Y_l^m(\theta, \phi)$ , ce modèle s'exprime par :

$$f(\theta, \phi) = \sum_{l=0}^{+\infty} \sum_{m=-l}^l f_l^m Y_l^m(\theta, \phi) \quad (2.1)$$

Les coefficients d'harmonique sphérique  $f_l^m$  (nombres complexes) de degré  $l$  et d'ordre  $m$  ( $l \geq m$ ) sont alors définis par :

$$f_l^m = \int_{-\pi}^{\pi} \int_0^{\pi} \sin \theta Y_l^{m*} f(\theta, \phi) d\phi d\theta \quad (2.2)$$

avec

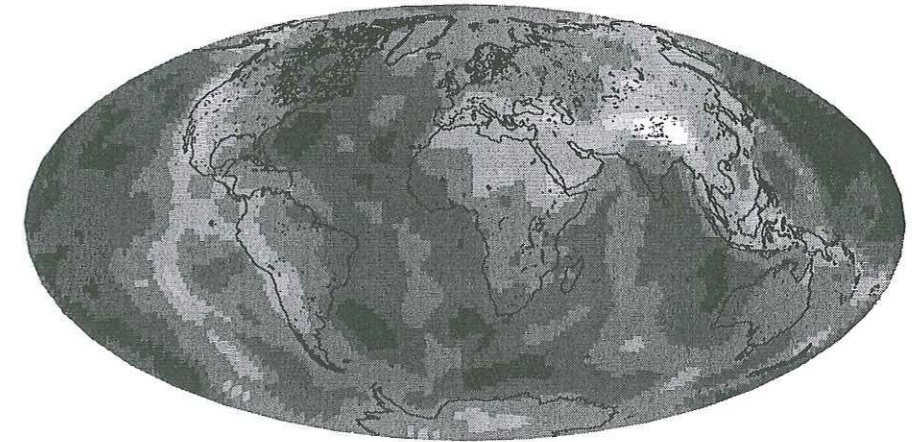
$$Y_l^m = C_l^m P_l^m(\cos \theta) e^{im\phi} \quad (2.3)$$

$$et \quad C_l^m = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!}} \quad (2.4)$$

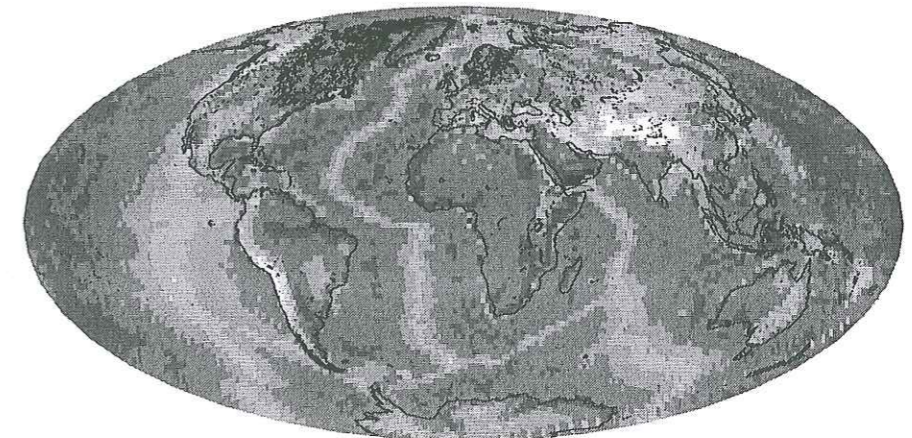
où  $C_l^m$  est le facteur de normalisation et  $P_l^m(\cos \theta)$  définit les polynômes de Legendre.

## Modèles pour Rayleigh (T=35 s)

ETL



3SMAC



vitesse de phase (km/s)

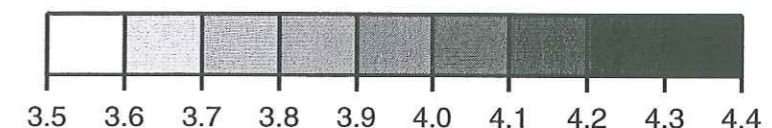
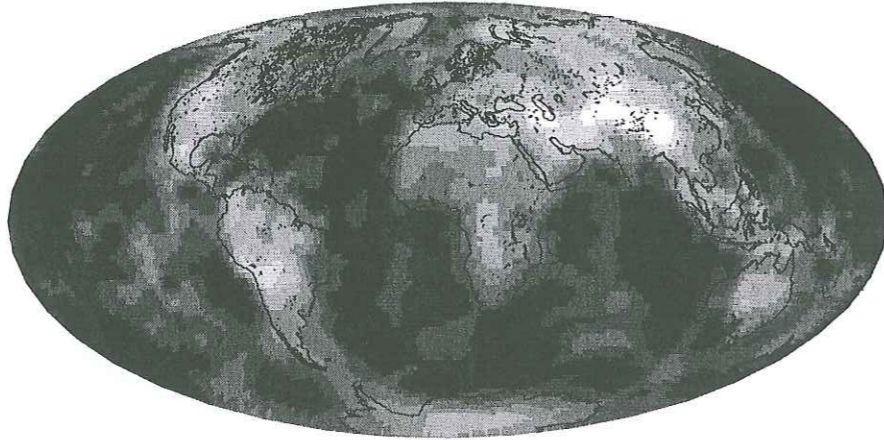


FIG. 2.1 – Modèles ETL (Ekström et al., 1997) et 3SMAC (Nataf & Ricard, 1996) à 35 s de période pour l'onde de Rayleigh (mode fondamental).

## Modèles pour Love (T=35 s)

## ETL



## 3SMAC

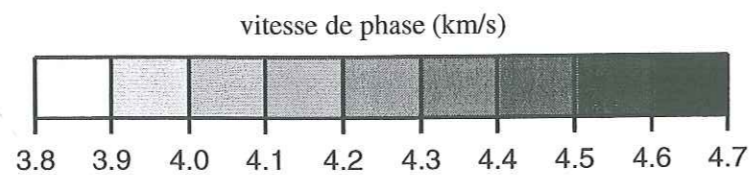
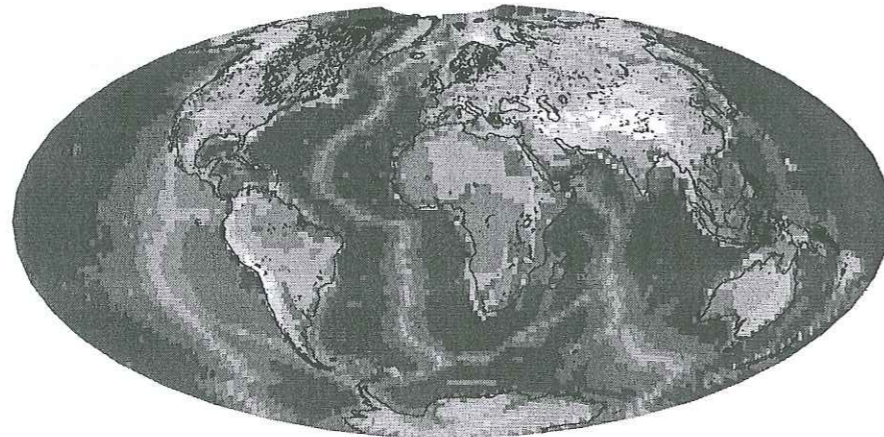


FIG. 2.2 – Modèles ETL (Ekström et al., 1997) et 3SMAC (Nataf & Ricard, 1996) à 35 s de période pour l'onde de Love (mode fondamental).

Ce qui conduit à :

$$f_l^m = \int_0^\pi C_l^m P_l^m(\cos\theta) \left\{ \int_{-\pi}^\pi f(\theta, \phi) e^{-im\phi} d\phi \right\} \sin\theta d\theta \quad (2.5)$$

$$= C_l^m \int_0^\pi F^m(\theta) P_l^m(\cos\theta) d(\cos\theta) \quad (2.6)$$

où  $F^m(\theta)$  est la transformée de Fourier de  $f(\theta, \phi)$  sur les longitudes.

La convention présentée ici est celle de la normalisation généralisée, ce qui signifie que :

$$\int_0^{2\pi} d\phi \int_{-1}^1 Y_l^{m'*}(\theta, \phi) Y_l^m(\theta, \phi) d(\cos\theta) = \delta_{ll'} \delta_{mm'} \quad (2.7)$$

$\delta_{ij}$  étant le symbole de Kronecker. Une autre convention classiquement utilisée en Sciences de la Terre, et dont nous aurons besoin pour le tracé de rai, est la normalisation définie par Edmonds (1957). Le tableau 2.1 permet de faire le lien entre la convention de la normalisation généralisée (Stacey, 1969) et celle dite d'Edmonds.

	Stacey	Edmonds
$m = 0$	$\Re(f_l^m)_S$	$\Re(f_l^m)_E = \Re(f_l^m)_S * 2\sqrt{\pi}$
	$\Im(f_l^m)_S$	$\Im(f_l^m)_E = 0$
$m \neq 0$	$\Re(f_l^m)_S$	$\Re(f_l^m)_E = \Re(f_l^m)_S * (-1)^m * \sqrt{2\pi}$
	$\Im(f_l^m)_S$	$\Im(f_l^m)_E = \Im(f_l^m)_S * (-1)^{m+1} * \sqrt{2\pi}$

TAB. 2.1 – Correspondance entre la convention de normalisation généralisée (Stacey, 1969) et la convention de normalisation proposée par Edmonds (1957).  $\Re(f_l^m)$  et  $\Im(f_l^m)$  sont les parties réelle et imaginaire du coefficient d'harmonique sphérique  $f_l^m$  de degré  $l$  et d'ordre  $m$ , défini par la convention de Stacey (S) ou d'Edmonds (E).

Le coefficient pour  $l = m = 0$  donne la valeur de la vitesse moyenne du modèle à partir de laquelle est déterminée la perturbation de vitesse. Le choix du degré  $l$  maximal pour la décomposition correspond à la longueur d'onde  $\lambda$  d'hétérogénéité voulue, avec  $\lambda = \frac{2\pi R}{l_{max} + 0.5}$  où  $R$  est le rayon de la Terre. Le choix du degré maximal pour la décomposition doit être assez grand pour respecter le théorème de Shannon, c'est-à-dire que ce degré doit correspondre à une longueur d'onde plus petite que celle définie par le modèle de vitesse initial. Cette opération n'empêche pas par la suite de couper le modèle à un degré inférieur pour le filtrer et ne garder que les grandes longueurs d'onde.

Enfin, notons que les ondes de Rayleigh correspondent à la somme des modes sphéroïdaux et les ondes de Love à la somme des modes toroïdaux, définissant les modes de vibrations de la Terre.

### La méthode du tracé de rai en coordonnées sphériques

Comme nous l'avons déjà précisé, il s'agit d'un traceur de rai à la surface d'une sphère. Il est donc très bien adapté aux études de propagation des ondes de surface. Le code (Laske & Masters, 1996) repose sur la théorie de la perturbation au 1<sup>er</sup> ordre décrite par Woodhouse & Wong (1986), et la convention de normalisation utilisée dans notre problème est celle d'Edmonds (Edmonds, 1957). Le modèle s'exprime en perturbation de lenteur ( $\frac{dp}{p} = -\frac{dc}{c}$ ).

Pour une fréquence donnée, la théorie de la perturbation au 1<sup>er</sup> ordre nous permet d'estimer à la station  $R$  la tangente  $\nu(\Delta)$ ,  $\Delta$  étant la distance épacentrale, de l'angle de déflexion  $\theta_{2H}$  ( $\nu(\Delta) = \tan \theta_{2H}$ ). L'angle de déflexion correspond à l'écart au grand-cercle du rai incident à la station (Fig. 2.3). Pour simplifier le formalisme et la représentation du problème, le grand-cercle défini par la source  $S$  et la station  $R$  est placé à l'équateur par rotation du modèle.

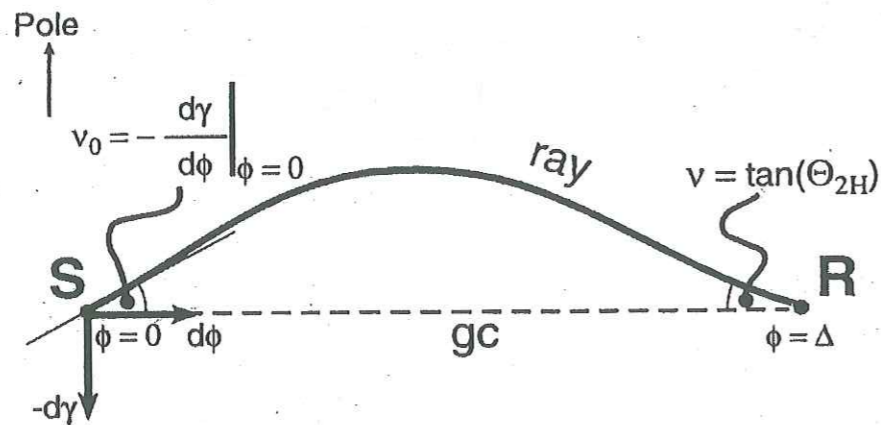


FIG. 2.3 – Définition de la déflexion au grand-cercle (d'après Laske & Masters, 1996). L'écart au grand-cercle, ou angle de déflexion  $\theta_{2H}$ , est défini par sa tangente  $\nu(\Delta)$  ( $\Delta$  : distance épacentrale) à la station  $R$ . Le grand-cercle (gc) défini entre la source ( $S$ ) et la station ( $R$ ) est placé suivant l'équateur par rotation.

Woodhouse & Wong (1986) ont montré que la tangente de l'angle de déflexion  $\nu(\Delta)$  s'exprime alors au 1<sup>er</sup> ordre par l'intégrale le long du grand-cercle :

$$\nu(\Delta) = -\frac{1}{\sin \Delta} \int_0^{\Delta} \sin \phi \left[ \frac{\partial \left( \frac{dc(\theta, \phi)}{c_0} \right)}{\partial \theta} \right]_{\theta=\frac{\pi}{2}} d\phi \quad (2.8)$$

avec

$$\frac{dc(\theta, \phi)}{c_0} = \sum_{l=0}^L \sum_{m=-l}^l f_l^m Y_l^m(\theta, \phi) \quad (2.9)$$

A partir de l'angle de déflexion  $\theta_{2H}$  estimé à la station, une méthode de tir permet en quelques essais autour de cet angle de définir de façon précise l'écart du rai au grand-cercle prédit à la station dans le modèle choisi, ainsi que d'obtenir le rai exact.

L'avantage de cette méthode est qu'elle est rapide à mettre en place, et qu'elle permet de calculer aisément les déviations attendues à une station pour un ensemble de sources à la surface de la Terre, et ainsi de pouvoir représenter en polaire les résultats en fonction du back-azimuth théorique et de la distance épacentrale. Son inconvénient est que la solution proposée est celle qui est la plus stable, et cette méthode ne peut pas prendre en compte les effets de trajets multiples lorsqu'ils existent, à moins d'appliquer une méthode de tir suivant toutes les directions possibles.

### 2.1.3 Le tracé de rai en coordonnées cartésiennes

La méthode précédemment développée présente l'inconvénient de ne pas tenir compte des effets de trajets multiples qui peuvent exister lorsque le modèle global est latéralement très hétérogène et induit de larges réfractions latérales ou même des effets de diffraction. C'est pourquoi nous nous sommes intéressés par ailleurs à une méthode qui permet de prendre ces effets en compte et de les estimer.

Il s'agit de la méthode développée par Farra (1990) combinant une approche de tir avec un traceur de rai en élément fini 2D. La méthode requiert un modèle de vitesse de phase exprimé en coordonnées cartésiennes. Dans un premier temps nous présenterons la transformation de Mercator (Jobert & Jobert, 1983) qui permet de définir un tel modèle à partir d'un modèle sphérique, puis nous verrons comment le traceur de rai permet d'obtenir l'ensemble des rai solution dans ce modèle.

#### La transformation de Mercator

La transformation de Mercator (Jobert & Jobert, 1983), classiquement utilisée en cartographie, permet d'obtenir un modèle 2D en coordonnées cartésiennes à partir d'un modèle sphérique exprimé en fonction de la latitude et la longitude. Une première étape consiste à faire une rotation sphérique du modèle de façon à avoir le grand-cercle défini par la source et la station confondu avec l'équateur. D'une part la déformation du modèle par cette transformation sera ainsi minimisée autour du grand-cercle, et d'autre part la visualisation du rai et de ses écarts au grand-cercle sera plus facile. Par commodité, nous imposerons la source en  $(0, 0)$  et la station en  $(\Delta, 0)$ ,  $\Delta$  étant la distance épacentrale.

Considérons un point  $M(\theta, \phi)$  sur la sphère du modèle latéralement hétérogène de vitesse  $V(\theta, \phi)$ , où  $\theta$  est la colatitude et  $\phi$  la longitude. La transformation de Mercator transforme ce point  $M(\theta, \phi)$  de vitesse  $V(\theta, \phi)$  en un point  $M'(z, \phi)$  de vitesse  $W(z, \phi)$  tel que :

$$z = \ln \left( \tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (2.10)$$

$$W(z, \phi) = \frac{V(\theta, \phi)}{\sin \theta} = V(\theta, \phi) \cdot \cosh(z) \quad (2.11)$$

Une interpolation bilinéaire sur l'ensemble des points ainsi transformés permet d'obtenir finalement une grille régulière dans un repère cartésien, directement utilisable par le tracé de rai.

### La méthode de tracé de rai en coordonnées cartésiennes

Le code utilisé, développé par Farra (1990), combine une approche de méthode de tir avec un traceur de rai en élément fini 2D. Ce code est capable de définir tous les différents rais entre une source et une station. Ainsi, pour chacun des rais, le temps de propagation et l'amplitude sont déterminés, et il permet de pouvoir faire une étude des trajets multiples. De manière générale, les codes de tracé de rai entre deux points présentent une étape importante car indispensable dans la résolution d'études tomographiques.

Les deux codes de tracé de rai sont donc complémentaires et permettent d'évaluer les effets de la propagation globale dans un modèle de Terre, et donc d'estimer la part prise par cette propagation dans les mesures d'écarts au grand-cercle faites à partir des ondes de surface.

## 2.2 Les simulations numériques pour l'étude des structures locales

La résolution des modèles globaux de Terre, qui est au mieux de  $2^\circ$ , ne permet pas de prendre en compte la structure crustale à l'échelle régionale ou locale. C'est pourquoi une deuxième approche dans l'étude de la propagation des ondes de surface de période intermédiaire est abordée. Le calcul de sismogrammes synthétiques par simulations numériques présente une solution pour ce type d'étude, et nous allons voir comment il permet d'estimer l'influence de la structure locale pour nos études de propagation.

Nous utilisons le code développé par Pedersen et al. (1996), faisant appel à la méthode indirecte d'éléments de frontière (IBEM) pour laquelle les déplacements et les contraintes sont exprimés en termes de forces de surface. Les conditions aux limites à satisfaire sont les suivantes : les tractions doivent être nulles à la surface libre, la continuité des déplacements et des tractions doit être vérifiée aux interfaces, et le champ doit être nul à une profondeur infinie (Pedersen, 1994). Notons que dans les exemples que nous traiterons la topographie sera négligée, mais qu'elle peut être incluse dans le calcul.

Dans les simulations, le modèle proposé est à deux dimensions dans le plan  $(x, z)$ , à couches multiples et latéralement hétérogènes. Nous avons dû adapter ce code pour traiter le cas de couches présentant des plissements, c'est-à-dire pour des interfaces ayant plusieurs valeurs de profondeur  $z$  pour une distance  $x$  donnée. Le modèle est supposé infini par translation dans la 3ème direction  $y$ , comme le montre la Fig. 2.4. Le calcul se fait sur les trois composantes dans le domaine fréquentiel, en prenant en compte tous les types d'onde, à partir d'une onde de surface plane (mode fondamental) arrivant avec une incidence choisie  $\phi$  sur le modèle ainsi défini. Les sismogrammes synthétiques sont obtenus par multiplication avec une fonction source (fonction de Ricker dans notre cas), suivie d'une transformée de Fourier inverse. Nous travaillerons typiquement entre 0.001 et 0.1 Hz, avec un pas de 0.001 Hz.

Dans l'élaboration de nos modèles, certaines précautions sont à prendre pour éviter tout type

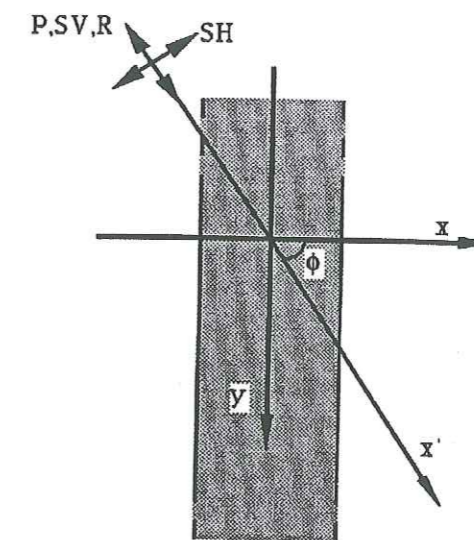


FIG. 2.4 – Géométrie du modèle et de l'onde plane incidente pour le calcul des simulations numériques (d'après Pedersen et al., 1994).

d'instabilité numérique. Tout d'abord, la taille des variations latérales doit pouvoir être résolue par la longueur d'onde  $\lambda$  à la fréquence de travail. Il faut que l'élément soit 3 à 5 fois inférieur à  $\lambda$ , et de plus les petites hétérogénéités doivent être bien représentées. Par ailleurs, les bords du modèle doivent être choisis loin de la structure sur laquelle sont calculés les sismogrammes synthétiques (quelques longueurs d'onde) de façon à minimiser les effets de réflexion sur ces bords. La limite de la taille des tableaux pour le calcul incite à trouver un compromis entre la minimisation de ces réflexions et la longueur du modèle en nombre de points.

Finalement, les sismogrammes synthétiques calculés sur un profil linéaire peuvent être analysés pour voir l'influence de la structure locale. Ainsi, ils permettent de mettre en évidence des rotations de composantes dues à de la réfraction latérale, des phénomènes de diffraction induits par la structure locale, ou encore d'évaluer des variations d'amplitude qui peuvent survenir dans certains cas (voir Cotte et al., 1999).

## 2.3 Bibliographie

- Cotte, N., H. A. Pedersen, M. Campillo, V. Farra, and Y. Cansi, 1999. Off-great circle propagation of intermediate period surface waves as observed on a dense array in the French Alps, à paraître dans *Geophys. J. Int.*.
- Edmonds, A. R., 1957. Angular momentum in quantum mechanics, *Princeton University Press*.
- Ekström, G., J. Tromp, and E. Larson, 1997. Measurements and global models of surface wave propagation, *J. Geophys. Res.*, **102**, 8137-8157.
- Farra, V., 1990. Amplitude computation in heterogeneous media by ray perturbation theory : a finite element method approach, *Geophys. J. Int.*, **103**, 341-354.
- Jobert, N., and G. Jobert, 1983. An application of ray theory to the propagation of waves along a laterally heterogeneous spherical surface, *Geophys. Res. Lett.*, **10**, 1148-1151.
- Laske, G., and G. Masters, 1996. Constraints on global phase velocity maps from long-period polarization data, *J. Geophys. Res.*, **101**, 16,059-16,075.
- Masters, G., and K. Richards-Dinger, 1998. On the efficient calculation of ordinary and generalized spherical harmonics, *Geophys. J. Int.*, **135**, 307-309.
- Montagner, J.-P., and T. Tanimoto, 1990. Global anisotropy in the upper mantle inferred from the regionalization of the phase velocities, *J. Geophys. Res.*, **95**, 4797-4819.
- Montagner, J.-P., and T. Tanimoto, 1991. Global upper mantle tomography of seismic velocities and anisotropies, *J. Geophys. Res.*, **96**, 20,337-20,351.
- Mooney, W. D., G. Laske, and G. Masters, 1998. CRUST 5.1 : a global crustal model at  $5^\circ \times 5^\circ$ , *J. Geophys. Res.*, **103**, 727-747.
- Nataf, H.-C., I. Nakanishi, and D. L. Anderson, 1984. Anisotropy and shear-velocity heterogeneities in the upper mantle, *Geophys. Res. Lett.*, **11**, 109-112.
- Nataf, H.-C., I. Nakanishi, and D. L. Anderson, 1986. Measurements of mantle wave velocities and inversion for lateral heterogeneities and anisotropy, 3. Inversion, *J. Geophys. Res.*, **91**, 7261-7307.
- Nataf, H.-C., and Y. Ricard, 1996. 3SMAC : an a priori tomographic model of the upper mantle based on geophysical modeling, *Phys. Earth. Plan. Int.*, **95**, 101-122.
- Pedersen, H. A., 1994. Etude de la diffraction tridimensionnelle des ondes sismiques dans des structures à géométrie bidimensionnelle. Développement théorique et applications, *Thèse de Doctorat*, Université Joseph Fourier, Grenoble.
- Pedersen, H. A., F. J. Sánchez-Sesma, and M. Campillo, 1994. Three-dimensional scattering by two-dimensional topographies, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **84**, 1169-1183.

- Pedersen, H. A., V. Maupin, and M. Campillo, 1996. Wave diffraction in multilayered media with the indirect boundary element method : application to 3-D diffraction of long-period surface waves by 2-D lithospheric structures, *Geophys. J. Int.*, **125**, 545-558.
- Ricard, Y., H.-C. Nataf, and J.-P. Montagner, 1996. The three-dimensional seismological model a priori constrained : confrontation with seismic data, *J. Geophys. Res.*, **101**, 8457-8472.
- Stacey, F. D., 1969. Physics of the Earth, *Eds John Wiley & Sons, Inc.*
- Trampert, J., and J. H. Woodhouse, 1995. Global phase velocity maps of Love and Rayleigh waves between 40 and 150 seconds, *Geophys. J. Int.*, **122**, 675-690.
- Wong, Y. K., 1989. Upper mantle heterogeneity from phase and amplitude data of mantle, *PhD thesis*, Harvard Univ., Cambridge, MA.
- Woodhouse, J. H., and Y. K. Wong, 1986. Amplitude, phase and path anomalies of mantle waves, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **87**, 753-773.
- Zhang, Y.-S., and T. Tanimoto, 1993. High-resolution global upper mantle structure and plate tectonics, *J. Geophys. Res.*, **98**, 9793-9823.

## Chapitre 3

### Determination of the crustal structure in southern Tibet by dispersion and amplitude analysis of Rayleigh waves

Nous étudierons dans ce chapitre les variations latérales de la croûte de part et d'autre de la suture du Tsangpo au sud du plateau tibétain. Dans un premier temps nous montrerons les vitesses de phase que nous mesurons de chaque côté de cette suture, puis nous déterminerons par inversion les modèles crustaux en vitesse des ondes S. Dans un deuxième temps, nous verrons comment l'étude de l'amplitude des ondes de Rayleigh, associée à des simulations numériques, permet de mieux résoudre les changements latéraux de structure dans la croûte.

## Determination of the crustal structure in southern Tibet by dispersion and amplitude analysis of Rayleigh waves

N. Cotte (1), H. A. Pedersen (1), M. Campillo (1),  
J. Mars (2), J. F. Ni (3), R. Kind (4),  
E. Sandvol (5) and W. Zhao (6)

*Article paru dans Geophysical Journal International (138), 809-819*

(1) Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique, Observatoire de Grenoble, Université Joseph Fourier, Grenoble, France.

(2) Centre d'Etude des Phénomènes Aléatoires et Géophysiques, Observatoire de Grenoble, Université Joseph Fourier, Grenoble, France.

(3) Department of Physics, New Mexico State University, Las Cruces.

(4) GeoForschungsZentrum Potsdam, Telegrafenberg, 14473 Potsdam, Germany.

(5) Department of Geological Sciences, Cornell University, Ithaca.

(6) Chinese Academy of Geological Sciences, Beijing, China.

### Résumé

Le plateau tibétain, d'élévation moyenne à 5000 m, se situe juste au nord de la frontière entre l'Inde et l'Asie. La convergence des plaques à l'origine de sa formation s'est initiée il y a 50 MA, et ce processus est toujours en cours. En surface, la limite des plaques est marquée par la suture du Tsangpo.

Le projet INDEPTH II en 1994 avait pour but de comprendre cette zone de collision et la structure particulière du plateau tibétain. Dans le cadre de ce projet, 9 stations large-bande étaient installées de part et d'autre de la suture du Tsangpo. Une première étape nous a permis de mesurer au nord et au sud de cette suture les vitesses de phase de l'onde de Rayleigh. L'inversion des courbes de dispersion montre clairement 2 structures crustales en  $V_s$  très différentes, quoique de même épaisseur (70 km), avec au sud un modèle crustal "normal" et au nord un modèle présentant une croûte inférieure de faible vitesse, épaisse de 30 km.

Par ailleurs, une analyse spectrale montre que l'énergie à 30 s de période pour certains des enregistrements d'onde de Rayleigh varie significativement dans cette région, d'un facteur 3 sur moins de 200 km. En effet, pour une onde incidente du nord avec un angle de 60° par rapport à l'axe de la suture, aucune variation d'amplitude n'apparaît, alors que pour une onde incidente du nord ou du sud, mais avec un angle de 30° sur l'axe, nous observons toujours de plus fortes amplitudes au sud de la suture du Tsangpo.

A partir de cette observation, des simulations numériques dans le modèle défini par inversion ont permis de calculer des sismogrammes synthétiques. Cette approche numérique valide le modèle proposé dans la mesure où les mêmes variations d'amplitude sont obtenues sur les sismogrammes synthétiques, au moins qualitativement, à savoir une amplification systématique au sud de la suture du Tsangpo. En outre, ces calculs nous ont permis de définir une transition brutale entre les deux blocs, de taille pluri-kilométrique.

Ce travail présente l'avantage de combiner deux approches différentes d'analyse des ondes de Rayleigh de période intermédiaire, basées sur la phase et sur l'amplitude et montre que la suture du Tsangpo marque la transition de deux modèles de croûte très différents.

*Surface waves recorded by the nine broad-band stations of the INDEPTH II experiment are analysed to study the crustal structure of southern Tibet. Their frequency range is between approximately 0.015 and 0.050 Hz (i.e. between 20 and 60s period). Phase velocity dispersion curves are calculated for the regions north and south of the Tsangpo suture, using Wiener filtering of fundamental mode Rayleigh waves incident upon the array with different back-azimuths. The two dispersion curves are inverted to obtain the S-wave crustal models north and south of the suture. They show that a low-velocity layer is present in the lower crust north but not south of the Tsangpo suture. To confirm these findings, variations in the amplitudes of the Rayleigh waves across the suture are interpreted by numerical simulation. The strong amplitude variations at a 30s period are reproduced using a model with a low-velocity layer in the lower crust north of the suture, a normal high-velocity layer to the south, and a sharp transition between these layers.*

### 3.1 Introduction

The architypal example of an active continent-continent collision is that between Asia and India which began about 50 Ma and continues today, raising the Himalayan range and the Tibetan plateau (e.g. McKenzie & Sclater, 1971; Molnar & Tapponnier, 1975). The Himalayas are the highest range on the Earth, whilst Tibet has an average altitude of 5000 m and is underlain by an anomalously thick crust, approximately twice the thickness of 'normal' continental crust.

Heterogeneities in the crustal thickness and lithospheric velocity of the Tibetan plateau were identified by studying of surface waves. Romanowicz (1982) measured event-station phase delays for pairs of events in order to study the area between them. Tomographic images have also been used, with either with surface waves or  $Pn$ -waves, to demonstrate velocity anomalies (Bourjot & Romanowicz, 1992; Wittlinger et al., 1996; McNamara et al., 1997; Wu et al., 1997). Levshin et al. (1994) used the polarization anomalies of surface waves to determine the structure in



central Eurasia, and, more recently, Curtis & Woodhouse (1997) calculated interevent surface wave phase velocities in order to find lithospheric models for Tibet. All these studies provide large-scale velocity models of the lithosphere beneath the Tibetan plateau, but little information on variations inside the plateau.

Other types of seismological studies have revealed strong lateral variations within the plateau. For example, anisotropy and crustal thickness vary on a small scale (McNamara et al., 1997; Ni & Barazangi, 1983; Guilbert et al., 1996; Hirn et al., 1995; Sandvol et al., 1997), and the *Lg*-wave propagation also varies within the plateau (McNamara et al., 1996). Several studies have determined the S-wave structure with variations inside the plateau (e.g. Curtis & Woodhouse, 1997), and Yuan et al. (1997) have demonstrated lateral crustal variations in southern Tibet using a receiver function analysis.

The analysis of surface waves recorded by densely spaced stations makes it possible to study variations in S-wave velocity on a regional scale. The INDEPTH II experiment was the first very densely spaced broad-band array within the Tibetan plateau. The purpose of this experiment (Nelson et al., 1996) was to investigate the structure of the lithosphere beneath the southern part of the Tibetan plateau and across the Tsangpo suture, which separates the Asian and Indian plates. The experiments carried out during 6 months in 1994 within INDEPTH II included both active and passive seismic experiments using broad-band and short-period stations.

There are two main results from the INDEPTH II experiments. The first one is the existence of bright spots, observed both in the seismic reflection profiles (Makovsky et al., 1996; Brown et al., 1996) and by the magnetotelluric surveying (Chen et al., 1996). The existence of these bright spots was discussed by Zhao et al. (1997) in terms of tectonics. The second result, which appears to be the cause of the bright spots, is evidence of partial melt in the middle crust which may be related to the shortening of the Asian plate (Nelson et al., 1996; Kind et al., 1996; Reese & Ni, 1996). Such a layer has also been determined by other experiments (e.g. Hirn et al., 1997). Kind et al. (1996) identified it using surface wave analysis across the INDEPTH II array, but their study was based on a single teleseismic event.

In the current work, we analyse surface waves from several seismic events to determine phase velocities independently north and south of the suture. We also analyse variations in the amplitude of the Rayleigh wave fundamental mode across the suture. These amplitude anomalies cannot be interpreted directly, but we show by numerical simulations that they are consistent with the crustal model obtained by the phase velocity analysis.

### 3.2 Data selection

Our goal is to determine the S-wave velocity structure north and south of the Tsangpo suture. The frequency contents of the surface waves recorded by the broad-band stations of the INDEPTH II experiment are approximately between 0.015 and 0.050 Hz (i.e. between 20 and 60 s period), thus making it possible to study the crustal structure. During the 6 months of the experiment, nine broad-band stations equipped with Guralp CMG-3T seismometers were installed along a line crossing the suture, almost perpendicular to it. As shown in Fig. 3.1, four

of the broad-band stations were located north of the suture, four were located south of it and one was located on it. The length of the profile was approximately 200 km. The station locations are listed in Table 3.1.

Station	Longitude E	Latitude N
BB05	90.911°	30.379°
BB08	90.548°	30.130°
BB10	90.413°	29.991°
BB14	90.191°	29.376°
BB18	89.742°	28.930°
BB20	89.663°	28.728°
BB23	89.659°	28.486°
BB34	89.256°	29.108°
BB36	90.757°	29.816°

TAB. 3.1 - Locations of the broad-band stations of the INDEPTH II experiment. Stations BB05, BB08, BB10, BB36 are located north of the Tsangpo suture. Station BB14 is located on the suture. Stations BB18, BB20, BB23 and BB34 are located south of it (see Fig. 3.1).

Only teleseismic events are used here, to ensure that surface waves are well separated from body wave arrivals. Events with an incidence from both the north and the south and with a good signal-to-noise ratio between 20 and 60 s period are selected. Records of the vertical component filtered between 0.01 and 0.10 Hz are shown for three of these events, which will later be used in the amplitude analysis (Fig. 3.2). The back-azimuths of the three events are indicated in Fig. 3.1 by arrows. For each event, the records in Fig. 3.2 are sorted by epicentral distance, that is, from northeast to southwest for the Californian and Kuril Islands events and from southeast to northwest for the Indonesian event. The amplitudes of the records are normalised to increase clarity, but relative amplitudes between stations are respected for each event. Note that the dominant phase is the Rayleigh fundamental mode.

### 3.3 Data processing and analysis

The data analysis is performed in two ways. First, the phase velocities are calculated independently north and south of the Tsangpo suture and the two dispersion curves are inverted to obtain the S-wave velocity variations with depth. Second, the spectral amplitude variations are measured across the array for the three events of Fig. 3.2.

#### 3.3.1 Phase velocity analysis

The aim of this part of the study is to determine the shear wave velocity structure north and south of the Tsangpo suture independently. Only one event (the Californian event, see Fig. 3.1) is available with a great-circle path approximately aligned with the profile. Consequently, it is

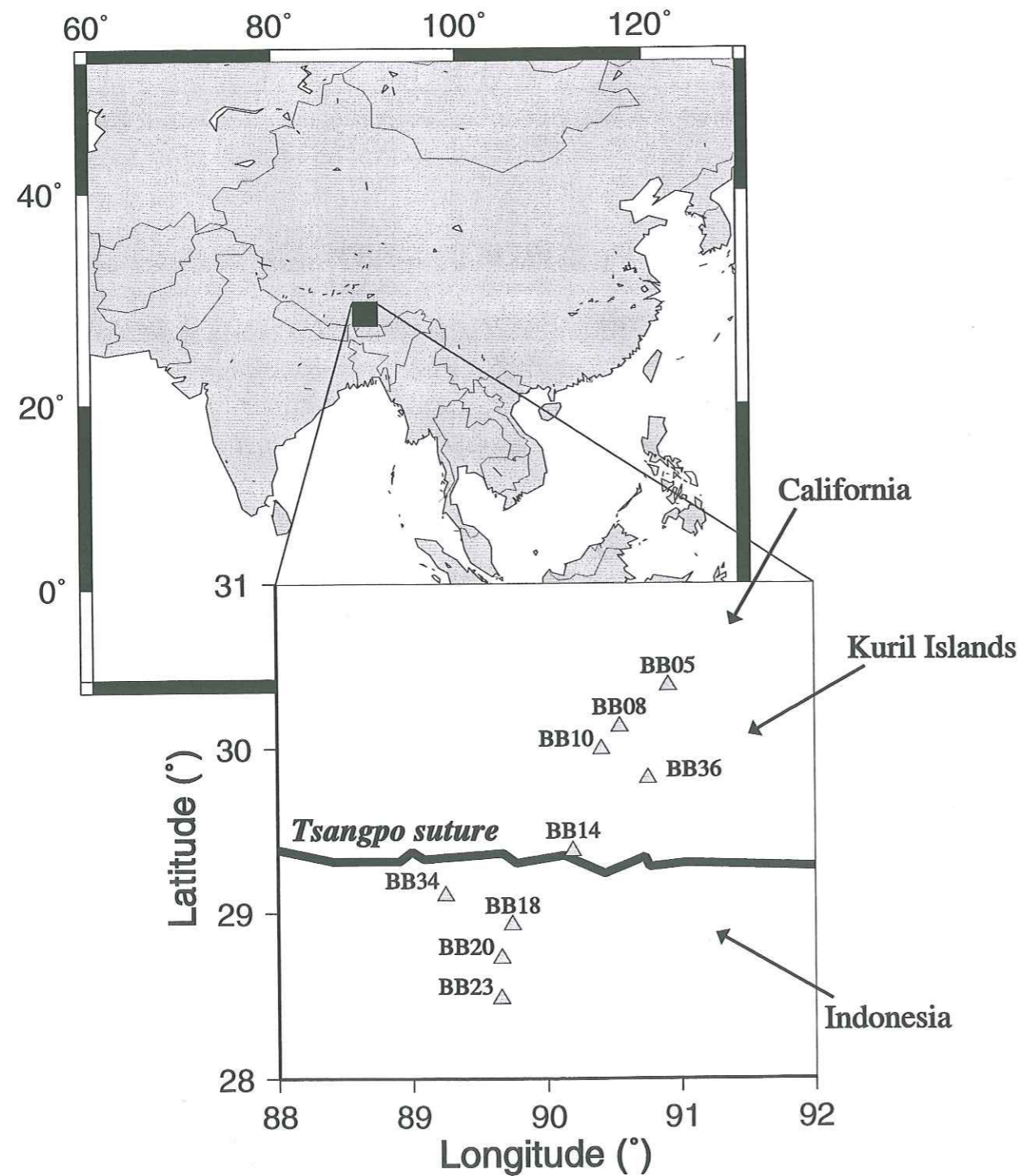


FIG. 3.1 – Locations of the broad-band stations used in the INDEPTH II experiment in southern Tibet. Black arrows show the arrival directions of surface waves from the three events used in the analysis.

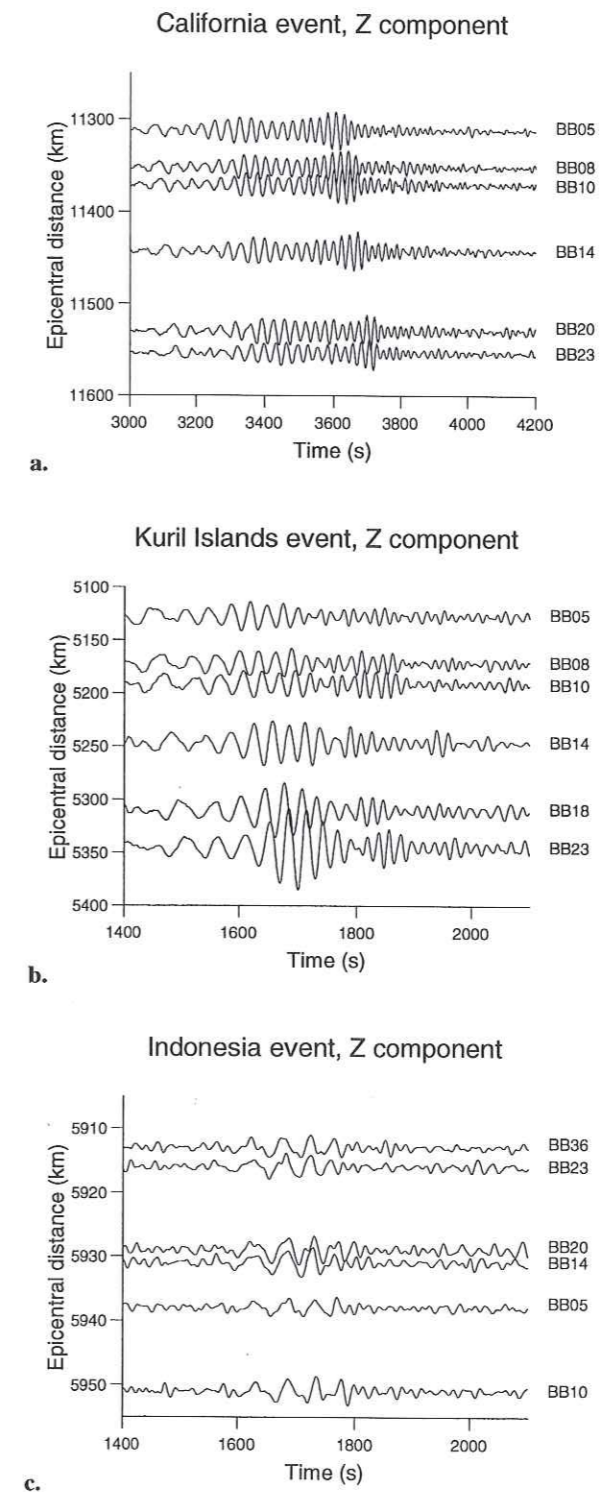


FIG. 3.2 – Vertical component of the fundamental mode of the Rayleigh wave recorded for three events. Top: Californian event; middle: Kuril Islands event; bottom: Indonesian event.

difficult to estimate errors on the phase velocity measurements using only this single event. An additional problem is that the Californian event shows significant polarization anomalies across the array.

We therefore considered all teleseismic events for which at least one pair of stations on the same side of the suture was located approximately on the great-circle path through the epicentre. For example, surface waves from the Kuril Islands are incident with a  $5^\circ$  difference from the great-circle path between stations BB05 and BB08, and with a  $8^\circ$  difference from the great-circle path between stations BB36 and BB14. The small distances between the stations (e.g. 45 km between BB05 and BB08 and 74 km between BB36 and BB14) and the shift between the interstation and great-circle path to the epicentre (up to  $10^\circ$ ) make the uncertainties on the phase velocity measurements rather large. On the other hand, we use three different back-azimuths in our measurements with the Californian, five Kuril Islands, and the Indonesian events. The Indonesian event provides some assurance that no systematic bias is introduced in the measurements as its incidence is from the southeast.

The phase velocities are measured by Wiener filtering (Wiener, 1949; see also Nakanishi, 1979; Taylor & Toksöz, 1982; Hwang & Mitchell, 1986) performed in the frequency domain. The advantage of Wiener filtering as compared to measuring the phase difference of smoothed spectra is the minimization of the influence of random noise. Phase velocities are only measured for frequencies with a coherence greater than 0.9.

The phase velocities north and south of the Tsangpo suture are shown in Fig. 3.3a. Although the scatter is significant, the two curves tend to be of a different shape. North of the suture, the phase velocity is constant between 20 and 40 s period, and increases between 40 and 60 s, whereas to the south the phase velocity increases over the whole period interval of 20-60 s. This difference reveals that the crustal structure is not the same north and south of the suture. However, the large scatter in the measurements makes it crucial to investigate whether models for which the phase velocity dispersion curve falls within the observed phase velocities north and south of the suture are significantly different. To this end, we adapted the two-step inversion method suggested by Shapiro et al. (1997).

The two average dispersion curves and their standard deviations were calculated using the following procedure. (1) The average dispersion curve was inverted through a classical, linearized dispersion scheme (e.g. Herrmann, 1987) to find the simplest possible shear wave model for which the theoretical dispersion curve fits the observations. The choice to search for a model with a small number of layers is to ensure that the solution is stable, and not a secondary minimum. In this simple configuration, the final velocity models were similar for very different starting models. The downside of our procedure is the neglect of models with a rapidly varying velocity structure, or with a smooth velocity gradient, but such a model would not be resolved by the data. (2) Random variations were then applied to this 'average' model to obtain a set of possible models, out of which we retained those for which the theoretical dispersion curve fell within the standard deviation of the observed one. This second step was repeated 1000 times to give a large population of models with theoretical dispersion curves fitting the observation within the uncertainties of measurement. Finally, average and standard deviations of the population were

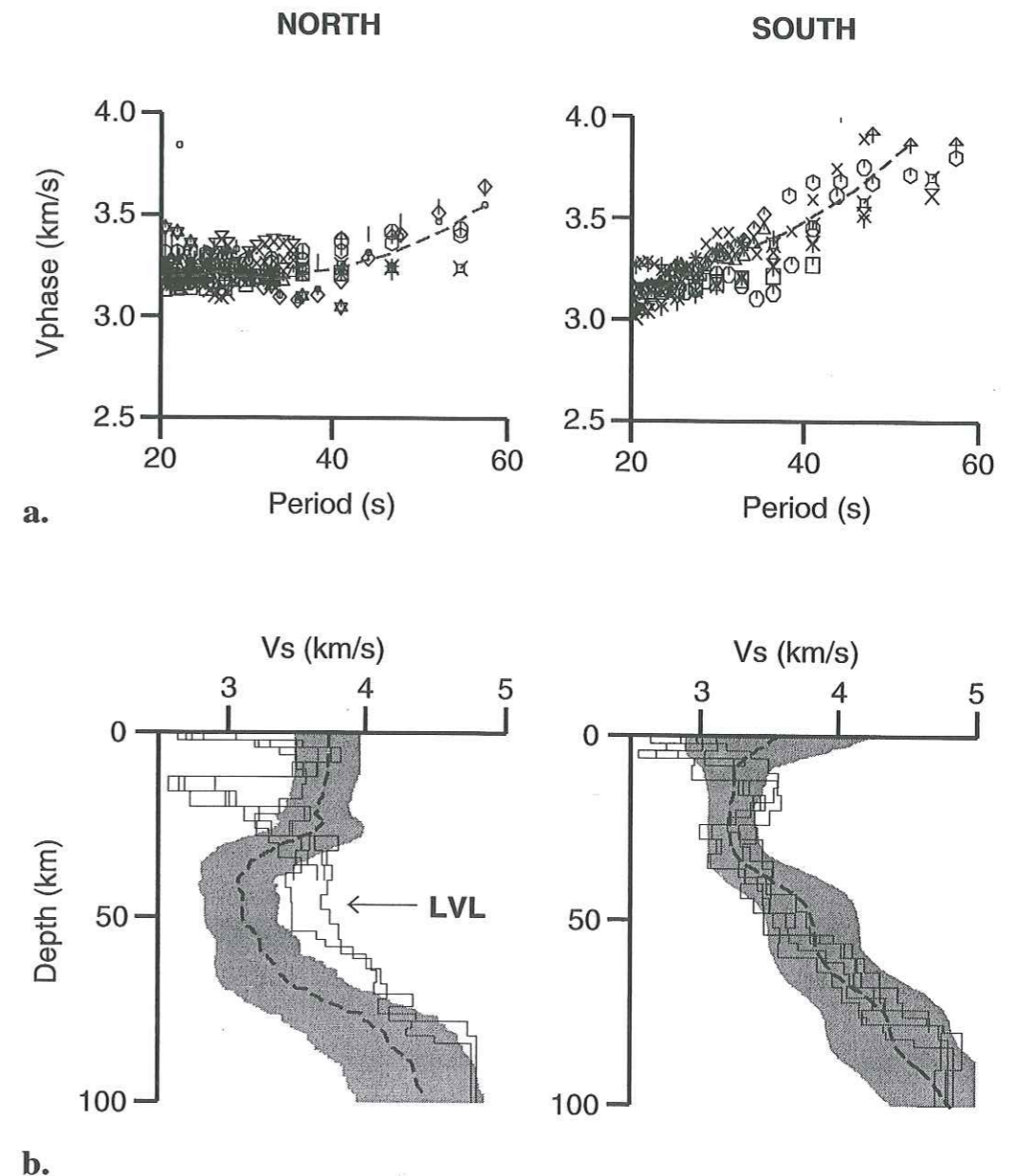


FIG. 3.3 – (a) Phase velocities dispersion curves calculated from INDEPTH II data. Dashed line: average velocity. (b) Models of shear wave velocity variations with depth obtained by inversion of phase velocities north (left) and south (right) of the Tsangpo suture. Dashed line: average velocity model. The grey shaded zone shows the range of shear wave velocity models compatible with the measured dispersion curves. The results provided by the receiver function method (Yuan et al., 1997) are plotted as thin black lines (1 model for each station).

calculated.

Fig. 3.3b shows the result of this analysis applied to the two observed dispersion curves plotted as shaded zones. Whilst possible differences in the upper crustal structure are not resolved, a low-velocity layer is present in the lower crust north of the Tsangpo suture, but no such layer appears to be present south of it. Superimposed onto the two models are the results of the receiver function analysis conducted on each of the broad-band stations of the INDEPTH II experiment by Yuan et al. (1997).

The fit between our models and those obtained by the receiver function analysis is very good south of the suture, whereas to the north the results are very different. The receiver function models show a thin, very strong low-velocity layer at 15-20 km depth, whilst our analysis shows a thick low-velocity layer in the lower crust.

This apparent discrepancy can be explained by taking the resolution capacity of the two methods into account. Due to the sampling of surface waves over quite large depth intervals, the surface wave analysis gives a good estimate of the overall velocity profile in the crust, but does not resolve a thin low-velocity layer in the upper crust. Our average model still agrees with the observed dispersion curve even after adding a thin low-velocity layer in the upper crust. On the other hand, the receiver functions north of the suture are dominated by the thin low-velocity layer which is well resolved by this method. However, the presence of such a layer at a shallow depth significantly decreases the resolution of the receiver function analysis in the lower crust because the shallow low-velocity layer creates reverberations that mask converted phases from deeper crustal velocity variations. Note that only two out of the five receiver function models computed at stations located north of the suture extend beyond 40 km depth. The surface wave models, on the other hand, are well resolved in the lower crust. We verified this by using different starting models in the second step of the inversion procedure, for example by using the average 'north' model as input to the 'south' inversion and vice versa. We also tested the influence of layer thicknesses and upper crustal velocities.

The surface wave analysis therefore reveals a significant change in the lower crustal structure across the suture, with the presence of a low-velocity layer in the lower crust north of it and no such layer south of it. In the next subsection, we show how this interpretation is supported by the analysis of spectral amplitudes of the surface waves.

### 3.3.2 Spectral amplitude variations across the Tsangpo suture

A difference in the crustal structure north and south of the Tsangpo suture as described above may induce amplitude variations across the suture. Such amplitude variations are clearly present on the record of the Kuril Islands event (see Fig. 3.2) but a spectral analysis is necessary to determine whether such variations are present for other events, and in which frequency range.

In Fig. 3.1, the back-azimuths of the three events used for the spectral analysis are shown as black arrows. The locations of these events are given in Table 3.2. Surface waves from the Californian and Kuril Islands events are incident from the northeast with a back-azimuth of approximately 30° and 60° respectively. Surface waves from the Indonesian event are incident

from the south with a back-azimuth of approximately 120°.

	Date	Time (UT)	Latitude	Longitude	Depth (km)	$M_b$	$M_s$
California	01 Sept. 94	15:15:53,2	40.41°	-125.65°	10	6.6	7.0
Kuril Islands	04 Oct. 94	13:22:58,3	43.71°	147.33°	33	7.4	8.1
Indonesia	04 Aug. 94	22:15:37,8	-6.32°	131.54°	33	6.1	5.6

TAB. 3.2 - Locations of the three events used in the spectral analysis.

For these three events a spectral analysis was performed, with the purpose of studying amplitude variations across the array. Seismograms are selected between 3000 and 3800 s for the Californian event, between 1425 and 1975 s for the Kuril Islands event and between 1500 and 1900 s for the Indonesian event (see Fig. 3.2). Fig. 3.4a, 3.4c, and 3.4e show spectral amplitudes of the Rayleigh fundamental mode between 0.02 and 0.05 Hz (i.e. between 20 and 50 s period) for the vertical component of these events. For each event, the spectra are normalized by the maximum amplitude between 0.030 and 0.036 Hz (shown by grey shading). Consequently, the relative amplitude between stations for a same event is respected.

The Californian event (Fig. 3.4a) shows a nearly constant amplitude level across the array and in the whole frequency range. The main lateral change in amplitude is observed for the Kuril Islands event (Fig. 3.4c) between 0.030 and 0.036 Hz (i.e. approximately 30 s period), for which the spectral amplitudes increase steadily across the array from north to south. The amplitude ratio between the stations BB23 and BB14 is 1.7 at 0.033 Hz. We also observe a similar amplitude anomaly in this frequency range for the Indonesian event (Fig. 3.4e), with amplitudes larger to the south than to the north of the suture, as for the Kuril Islands event. However, for the Indonesian event, the spectra vary rapidly inside the 0.030-0.036 Hz interval, and the main amplitude variations are located between 0.030 and 0.033 Hz. To focus on frequencies around 0.033 Hz, we show in Fig. 3.4b, 3.4d, and 3.4f the average amplitude between 0.030 and 0.036 Hz for each station versus the distance to the suture, normalized so that the global maximum for each event is 1. For the Californian event, amplitude variations are small. For the Kuril Islands event, the stations located south of the Tsangpo Suture (white squares) show a significantly larger amplitude than the stations north of the suture (black squares). The same trend is observed for the Indonesian event. The amplitude increase between 0.030 and 0.033 Hz is somewhat hidden by the rapidly oscillating spectra and the averaging over a wider frequency interval.

The amplitude increase along the array for the Kuril Islands event indicates that these variations cannot be explained by geometrical spreading or anelastic attenuation (Fig. 3.4d), because the epicentral distance increases from the north to the south. Even though the waves generated by these two events are incident from opposite sides of the suture (see Fig. 3.1), records of the southernmost stations are always amplified with respect to records from the northern stations at the 30 s period. However, the amplitude variations are strongly dependent on back-azimuth, as no amplitude variations are observed for the Californian event. A systematic observation of the azimuth dependence is not possible due to the lack of events from other back-

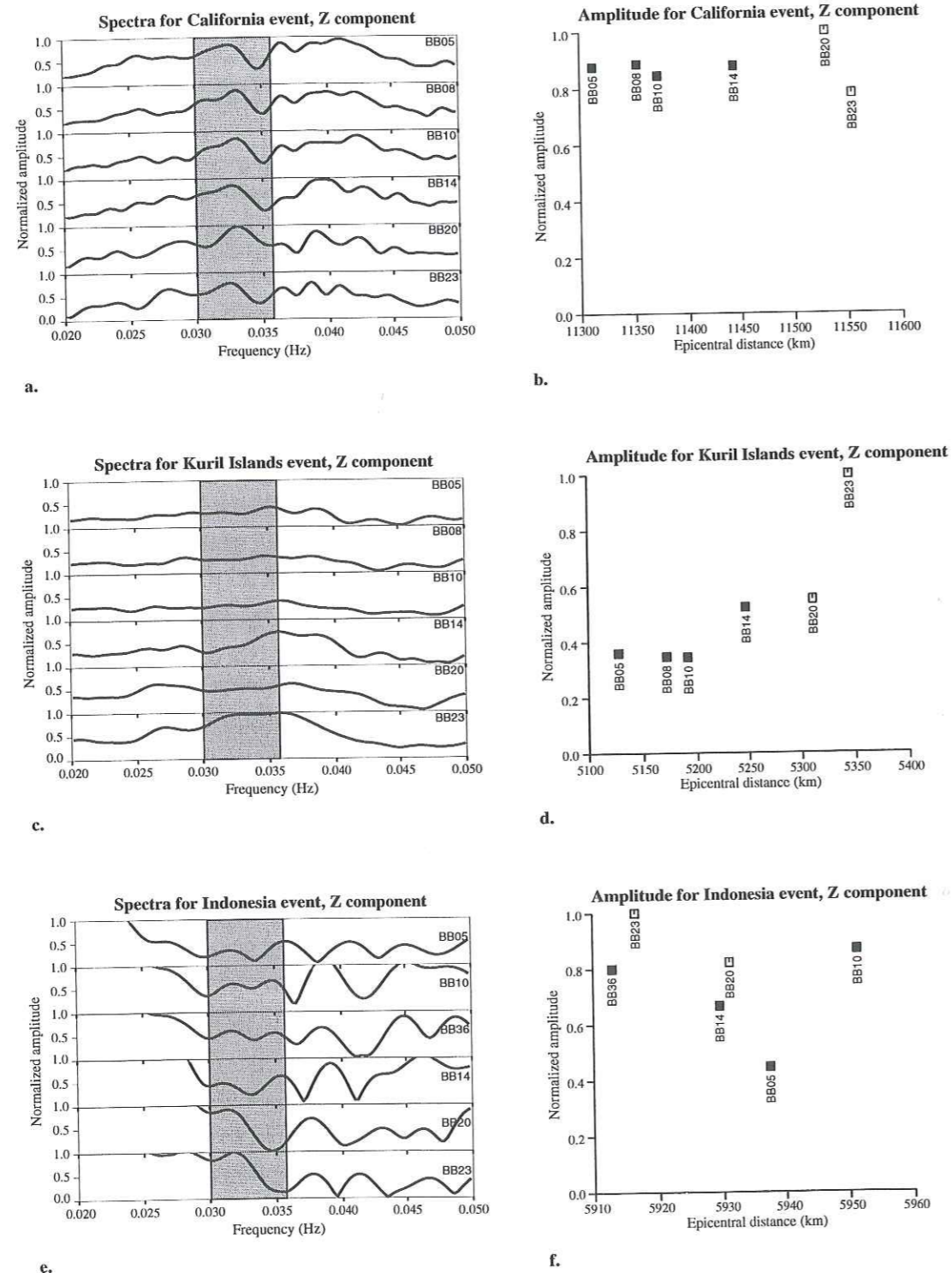


FIG. 3.4 – (a), (c), (e) Spectral amplitude for the Californian, Kuril Islands and Indonesian events recorded by broad-band stations of the INDEPTH II experiment. (b), (d), (f) Average amplitude between 0.030 and 0.036 Hz versus the distance to the Tsangpo suture for the three events. North is on the left and south is on the right. White squares are for stations located south of the suture, and black squares are for stations located north of the suture. The amplitudes are normalized as explained in the text.

azimuths.

The amplitude variations is another indication of differences in crustal structure north and south of the Tsangpo suture but they cannot be directly inverted to obtain a velocity model. In the next section we therefore interpret these observations using forward modelling.

### 3.4 Numerical simulations

To investigate whether the structures found by phase velocity analysis north and south of the Tsangpo suture can explain the observed amplitude anomalies, we perform forward modelling using the Indirect Boundary Element Method (IBEM) in the formulation of Pedersen et al. (1996), where a plane and single mode surface wave is incident upon a multilayered and laterally heterogeneous 2-D structure. The wave can be obliquely incident upon the structure, so the wavefield is 3-D with coupling of all wave types. The calculations are performed in the frequency domain and synthetic seismograms are obtained by multiplication with a source function followed by an inverse Fourier transform.

The direction of the incident wave is defined by its ‘azimuth’, that is, the angle between the direction of propagation and the axis perpendicular to the structure. As the Tsangpo suture strikes E-W, the azimuth is  $0^\circ$  for a wave incident from the north, and  $180^\circ$  for a wave incident from the south. The azimuth does therefore, in the case of the Tsangpo suture, correspond to the back-azimuth of observed data.

The structure chosen for the simulations is based on phase velocity analysis. It includes a uniform upper crust and a low-velocity layer in the lower crust between 40 and 70 km north of the suture. The choice of a uniform upper crust is debatable, because the phase velocity analysis shows a difference in the upper crustal structure. We encountered numerical problems when incorporating this upper crustal variation in the model, probably due to the exponential increase of the reference solution (see Pedersen et al., 1996). The structure parameters are given in Table 3.3. As we have no information on the transition at the suture, two different models are used. As shown in Fig. 3.5 where the lower crustal low-velocity layer is indicated by grey shading, model 1 has a smooth transition under the suture (42 km wide), whilst model 2 has a sharp transition (3 km wide). There is no indication of a change in Moho depth in the area as shown by our phase velocity analysis and as proposed by Chen et al. (1993) and Yuan et al. (1997).

All the numerical simulations are performed for the Rayleigh wave fundamental mode incident upon the suture. No anelastic attenuation is introduced ( $Q_p=Q_s=20000$ ). As the array north of the suture is approximately equal to the Rayleigh wavelength at a 30 s period, even a low quality factor in the low-velocity layer cannot produce significant amplitude effects within the array. Ground displacement is calculated between 0.01 and 0.1 Hz for 101 stations located between 1300 and 1700 km epicentral distance with a constant interstation distance of 4 km. The epicentral distance in the numerical simulations is the distance to the line source which produces the plane incident waves. We choose the source location so that we obtain well-dispersed waves whilst keeping the time window sufficiently short to avoid excessive CPU times.

North					
$d$ (km)	$V_p$ (km.s <sup>-1</sup> )	$V_s$ (km.s <sup>-1</sup> )	$\rho$ (g.cm <sup>-3</sup> )	$Q_p$	$Q_s$
40.0	6.0	3.5	2.75	20000	20000
30.0	5.6	3.2	2.75	20000	20000
$\infty$	8.1	4.6	3.20	20000	20000
South					
$d$ (km)	$V_p$ (km.s <sup>-1</sup> )	$V_s$ (km.s <sup>-1</sup> )	$\rho$ (g.cm <sup>-3</sup> )	$Q_p$	$Q_s$
40.0	6.0	3.5	2.75	20000	20000
30.0	6.5	3.8	2.75	20000	20000
$\infty$	8.1	4.6	3.20	20000	20000

TAB. 3.3 – Velocity and density parameters used for the crust north and south the suture in the numerical simulations.  $d$ : thickness in km,  $V_p$  and  $V_s$ : P and S-wave velocities in km.s<sup>-1</sup>,  $\rho$ : density in g.cm<sup>-3</sup>,  $Q_p$  and  $Q_s$ : quality factors for P and S waves.

The measurements of spectral amplitude presented below are independent of this distance. The diffraction effects (reflection, refraction, wave conversions, etc.) and the spectral amplitudes are independent of this distance which can therefore be chosen arbitrarily. The source function is a Ricker wavelet with a centre period of 30 s.

Fig. 3.6 shows the synthetic seismograms computed for the vertical component for the model with a smooth transition zone (model 1) and the model with a sharp transition zone (model 2). We simulated a Rayleigh wave incident with azimuths of 30° (Figs. 3.6a-b), 60° (Figs. 3.6c-d) and 120° (Figs. 3.6e-f) to compare with the records of Californian, Kuril Islands and Indonesian events respectively. For 30° and 60° azimuths, the Rayleigh wave is incident from the northeast, and for 120° azimuth it is incident from the southeast. The transition between the southern and the northern parts is approximately located in the middle of the array, as indicated by the black rectangles on the left of Fig. 3.6. With an azimuth of 30°, neither of the two models yields significant reflections by the suture. With an azimuth of 60° or 120°, both models of the suture induce reflections, indicated by black arrows, although the reflected waves have larger amplitudes with the 60° azimuth than with the 120° azimuth. Due to these reflected waves, amplitude variations of the Rayleigh wave are observed on the synthetic seismograms between the northern and the southern parts of the suture.

The variations in the spectral amplitude of the vertical component, measured at a 30 s period for the time intervals represented in Fig. 3.6, are plotted as a function of epicentral distance in Fig. 3.7. This is the frequency where significant variations in spectral amplitude were observed across the suture (Fig. 3.4). The spectral amplitudes are averaged in the frequency domain using a Gaussian filter with a half bandwidth between 0.030 and 0.036 Hz. For both models, the results for the 30° and 60° azimuths for a Rayleigh wave incident from the northeast are shown in Figs. 3.7a-d, whilst Figs. 3.7e-f correspond to an azimuth of 120° and a wave incident from the southeast. The grey shading shows the location and the width of the transition zones and the distances are measured as indicated on Fig. 3.5. Each amplitude curve is normalized by its

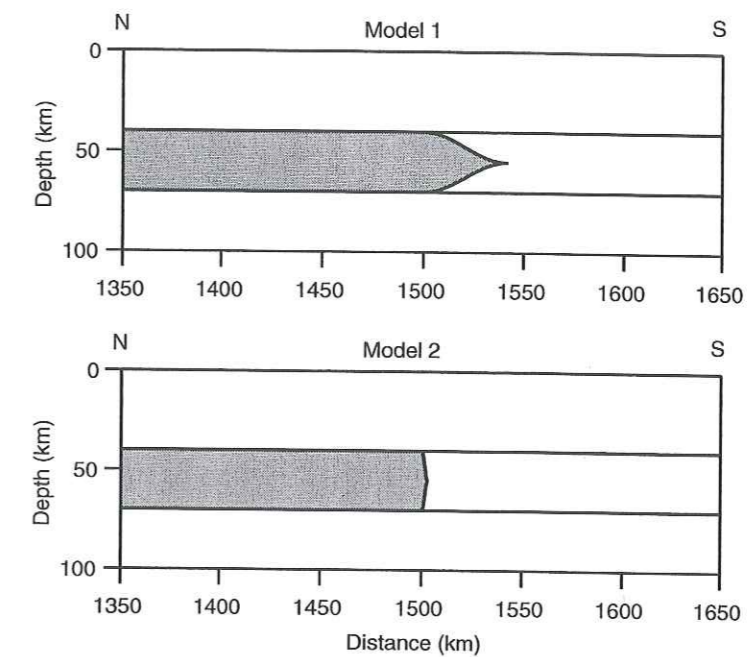


FIG. 3.5 – Models used in the numerical simulations. The grey shading shows the location of the low-velocity layer in the lower crust. Model 1 has a smooth transition (42 km wide) between the northern and southern flat-layered crusts while model 2 has a sharp transition (3 km wide).

maximum.

For 30° azimuth (Figs. 3.7a and 3.7b), amplitude variations are small (less than 5 per cent) and quite similar for both models. For 60° azimuth (Figs. 3.7c and 3.7d), amplitudes increase across the transition zone by 15 per cent for model 1 and 17.5 per cent for model 2. Strong amplitude variations due to the interferences between the incident and diffracted wavefields are also clearly visible. For 120° azimuth (Figs. 3.7e and 3.7f), both models give similar results. The amplitudes are larger south of the suture than north of it, like for 60° azimuth, with an increase of approximately 20 per cent. The interference patterns have weaker amplitudes than for the 60° azimuth.

The numerical simulations show that the S-wave velocity model resulting from the phase velocity analysis and including a low-velocity layer in the lower crust north of the suture can qualitatively explain the spectral amplitude variations observed on the record of three events with very different back-azimuths. With a 30° azimuth, the amplitude is quite constant across the array, as observed in data from the Californian event with a 30° back-azimuth (Fig. 3.4a). With a 60° or 120° azimuth, amplitudes are significantly higher south of the suture than north of it, as observed in data from the Kuril Islands and Indonesian events. The amplitude profiles of Figs. 3.4b, 3.4d and 3.4f do not coincide with Figs. 3.7b, 3.7d and 3.7f. However the tendencies in the amplitude variations are the same in the numerical simulations and the observations. The amplitude difference between the southern and the northern stations is larger in the data (ratio

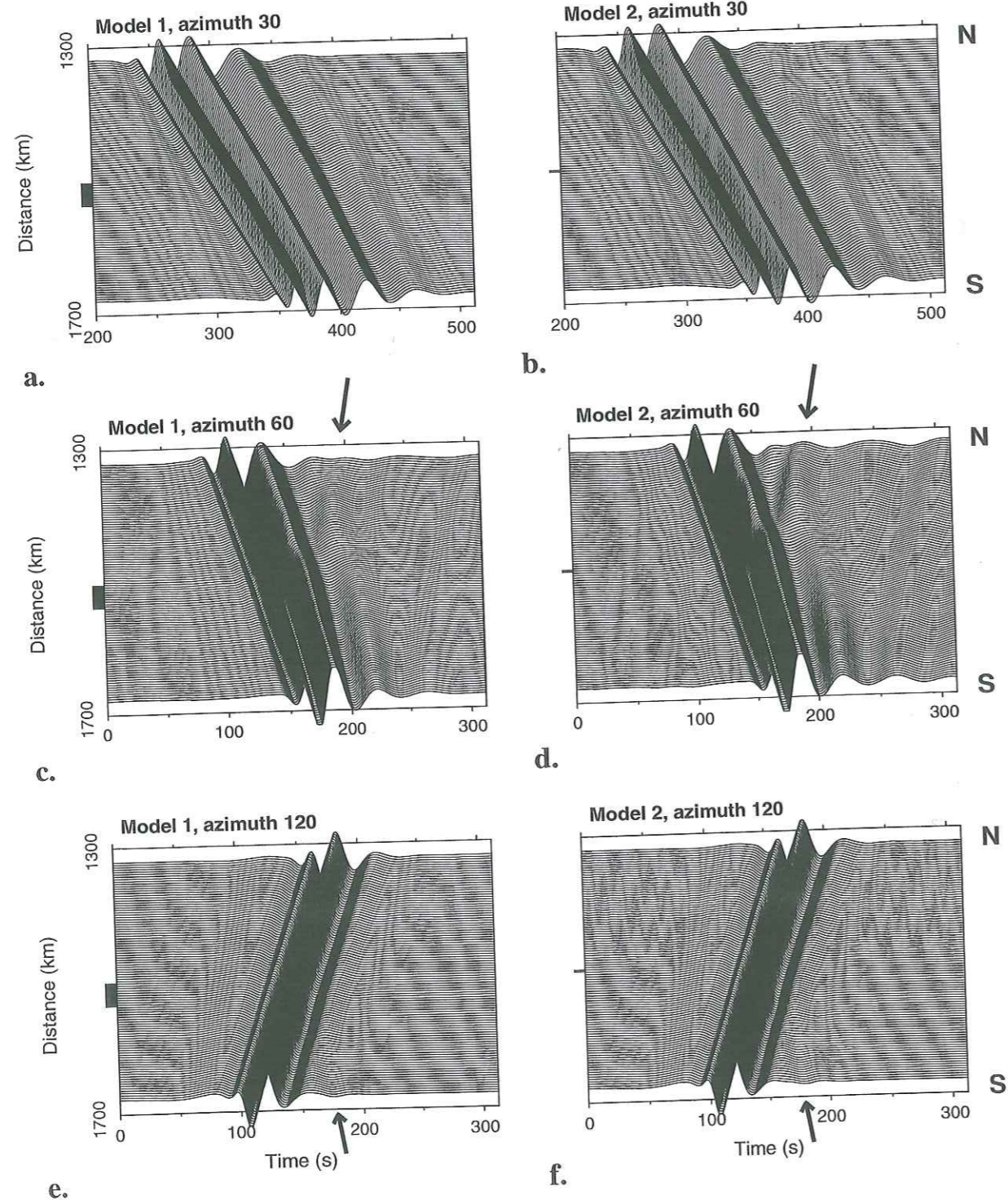


FIG. 3.6 – Synthetic seismograms (vertical component) for the fundamental mode of the Rayleigh wave incident from the north, with azimuths  $30^\circ$  and  $60^\circ$  for both models. The black rectangles correspond to the location of the transition between the northern and the southern parts of the model.

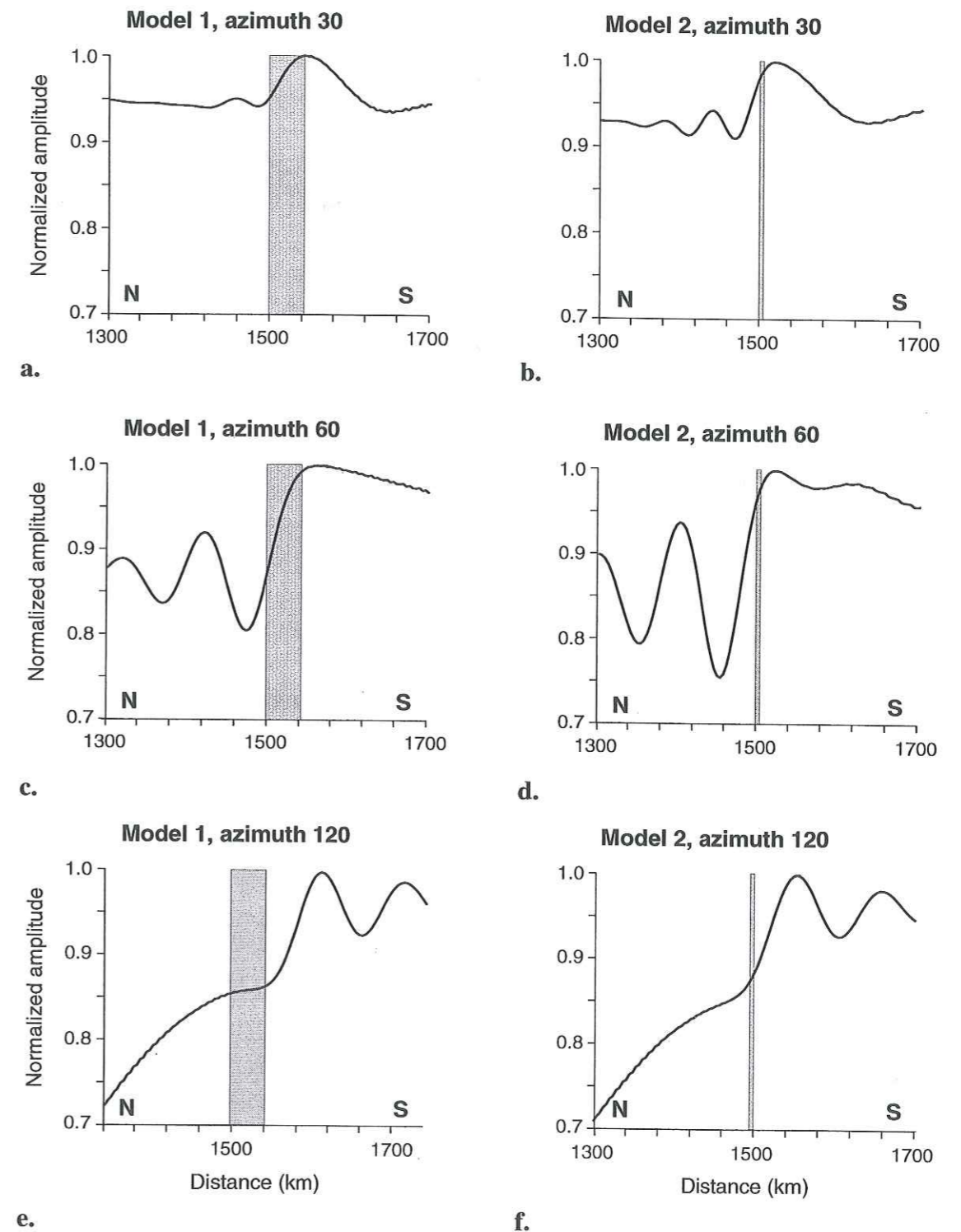


FIG. 3.7 – Amplitude variations of the vertical component at 30 s period across the array (101 stations). The grey shading shows the location of the transition between the northern and the southern parts of the Tsangpo suture. (a) Model 1:  $30^\circ$  azimuth; (b) model 2:  $30^\circ$  azimuth; (c) model 1:  $60^\circ$  azimuth; (d) model 2:  $60^\circ$  azimuth; (e) model 1:  $120^\circ$  azimuth; (f) model 2:  $120^\circ$  azimuth.

1.7) than in the simulations (ratio 1.2), but the variations are qualitatively the same. Finally, a comparison between a smooth transition model and a sharp transition model shows that the latter leads to higher amplitude variations, indicating that the transition beneath the suture may be as sharp as a few kilometres.

To verify that the uppermost crustal structure cannot induce significant amplitude variations at a 30 s period, we carried out another series of numerical simulations. First, we used a model with upper crustal velocities lower south than north of the suture between the surface and 6 km depth, and a homogeneous lower crust, to verify that the amplification observed south of the suture is not produced by the upper crust. The numerical simulations showed that no significant amplification at a 30 s period was induced, independent of the geometry of the transition zone. Second, we used the upper crustal model as suggested from the receiver function method (Fig. 3.3b; Yuan et al., 1997), with a low-velocity layer between 15 and 20 km depth and a homogeneous lower crust. We found that the structure of the upper crust does not induce amplification south of the suture at a 30 s period. Lateral changes in the upper crust alone, therefore, do not seem to induce strong amplitude variations at the periods when amplification is observed in the data. Indeed, such a thin layer could be hardly felt because the wavelengths we use are of the order of 100 km. On the other hand, our results do not exclude the presence of lateral heterogeneities in the upper crust, but such structures cannot be resolved by our analysis due to the long periods (20-60 s) of the surface wave analysis.

In summary, numerical tests show that lateral changes in the upper crust cannot explain the observed amplitude variations. The structure determined by the phase velocity analysis with a low-velocity layer in the lower crust north of the suture reproduces qualitatively the behaviour of the spectral amplitude variations observed for three events with very different back-azimuths. Furthermore, to fit the large spectral amplitude variations observed in the data, a sharp transition, of a few kilometres, between the northern and the southern parts of the lower crust beneath the suture is expected, as shown by the comparison between the models.

### 3.5 Discussion and Conclusion

Our surface wave analysis reveals the existence of a low-velocity layer in the lower crust north of the Tsangpo suture. The dispersion curves have large error bars, but the inversion clearly shows that all the possible models north of the Tsangpo suture have a low-velocity layer exclusively located in the lower crust. Kind et al. (1996) found such a layer in the middle crust, but they used only one surface wave record of the INDEPTH II experiment, whereas we use seven events incident with different back-azimuths, selected for their good signal-to-noise ratio.

Chen et al. (1993) presented velocity structures for different areas along and adjoining the 1991-1992 Sino-US PASSCAL experiment profile. Their results show highly varying velocity structures within southern Tibet. As compared to our array, they find (1) a low-velocity lower crust beneath a profile located towards the northeast, (2) no low-velocity layer to the southeast beneath a profile that crosses the Tsangpo suture, and (3) no low-velocity layer beneath a profile parallel to our array, but significantly longer, sampling well into the Qiangtang terrain.

Curtis & Woodhouse (1997) did not find crustal low-velocity layers in southern Tibet, but their source-station configuration did not allow for the investigation of small-scale structures.

A study of the amplitude of the Rayleigh wave fundamental mode for three different events confirms the velocity model that we have inferred from phase velocities. With a 30° back-azimuth (Californian event), we do not observe amplitude variations at a 30 s period across the array. On the other hand, significant lateral variations in amplitude are observed within the array with 60° and 120° back-azimuths (Kuril Islands and Indonesian events). The spectra of these records have larger amplitudes to the south than to the north of the suture, even though the incident waves come from opposite sides. As these observations cannot be directly inverted, we performed numerical simulations of 3-D diffraction by a 2-D model. Using the S-wave velocity model determined from the phase velocity inversion, we succeeded in simulating the main features of the observed amplitude variations measured at a 30 s period for 60° and 120° back-azimuths. Furthermore, a sharp transition between the low-velocity lower crust north of the Tsangpo suture and the 'normal' lower crust south of it better explains observed large amplitude variations, even though the level of amplification is not fully explained. Other possible models, for example, those with lateral variations in the upper crustal velocity structure, fail to account for the observed amplitude variations.

The higher amplitudes south of the Tsangpo suture as compared to north of it can in the case of waves incident from the north be explained by destructive interference to the north between the incident waves and waves reflected on the suture (see fig. 3.7b). The interference patterns are much stronger for waves incident with an angle of 60° than for those incident at 30°. However, for a wave incident from the south, the cause of the amplitude variation must be different because no strong destructive interference is produced in the numerical simulation.

To explain the large amplitudes observed south of the Tsangpo suture we therefore calculated the Eigen functions for the fundamental mode of Rayleigh wave at 30 s period for each side of the suture. They clearly show that the low-velocity layer in the lower crust north of the suture is not a trap for guided waves, so the lack of large amplitudes north of the Tsangpo suture is not explained by a guided Rayleigh wave propagating in the lower crust. Furthermore, tests on numerical simulations presented in the last section indicated that the large amplitudes south of the suture were not due to a low-velocity layer in the upper crust.

The amplitude variations for the vertical component were not due to an elliptical change of the Rayleigh wave particle motion, as no energy transfer was observed between the vertical and radial components during the propagation, and the ellipticity was the same across the array.

Although numerical simulations using the model proposed for southern Tibet explain the existence of large-amplitude variations observed in the data, no satisfactory explanation has been found as to why large amplitudes appear exclusively south of the Tsangpo suture.

We have presented two independent arguments which indicate that there is a low-velocity layer in the lower crust north of the Tsangpo suture, and a 'normal' crust south of it. The simplest explanation for this low S-wave velocity layer ( $3.2 \text{ km.s}^{-1}$  between 40 and 70 km depth) is the presence of partial melt, because S-waves are very sensitive to the presence of fluids, and their velocity decreases rapidly as the amount of fluid increases. Other seismological



studies of southern Tibet (e.g. Nelson et al., 1996; Hirn et al., 1997) have also found evidence of a partially molten layer north of the Tsangpo suture, although located in the middle crust. Partial melting can be interpreted as a consequence of the anomalous thickness of the Tibetan plateau crust, induced by the shortening between the Asian and Indian plates. South of the Tsangpo suture a thermal screen due to the underthrusting of the Indian crust can be evoked to explain why there is no corresponding low-velocity anomaly south of it (Guillot & Allemand, 1997).

#### Acknowledgments

All IBEM calculations were carried out at the Centre de Calcul de l'Observatoire de Grenoble. The first author was supported by the Centre National de la Recherche Scientifique and Laboratoire de Détection Géophysique contract N° 72B 087/00. We thank A. Levshin and an anonymous reviewer for constructive comments to the manuscript, and A. Paul, J. Guilbert and R. Bark for critical reading of a preliminary version.

### 3.6 Bibliographie

- Bourjot, L., and B. Romanowicz, 1992. Crust and upper mantle tomography in Tibet using surface waves, *Geophys. Res. Lett.*, **19**, 881-884.
- Brown, L. D., W. Zhao, K. D. Nelson, M. Hauck, D. Alsdorf, A. Ross, M. Cogan, M. Clark, X. Liu, and J. Che, 1996. Bright spots, structure, and magmatism in southern Tibet from INDEPTH seismic reflection profiling, *Science*, **274**, 1688-1690.
- Chen, G. Y., R. S. Zeng, F. T. Wu, and X. L. Su, 1993. The phase velocities of Rayleigh waves and the lateral variation of lithospheric structure in Tibetan plateau, *Acta Seismologica Sinica*, **6**, 289-297.
- Chen, L., J. R. Booker, A. G. Jones, N. Wu, M. J. Unsworth, W. Wei, and H. Tan, 1996. Electrically conductive crust in southern Tibet from INDEPTH magnetotelluric surveying, *Science*, **274**, 1694-1696.
- Curtis, A., and J. Woodhouse, 1997. Crust and upper mantle shear velocity structure beneath the Tibetan plateau and surrounding regions from interevent surface wave phase velocity inversion, *J. Geophys. Res.*, **102**, 11,789-11,813.
- Guilbert, J., G. Poupinet, and J. Mei, 1996. A study of azimuthal P residuals and shear-wave splitting across the Kunlun range (Northern Tibetan plateau), *Phys. Earth Planet. Inter.*, **95**, 167-174.
- Guillot, S., and P. Allemand, 1997. Episodic tectonics of the Himalayan Belt inferred from two-dimensional thermal modelling, *Tectonophysics*, submitted.
- Herrmann, R. B., 1987. *Computer programs in seismology*, Saint Louis University.
- Hirn, A., M. Jiang, M. Sapin, J. Diaz, A. Nercessian, Q. T. Lu, J.-C. Lépine, D. N. Shi, M. Sachpazi, M. R. Pandey, K. Ma, and J. Gallart, 1995. Seismic anisotropy as an indicator of mantle flow beneath the Himalayas and Tibet, *Nature*, **375**, 571-574.
- Hirn, A., M. Sapin, J.-C. Lépine, J. Diaz, and J. Mei, 1997. Increase in melt fraction along a south-north traverse below the Tibetan plateau: evidence from seismology, *Tectonophysics*, **273**, 17-30.
- Hwang, H. J., and B. J. Mitchell, 1986. Interstation surface wave analysis by frequency-domain Wiener deconvolution and modal isolation, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **76**, 847-864.
- Kind, R., J. Ni, W. Zhao, J. Wu, X. Yuan, L. Zhao, E. Sandvol, C. Reese, J. Nabelek, and T. Hearn, 1996. Evidence from earthquake data for a partially molten crustal layer in southern Tibet, *Science*, **274**, 1692-1694.
- Levshin, A., M. Ritzwoller, and L. Ratnikova, 1994. The nature and cause of polarization anomalies of surface waves crossing northern and central Eurasia, *Geophys. J. Int.*, **117**, 577-590.

- Makovsky, Y., S. L. Klemperer, L. Ratschbacher, L. D. Brown, M. Li, W. Zhao, and F. Meng, 1996. INDEPTH wide-angle reflection observation of P-wave-to-S-wave conversion from crustal bright spots in Tibet, *Science*, **274**, 1690-1691.
- McKenzie, D., and J. Sclater, 1971. The evolution of the Indian Ocean since the late Cretaceous, *Geophys. J. R. Astron.*, **24**, 437-528.
- McNamara, D. E., W. R. Walter, T. J. Owens, and C. J. Ammon, 1997. Upper mantle velocity structure beneath the Tibetan Plateau from *P<sub>n</sub>* travel time tomography, *J. Geophys. Res.*, **102**, 493-505.
- McNamara, D. E., T. J. Owens, and W. R. Walter, 1996. Propagation characteristics of *L<sub>g</sub>* across the Tibetan Plateau, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **86**, 457-469.
- Molnar, P., and P. Tapponnier, 1975. Cenozoic tectonics of Asia: effects of a continental collision, *Science*, **189**, 421-426.
- Nakanishi, I., 1979. Phase velocity and Q of mantle Rayleigh waves, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **58**, 35-59.
- Nelson, K. D. *et al.*, 1996. Partially molten middle crust beneath southern Tibet: synthesis of project INDEPTH results, *Science*, **274**, 1684-1688.
- Ni, J., and M. Barazangi, 1983. High-frequency seismic wave propagation beneath the Indian Shield, Himalayan Arc, Tibetan Plateau and surrounding regions: high uppermost mantle velocities and efficient *S<sub>n</sub>* propagation beneath Tibet, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **72**, 665-689.
- Pedersen, H. A., V. Maupin, and M. Campillo, 1996. Wave diffraction in multilayered media with the indirect boundary element method: application to 3-D diffraction of long-period surface waves by 2-D lithospheric structures, *Geophys. J. Int.*, **125**, 545-558.
- Reese, C.C., and J. Ni, 1996. Attenuation of coda waves in southern Tibet, *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 3015-3018.
- Romanowicz, B., 1982. Constraints on the structure of the Tibet plateau from pure path phase velocities of Love and Rayleigh waves, *J. Geophys. Res.*, **87**, 6865-6883.
- Sandvol, E., J. Ni, R. Kind, and W. Zhao, 1997. Seismic anisotropy beneath the southern Himalayas-Tibet collision zone, *J. Geophys. Res.*, **102**, 813-823.
- Shapiro, N. M., M. Campillo, A. Paul, S. K. Singh, D. Jongmans, and F. J. Sanchez-Sesma, 1997. Surface-wave propagation across the Mexican Volcanic Belt and the origin of the long-period seismic-wave amplification in the valley of Mexico, *Geophys. J. Int.*, **128**, 151-166.
- Taylor, S. R., and M. N. Toksöz, 1982. Measurement of interstation phase and group velocities and Q using Wiener filtering, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **72**, 73-91.

- Wiener, N., 1949. *Time series*, M.I.T. Press, Cambridge, MA.
- Wittlinger, G, F. Masson, G. Poupinet, P. Tapponnier, J. Mei, G. Herquel, J. Guilbert, U. Achauer, X. Guanqi, S. Danian, and Lithoscope Kunlun Team, 1996. Seismic tomography of northern Tibet and Kunlun: Evidence for crustal blocks and mantle velocity contrasts, *Earth Planet. Sc. Lett.*, **139**, 263-279.
- Wu, F., A. Levshin, and V. Kozhevnikov, 1997. Rayleigh wave group velocity tomography of Siberia, China and the vicinity, *Pure Appl. Geophys.*, **149**, 447-473.
- Yuan, X., J. Ni, R. Kind, J. Mechie, and E. Sandvol, 1997. Lithospheric and upper mantle structure of southern Tibet from a seismological passive source experiment, *J. Geophys. Res.*, **102**, 27,491-27,500.
- Zhao, W., J. Mechie, J. Guo, F. Wenzel, R. Meissner, L. Ratschbacher, H. Steentoft, S. Husen, H.-J. Brauner, D. Jiang, W. Frisch, and S.-F. Hauff, 1997. Seismic mapping of crustal structures beneath the Indus-Yarlung Suture, Tibet, *Terra Nova*, **9**, 42-46.

## Chapitre 4

### Off-great circle propagation of intermediate period surface waves as observed on a dense array in the French Alps

Ce chapitre est consacré à l'étude de la propagation des ondes de surface. A partir de l'analyse d'un réseau dense installé dans les Alpes occidentales, nous mesurerons les déviations au grand-cercle de l'onde de surface incidente. Nous verrons comment ces déviations peuvent être interprétées en terme de propagation globale et d'effet de la structure locale. Enfin, nous montrerons qu'elles doivent être prises en compte pour les mesures de vitesse de phase locale.

## Off-great circle propagation of intermediate period surface waves as observed on a dense array in the French Alps

N. Cotte (1,2), H. A. Pedersen (1), M. Campillo (1),  
V. Farra (3) and Y. Cansi (2)

*Article à paraître dans Geophysical Journal International*

(1) Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique, Observatoire de Grenoble, Université Joseph Fourier, Grenoble, France.

(2) Laboratoire de Détection et Géophysique, Bruyères-le-Châtel, France.

(3) Institut de Physique du Globe, Paris, France.

### Résumé

Dans le cadre du programme GéoFrance3D-Alpes, un mini-réseau composé de 6 stations large-bande a été installé d'août à décembre 1996 dans la zone Briançonnaise, autour de la station permanente OGAG du réseau Rosalp. Nous proposons une analyse de réseau pour étudier la propagation locale des ondes de surface, avec la méthode décrite dans le chapitre 1. Ainsi, pour les 37 événements sélectionnés pour cette étude, nous avons mesuré pour trois bandes de fréquence différentes (5-20 s, 20-40 s et 40-100 s) la direction d'arrivée des ondes incidentes sur le réseau. Nous montrons qu'à 30 s de période, nous obtenons dans les Alpes occidentales des déviations au grand-cercle jusqu'à 30° pour les ondes de Rayleigh et de Love.

Pour une meilleure étude de la structure locale, nous avons cherché à déterminer l'effet de la propagation à l'échelle globale et à l'échelle régionale. Dans le premier cas, nous avons utilisé des méthodes de tracé de rayons dans des modèles globaux de Terre pour estimer la déviation au grand-cercle de l'onde. Quant au second cas, des simulations numériques dans un modèle 2D de la région étudiée nous ont permis d'évaluer l'impact de la structure crustale locale, et de l'approximer par la loi de Snell-Descartes en considérant un simple approfondissement du Moho sous les Alpes. Finalement, nous montrons que les écarts au grand-cercle mesurés par le réseau sont dus globalement à parts égales à ces deux échelles de propagation.

La détermination des déviations au grand-cercle des ondes de surface est importante pour les mesures de vitesse de phase. En effet, si l'onde ne se propage pas suivant le grand-cercle, la distance parcourue par le front d'onde entre deux stations sera mal estimée et par conséquent de grandes erreurs sur la mesure de la vitesse de phase peuvent être faites. Nous montrons un exemple de mesure de vitesse de phase dans le réseau et comparons les mesures corrigées des écarts au grand-cercle avec celles non corrigées.

*Array analysis is performed on surface waves recorded in the French Alps using a small aperture (25 km) temporary array of six broad-band stations. The analysis shows that both Rayleigh and Love waves deviate relative to the great-circle path. The deviations are particularly strong, up to 30° between 20 and 40 s period. To interpret these observations, we first study the effect of large scale structures using ray-tracing in a smooth, laterally heterogeneous model of the Earth. Secondly we evaluate the local effect by considering a model for the French Alps including strong lateral heterogeneities around the array that were not taken into account in the ray-tracing. By combining these two possible causes, we propose an explanation for the general trend in the observed deviations. Finally, we show that by taking into account azimuth deviations phase velocities measured at a regional scale can be significantly improved.*

### 4.1 Introduction

The lateral heterogeneities in the lithosphere induce refraction and reflection of intermediate period surface waves due to changes in their phase velocities (e.g. Oliver, 1962) and their eigenfunctions. Such effects are particularly strong at continental margins across which the crustal thickness varies considerably. McGarr (1969) studied amplitude variations of 20 s Rayleigh waves and explained the amplitude variations as being caused by the focusing and defocusing due to lateral heterogeneities. Later, Sobel & von Seggern (1978) observed the same type of anomalies at LASA for surface waves at the 20 s period. They compared their observations to models calculated by ray-tracing so as to explain off-great circle propagation and phenomena of focusing and multipathing. Capon (1970) has also shown strong evidence of these lateral variations in the 20-40 s period range for Rayleigh waves, pointing out multipathing as observed at LASA.

Several studies have been dedicated to the measurement of off-great circle propagation using polarisation analysis. Among the most recent studies, Lerner-Lam & Park (1989) studied the frequency-dependent polarisation of 10-100 s surface waves in the Western Pacific. They confirmed the presence of significant refraction and multipathing. On data recorded in Iberia, Paulssen et al. (1990) performed a time and frequency dependent polarisation analysis and suggested that the anomalous surface wave observations could be due to interference of surface wave signals. More recently, Levshin et al. (1994) studied polarisation anomalies observed in the former Soviet Union for surface waves crossing northern and central Eurasia, and showed how a regional structure presenting lateral heterogeneities in the crust and upper mantle can cause large deviations from great-circle propagation. Using beam-forming analysis on data from a temporary array

in the Netherlands, Germany and Belgium, Alsina & Snieder (1996) measured deviations from great-circle propagation of up to  $30^\circ$  at 40 s period and showed that waves having propagated across the Tornquist-Teisseyre Zone show particularly large deviations.

With intermediate period surface waves recorded on the Kyrgyzstan broadband array, Pavlis & Mahdi (1996) found different characteristics in the propagation of surface waves for three different seismic events (two earthquakes and a nuclear explosion) located at different azimuths and epicentral distances. One path showed that the propagation could be explained in a laterally homogeneous medium and the two others showed evidence of complicated multipathing and scattering effects.

Due to poor long-period and broad-band station coverage, there are few results available on surface wave propagation in the Alps. Knopoff et al. (1966) showed deviations from the great-circle path in the Alps for intermediate period Rayleigh waves. By performing a three-station analysis, they showed that deviations can reach up to  $12.5^\circ$  at 15 s period for a wave incident from the North Atlantic Ocean. The stations they used were far from each other, separated by at least 200 km, and most of the stations were located out of the central Alps.

We collected data over the period from August to December 1996, using six broad-band stations installed in the French Alps near the town of Briançon as a part of the GéoFrance3D program (e.g. Paul et al., 1998). The six stations formed a circle with a diameter of 25 km, much smaller than the wavelengths of intermediate period surface waves. The surface waves recorded by such a mini-array are therefore sufficiently coherent to be analysed using methods assuming high coherency. The small aperture means that the wave fronts can be considered planar and the choice of using teleseismic events ensures that the fundamental modes are well separated from higher modes.

We aimed to measure the polarisation on data recorded by these stations, either by the method described in Keilis-Borok ed. (1989) or the one of Roberts & Christoffersson (1990), but our results show large uncertainties with the data. We therefore chose to measure the slowness vector within the array, to make it possible to deduce the angle of arrival of the incident waves. Large deviations were identified which we interpret by a combination of global and local effects. To study the global effect, we carried out ray-tracing in the global phase velocity models. Local effects were studied by numerical simulations and a simplified ray approach, taking into account changes in Moho depth. Through the combination of the effect of global and local heterogeneities the observed deviations can be fairly well explained. Finally, we show that by taking into account azimuth deviations phase velocities measured at a regional scale can be significantly improved.

## 4.2 The GéoFrance3D Program and the Broad-Band Stations in the French Alps

The first phase of the GéoFrance3D program (e.g. Fréchet et al., 1998; Paul et al., 1998) took place in 1996. The main objective of that phase was to study the mechanism of the collision

which constitutes the Western Alps. A multi-disciplinary approach was carried out using passive seismology as well as geodesy and geology.

### 4.2.1 Description of the Broad-Band Seismic Experiment

The six broad-band stations formed a mini-array as shown in Fig. 4.1 (the station locations are given in Table 4.1). They were installed from August to December 1996. The stations were equipped with Güralp CMG3 100 s sensors and were located on a circle with a diameter of approximately 25 km. In addition the array included the permanent station OGAG of the Observatory of Grenoble (Coutant et al., 1999). All stations recorded continuously with a sampling rate of 125 Hz.

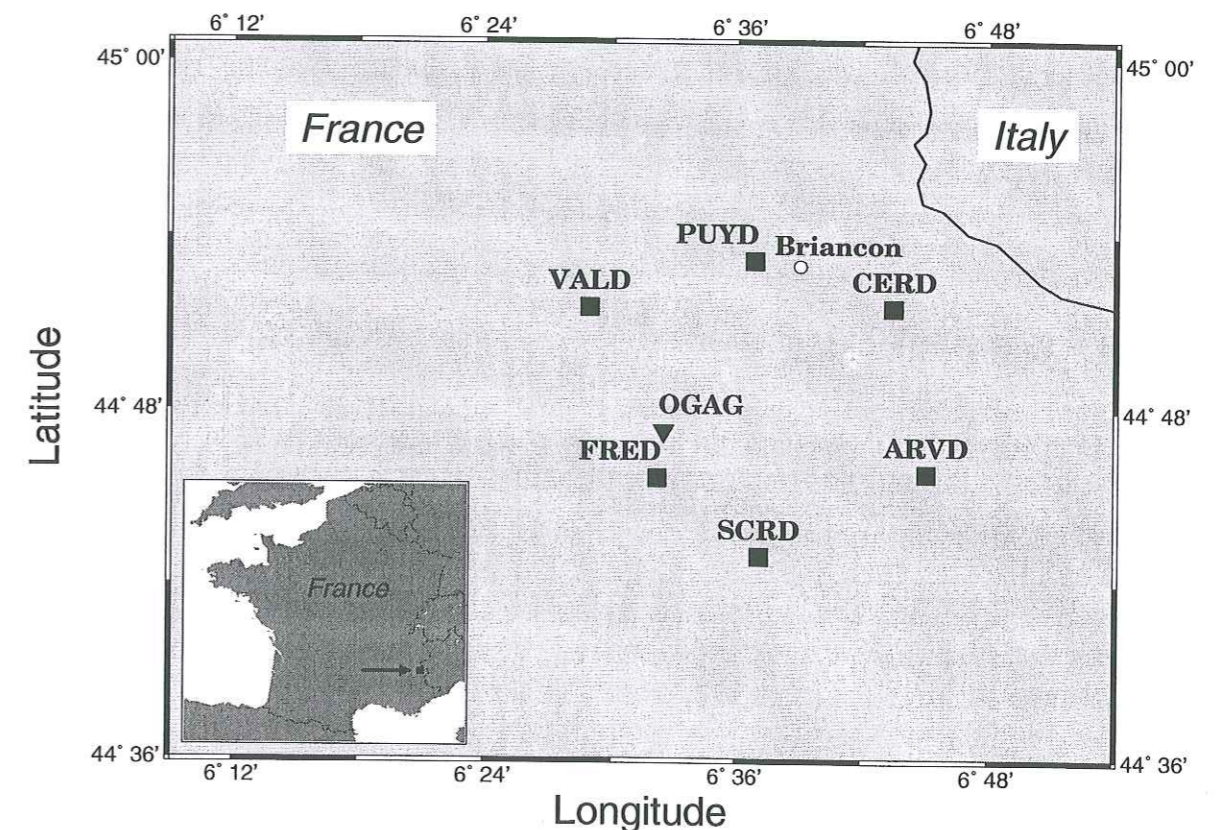


FIG. 4.1 – Map of the location of the six broad-band stations installed in the French Alps for the GéoFrance3D program, from August to December 1996. The temporary mini-array (black squares) describes a circle with a diameter of approximately 25 km (the distance between stations ARVD and VALD is 23.8 km). The black triangle shows the permanent station OGAG of the Observatory of Grenoble.

The configuration of the array was chosen to be able to determine the direction of the incident surface waves using methods for which the coherency between waves recorded at different stations

station	longitude E (°)	latitude N (°)	elevation (m)
ARVD	6.751	44.764	1680
CERD	6.725	44.859	1740
FRED	6.536	44.761	1420
PUYD	6.614	44.886	1440
SCRD	6.618	44.716	1370
VALD	6.481	44.859	1630
OGAG	6.541	44.788	1250

TAB. 4.1 – Locations of the temporary broad-band stations installed for the GéoFrance3D experiment represented in Fig. 4.1. The station OGAG is a permanent station of the Observatory of Grenoble.

needs to be high. Such a type of analysis therefore requires the array to be of small aperture, which also has the advantage that no station is needed in the center of the array as there is no spatial aliasing at the periods of interest.

#### 4.2.2 Data Selection

36 teleseismic events were recorded with a high signal-to-noise ratio by at least three of the six stations of the array. The event locations are plotted in Fig. 4.2 using a polar representation, along which the phase velocity model calculated by Ekström et al. (1997) (referred as ETL) for the 35 s Rayleigh wave. The distance from the center directly gives the epicentral distance, between 0 and 180°. The azimuth coverage was sufficient to perform an analysis of surface wave deviation from the great-circle path as a function of both epicentral distance and theoretical back-azimuth.

We deconvolved the data by instrument response so as to be able to use data from the permanent station (OGAG), which is equipped with a different sensor (Streckeisen STS-2). Data were filtered between 5 and 100 seconds, and decimated to get a sampling rate of 1.024 s.

In Fig. 4.3a, we have shown the vertical component of seismograms for an event in Japan on the 19th of October, 1996, at 14:44:40.7 UT, which was recorded by five of the six temporary broad-band stations and by OGAG. The main phase is the Rayleigh wave. In Fig. 4.3b, we show seismograms for an event in Peru on the 12th of November, 1996, at 16:59:44.0 UT, recorded on the transverse component by four of the six temporary broad-band stations. The main phase is the Love wave. For each event the seismograms are very similar for different stations, both in amplitude and phase. The similarity confirms the validity of analysing the data using methods which are based on the assumption of a coherent field.

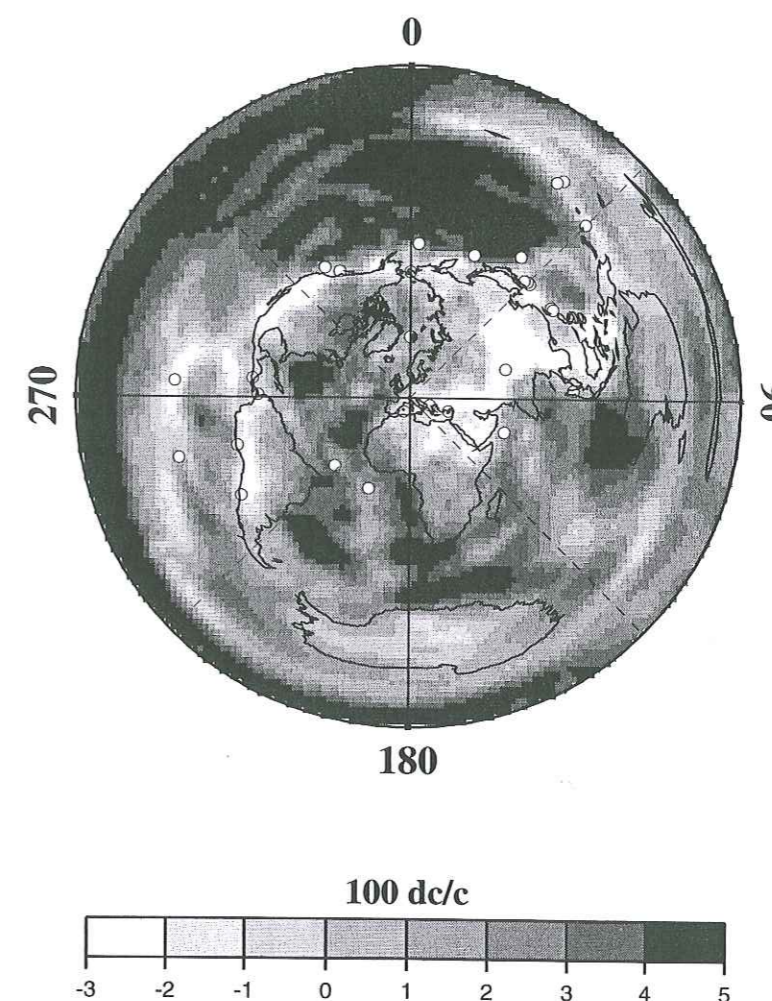


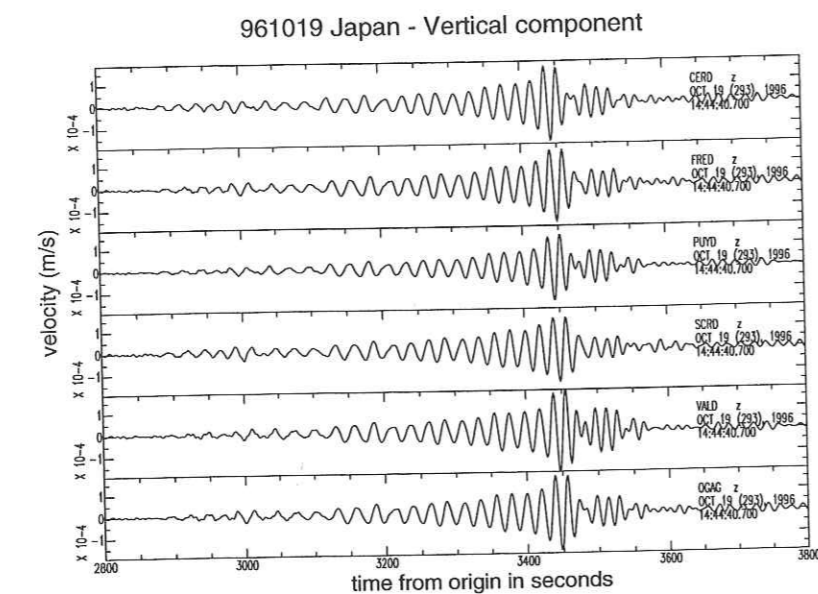
FIG. 4.2 – Location of the 36 events (white circles) used for the array analysis in a polar representation. The grey scale in the background shows the phase velocity model (Ekström et al., 1997) for the 35 s period Rayleigh wave. The representation is centered on the centre of the array GEOF (see Fig. 4.1).

### 4.3 Array Analysis : Processing and Results

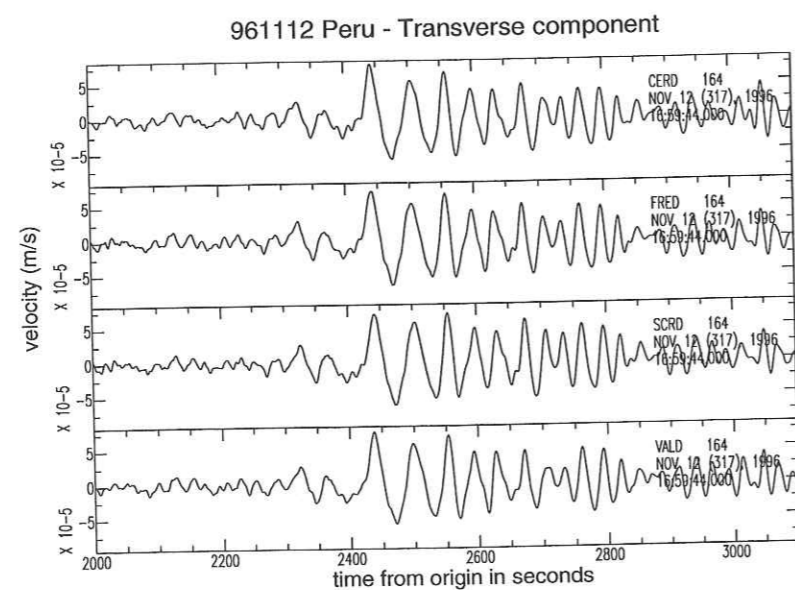
In this section, we present the polarisation and array analysis used to measure the deviations from great-circle path in the French Alps for both Rayleigh and Love waves.

#### 4.3.1 Polarisation

When there is only one dominant surface wave mode it is possible to measure the propagation directions of the waves by polarisation analysis. This has the advantage that only one three component station is needed. We used two different methods. Firstly, we used the method of Keilis-Borok et al. (1989) to analyse particle motion. This method uses the eigenvectors of the



a.



b.

FIG. 4.3 – (a.) Seismograms (vertical component) of an event in Japan (19th of October, 1996, at 14:44:40.7 UT) recorded by five of the six temporary stations, and by the permanent station "OGAG" of the Observatory of Grenoble. The dominant phase is the Rayleigh wave. (b.) Seismograms (transverse component) of an event in Peru (12th of November, 1996, at 16:59:44.0 UT) recorded by four of the six temporary stations. The dominant phase is the Love wave. For both (a.) and (b.) the amplitude scale is the same for all the traces. Signals presented here are filtered between 5 and 100 s and are deconvolved by instrument response.

covariance matrix to estimate arrival angles of Rayleigh and Love waves in different time and frequency windows. The quality of the measurement in each time-frequency window is estimated by the energy and a quality factor. Results obtained in some continental areas offered very stable measurements (e.g. Levshin et al., 1994), but in our case, the polarisation measurements change rapidly as a function of time and frequency, so it was very difficult, often impossible, to deduce any particular arrival angle. The main input parameter, which is the frequency filter width, was varied within a broad range but no satisfactory results were obtained in terms of the stability of the polarisation. The second method we used was the one proposed by Roberts & Christofferson (1990), in which polarisation measurements are achieved either by a maximum likelihood analysis or by a transfer function analysis applied onto the covariance matrix. The analysis was performed on a moving time window, and data were filtered in different frequency bands prior to analysis. The window length and the a priori frequency filtering play an important role in the analysis, but the best results (typically with a window length twice the maximum period of the frequency filter) still showed uncertainties of at least 15 – 20° using the 90% confidence interval, and in several cases no stable direction could be measured.

To further understand why polarisation measurements were not successful when applied on data, we performed the same analysis on synthetic seismograms for Rayleigh waves propagating in the French Alps. The model and the method for calculating the synthetic seismograms are more explicitly stated in the subsection "Local effect", note here only that all types of wave coupling are taken into account. Even on the synthetic seismograms, the polarisation analysis was unstable. In the case of the synthetic seismograms, where a single mode Rayleigh wave is incident on the model, coupling of Rayleigh wave with other wave types, including reflected Rayleigh wave, distorts the waveforms slightly, and apparently enough to make the polarisation measurement unstable. For data from the array, a further complication is that the Love wave coda and the Rayleigh wave overlap in time, and do not necessarily have perfectly perpendicular displacements in the horizontal plane. We concluded therefore that polarisation methods are not well adapted to our data for the desired precision of no more than 2°. However, due to the small aperture of the array, waveforms were very coherent from one station to the other, making it possible to analyse data by array analysis based on such high coherence.

#### 4.3.2 Array Analysis and Processing

The method we used is adapted from the one described by Barker et al. (1996) and originally proposed by Poupinet et al. (1984) for short period non-dispersive signals. The idea was to measure the time delay between pairs of stations using a moving time window. As we were analysing dispersive signals we adapted the method for calculating the average time delay for different frequency bands, rather than using the slope of the phase of the cross-spectrum. Signals were filtered in narrow frequency bands and the phase of the cross-spectrum averaged within each frequency band, neglecting the dispersion. We thus get an average time delay corresponding to a narrow frequency band, using a weighting function determined by both the spectral amplitude and coherency as proposed by Poupinet et al. (1984). We bandpass filtered the data in 3 different

frequency ranges: between 0.010 and 0.025 Hz, 0.025 and 0.050 Hz, and 0.050 and 0.2 Hz as more narrow frequency filters would have caused the signal to become almost stationary. The maximum spectral amplitude is located in the frequency band 0.025 and 0.050 Hz. As suggested by Barker et al. (1996), we therefore chose time windows twice the length of the longest period for each frequency filter, except for the first one for which the time window was 150 s long. Neighbouring time windows overlap by 75%.

The time delay  $\Delta t_i$  measured for a pair of stations  $i$  depends linearly on the slowness vector  $\vec{p}(p_n, p_e)$  across the array, defined by the predicted time delay  $\partial t_i$ :  $\partial t_i = -p_n \Delta x_n^i - p_e \Delta x_e^i$ , where  $\Delta x_n^i$  and  $\Delta x_e^i$  are the interstation distances along the north and east directions between the two stations. The slowness vector is estimated using a damped least square inversion. The measured back-azimuth  $BAz$  of the incident wave in degrees from the North is given for each time window by:  $BAz = \tan^{-1}(p_e/p_n)$  (adding  $180^\circ$  if  $p_e < 0$ ), and the phase velocity is:  $c = (\sqrt{p_n^2 + p_e^2})^{-1}$ .

The propagation directions of Rayleigh waves are measured on the vertical component and those of the Love waves are measured on the transverse component. Deviations from great-circle propagation of Rayleigh waves may have contaminated the transverse component, but this did not induce significant errors in our measurements as the Love and Rayleigh waves were well separated in time for the epicentral distances considered. Deviations of Love waves from great-circle propagation showed that Love waves were present on both the radial and the transverse component. However, this rotation influenced only the amplitude and not the phase of these waves, so our method of analysis remains valid.

### 4.3.3 Results for Rayleigh and Love Waves

In Fig. 4.4 we show the results of the analysis for the signal bandpassed between 20 and 40 s, for the data presented in Fig. 4.3a. The analysis of the Rayleigh waves is presented in Fig. 4.4a, and that of the Love waves in Fig. 4.4b. Above each figure is presented the seismogram for the station PUYD (see Fig. 4.1). For each time window the phase velocity (top), the back-azimuth (center) and the root mean square error expressed as a fraction of the sampling rate (bottom) are shown as points. The points are located in the center of the equivalent time windows, and because of the 75% overlap of the time windows every four are independent. The phase velocities that we obtain for individual events are somewhat unstable and parameter dependent, even though they are reasonable for the period range corresponding to the a priori frequency filtering. However, the observed back-azimuth is very stable within the time windows of high amplitude. As we shall see later (section 'Consequences of azimuth deviations on phase velocity measurements'), including several events makes it possible to measure phase velocities within the array.

For the example presented in Fig. 4.4, the theoretical back-azimuth which is shown as a continuous line is  $44.3^\circ$ . For both Rayleigh and Love waves this analysis shows that the wave is incident with a smaller back-azimuth than the one expected. We estimate the back-azimuth as the average back-azimuth in the time interval of peak amplitude. The difference between the

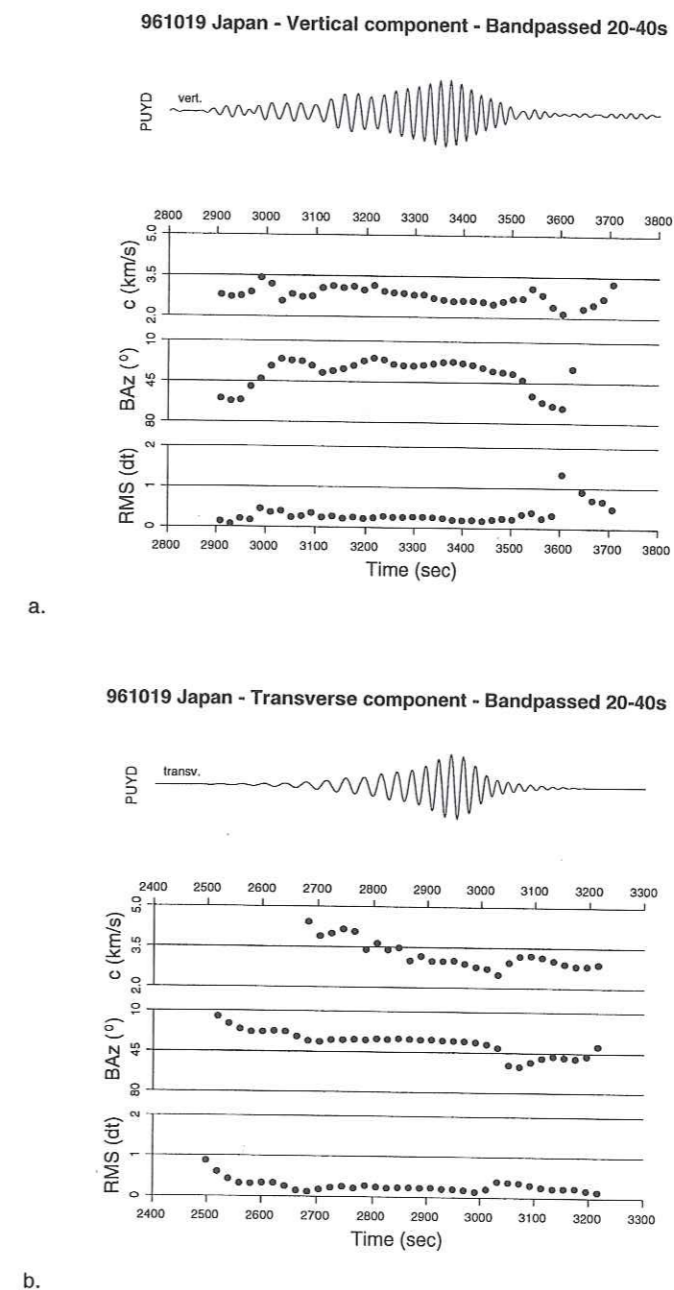


FIG. 4.4 – Results of the array processing between 20 and 40 s period for the vertical (a) and the transverse components (b). Records used are for an event in Japan. The equivalent seismogram recorded by the station PUYD (see Fig. 4.1) are shown at the top of each figure. The first sub-figure shows the phase velocity in km/s as a function of the time. The second sub-figure shows the observed back-azimuth. The theoretical back-azimuth is shown by the solid line at  $44.3^\circ$ . The third sub-figure shows the root mean squared error as a fraction of the data sampling interval which is 1.024s. The solid circles are plotted at the center of each time window.



observed and theoretical ones is consequently  $-14^\circ$  for the Rayleigh wave and  $-10^\circ$  for the Love wave. The incident wave propagating through the array therefore shows a direction of propagation oriented more north-south than the direction given by the theoretical back-azimuth of the source as seen at the station. Indeed, the ray is deviated to propagate in the medium presenting the highest phase velocities. That means that for the example previously discussed, the surface waves coming from Japan propagate north of the great-circle between the station and the source, avoiding the Tibetan plateau which is a low velocity structure for the period under consideration.

For all the 36 events, we performed the analysis for Rayleigh and Love waves in the three frequency bands under the condition that the signal-to-noise ratio was greater than four. All results for the three different frequency bands are shown in Fig. 4.5, from long (top) to short (bottom) periods using a polar representation. Results for Rayleigh waves are given in the left column and those for Love waves in the right one. The distance from the center is the epicentral distance, between  $0$  and  $180^\circ$ . Open circles correspond to an observed back-azimuth smaller than the theoretical one (i.e. an anticlockwise deviation), and plus signs indicate larger back-azimuths (i.e. a clockwise deviation). The size of the signs increases with increasing deviation from the theoretical back-azimuth.

Our results show the existence of large angular differences between the observed and the theoretical back-azimuths. In some cases, deviations are up to  $30^\circ$ . Note some differences between the three frequency bands, and also between Rayleigh and Love waves. In each case some strong geographical correlations exist, for example all measurements corresponding to the events from south east Asia show negative deviations for a back-azimuth between  $40^\circ$  and  $50^\circ$  and an epicentral distance approximately of  $80 - 90^\circ$ . However the deviations are also a function of epicentral distance. For example for periods longer than  $40$  s for the Love wave (top right in Fig. 4.5) and a same back-azimuth of  $45^\circ$  but for different distances ( $85^\circ$  and  $135^\circ$ ) the measured deviations are of an opposite sign.

#### 4.4 Interpretations of the Observed Azimuth Deviations

The interpretation of the observed deviations should ideally take into account the full wave propagation between the source and receiver. As the heterogeneities are of varying size as compared to the wavelength, an approximate method cannot be justified. However as the global models are very smooth, ray-tracing provides a reliable estimation of the effect of the large scale structures for the off-great circle path deviations. Despite the strong heterogeneity of the Alps, the detailed base of knowledge about their structure allows us to evaluate the effect of the local heterogeneities using full wavefield modelling and simple considerations based on the Snell's law. Finally, combining the two effects gives a good correspondance to the experimental data.

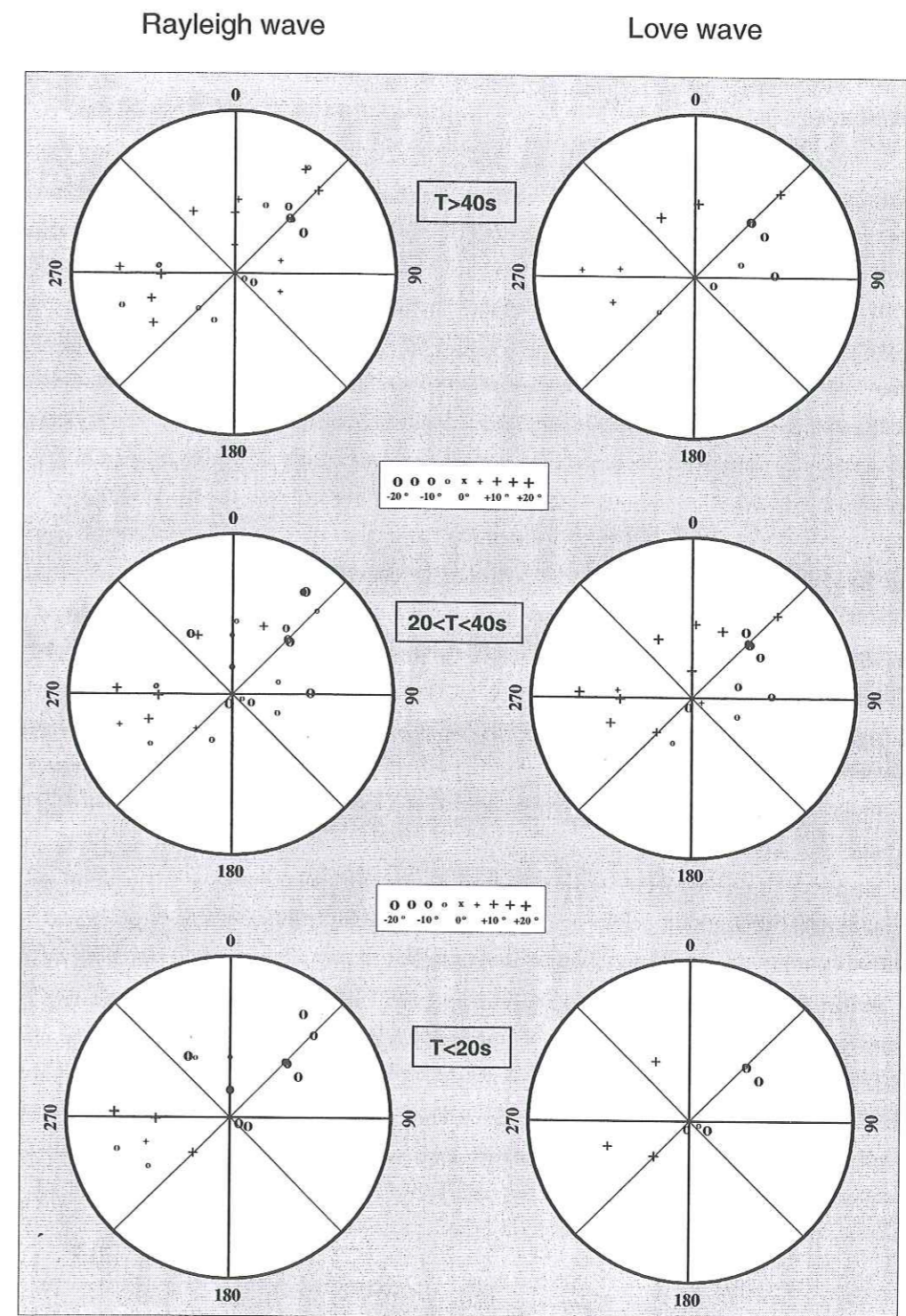


FIG. 4.5 – Observed deviations obtained for the three different bandpass filters from long periods (top) to short ones (bottom), with results for Rayleigh waves in the left column and those for Love waves in the right one. Open circles are for measured angles smaller than the expected ones and plus sign for larger ones.

#### 4.4.1 The Global Effect : Ray-Tracing in Earth Models

For periods shorter than 100 s, there are several isotropic models for Love and Rayleigh waves available, the most recent are those from Ekström et al. (1997) (see Fig. 4.2), Laske et al. (1996) and Trampert et al. (1995). Others models, like CRUST 5.1 (Mooney et al., 1998) or 3SMAC (Nataf & Ricard, 1996), are determined by a priori constraints on the Earth structure.

Firstly we studied the multipathing effect using a ray-tracer based on a shooting approach combined with a 2D finite element ray-tracer (Farra, 1990) in cartesian coordinates. The code is able to find all the different rays between the given source and receiver, as a result waves propagating along different paths can be evaluated. The amplitude of each of these waves were calculated. We show in Fig. 4.6a the rays calculated by this method within the 3SMAC model for 35 s Rayleigh wave. Three solutions were found between the source (S) located in Taiwan (21.9°N; 121.5°E) and the receiver (R) located in the French Alps (44.8°N; 6.6°E). The model used is a Mercator transformation (Jobert & Jobert, 1983) of the spherical velocity model where the great-circle is rotated onto the equator to minimise distortion around the path caused by the transformation. Off-great circle deviations measured on data for this station-source couple is -25° (with large uncertainty) for periods between 20 and 40 s. In this example of ray-tracing, off-great circle deviations calculated at the station at the 35 s period are -11.9°, -9.7° and +1.8°. The three rays arrive simultaneously at the station (the difference in the arrival times is smaller than 10 s and the total propagation time is 2640 s) and their amplitudes are similar. It is, however, possible to verify that the main part of the wavetrain is not composed of multiple arrivals. For this purpose we applied Singular Value Decomposition and Spectral Matrix Filtering to the data. Both of these methods showed that in our data only one wave was identified, so possible multipathing must be very small. This is not particularly surprising as ray theory can be successfully applied when the heterogeneities are much bigger than the wavelength (or represented by sharp boundaries), and this condition is not respected in the 3SMAC model (Fig. 4.6a). Phenomena such as wavefront healing are not taken into account in the ray-tracing.

Secondly, we also used the ray-tracer presented by Laske et al. (1996), working with spherical coordinates. It is based on the work of Woodhouse & Wong (1986) who described the formulation for solving the ray equation on a sphere. The authors proposed a linearized theoretical framework for interpreting off-great circle arrival angles and amplitudes anomalies. For a given frequency, the linear perturbation theory gives the relation between the tangent of the off-great circle azimuth  $\nu(\Delta)$  and the path integrals along the great-circle :

$$\nu(\Delta) = -\frac{1}{\sin \Delta} \int_0^\Delta \sin \phi \frac{\partial}{\partial \theta} \frac{\delta c(\frac{\pi}{2}, \phi)}{c_0} d\phi$$

where  $\Delta$  is the epicentral distance,  $\theta$  the colatitude,  $\phi$  the longitude and  $c(\theta, \phi)$  the phase velocity. A shooting method is used to find the solution around the initial take-off angle whose tangent is  $\nu(\Delta)$ . The linear perturbation theory ignores multipathing, but however all the solutions due to multipathing can be determined by the ray-tracer by shooting in all the possible directions.

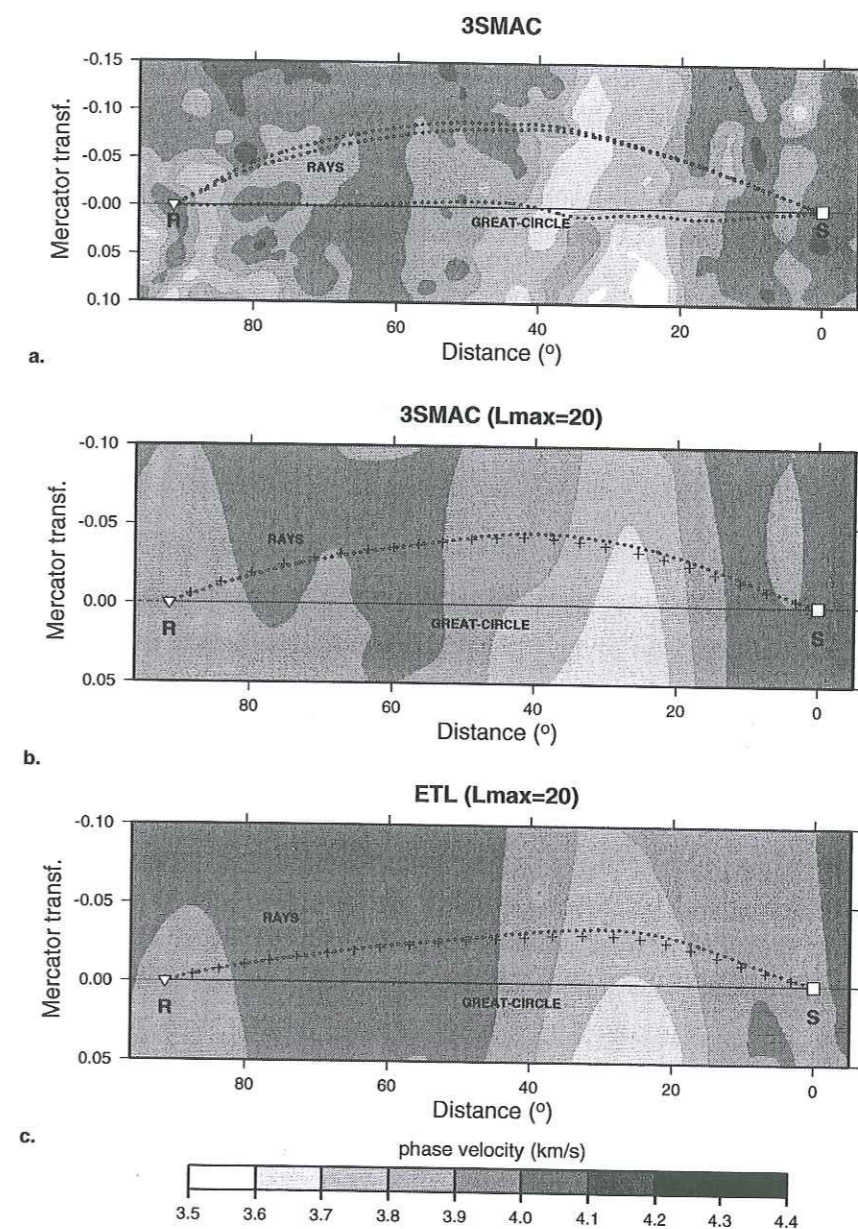


FIG. 4.6 – Ray-tracing in global models. (a.) Ray-tracing within the 3SMAC model (35 s period Rayleigh wave) by the method based on the perturbation of the hamiltonian ray theory (Farra, 1990). The source (S) is located in Taiwan and the receiver (R) in the Alps. Results clearly show multipathing. Off-great circle path deviations are -11.9°, -9.7° and +1.8°. (b.) Ray-tracing within the 3SMAC model filtered for degrees smaller than 20. Superimposed we present the results provided by the method proposed by Laske et al. (1996) with crosses. The two methods give respectively -5.4° and -6.2° of deviation from great-circle. (c.) Ray-tracing within the ETL model (Ekström et al., 1997) for the 35 s period Rayleigh wave. The two methods give respectively -4.1° and -4.0°.

In Fig. 4.6b, we compare these two ray-tracing results within the model 3SMAC (Rayleigh wave,  $T=35$  s), filtered using a maximum harmonic degree of 20. So that the structures are very smooth and multipathing does not occur. Small circles indicate the results of the method of Farra (1990) and crosses are those using the method of Laske et al. (1996). In such a smooth model the two methods give very similar results with calculated deviations of respectively  $-5.4^\circ$  and  $-6.2^\circ$ .

For comparison we performed the same calculations on the model ETL (Ekström et al., 1997) for the 35 s Rayleigh wave, for which the maximum harmonic degree is 40 but which corresponds according to the authors to structures determined by a degree of 20. Results are shown in Fig. 4.6c. Results given by the two methods are again almost equal,  $-4.2^\circ$  and  $-4.0^\circ$  respectively. Discrepancies between the results calculated within the two models are small and may be due to interpolation of the model in cartesian coordinates. We therefore chose to use the ETL model as it is a model calculated from data and is rather smooth so multipathing effects do not occur. Ray-tracing showed that the arrival angle given by the linear perturbation theory (Woodhouse & Wong, 1986) is sufficient for calculating the arrival angle of the incident ray at the station. Due to the simplicity of calculation, we therefore used the linear perturbation theory to estimate the influence of the global structure of the observed off-great circle deviation.

Then we calculated the predicted back-azimuth for a large number of source locations. Fig. 4.7 shows predicted deviations from great-circle path for the 35 s period Rayleigh wave using a polar representation where the grey scale indicates the value and the sign of the deviation. Note that for a source located close to the station (center of the circle), the calculated deviation is small ( $\pm 2^\circ$ ). Note also that the deviation depends on both epicentral distance and back-azimuth. For example, for a source located with a back-azimuth of  $225^\circ$ , the deviation is positive for epicentral distances smaller than  $140^\circ$  and negative for bigger epicentral distances. The results obtained with the 3SMAC model for the same period are very similar. The only significant difference is for a source located with a back-azimuth of  $300 - 330^\circ$  and epicentral distance between  $40$  and  $140^\circ$  (this area corresponds to the north of Canada, western coast of the USA and Pacific Ocean) for which deviations are positive in the 3SMAC model and negative in the ETL model.

In summary, ray-tracing shows that surface waves recorded in the Alps can be strongly deviated by large-scale structures. Some calculated deviations are greater than  $20^\circ$  (see Fig. 4.7), but ray-tracing alone fails to explain the observed deviations for some events.

#### 4.4.2 Local Effect : Influence of Sharp Lateral Variations in the French Alps

The array was located in the Briançonnais zone, east of the Penninic Frontal Thrust and west of the Ivrea zone (e.g. Debelmas & Kerckhove, 1980). As shown by Ménard & Thouvenot (1984), Bouguer anomalies present significant lateral variations through the Briançonnais zone implying that the structure is laterally very heterogeneous. Ménard and Thouvenot interpreted

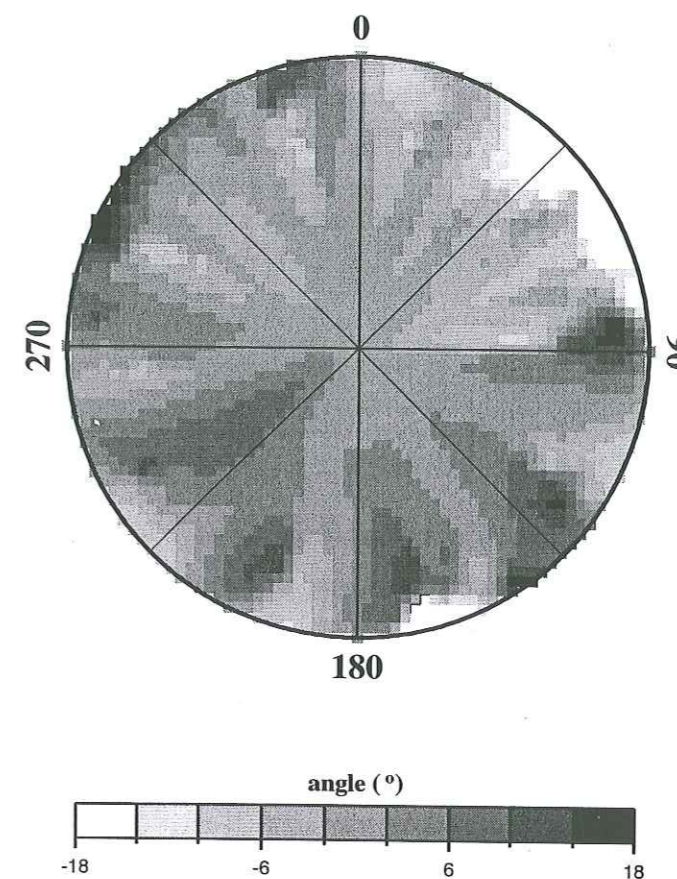


FIG. 4.7 – Effect of global model structure : results of the ray-tracing (Laske et al., 1996) for a large number of possible source locations. The model used is the one from Ekström et al. (1997) for 35 s period Rayleigh wave. The grey scale indicates the sign and the value of the deviation calculated at the station.

the Bouguer anomalies by lithospheric flaking in the crust beneath the Briançonnais zone and by crustal thickening, as the Moho reaches a depth of approximately 50 km under this zone (Perrier, 1979). Such a complex medium could have strong influence on intermediate period surface waves propagating through the Alps. To confirm this we firstly used numerical simulations to study surface wave refraction and diffraction effects induced by these lateral heterogeneities and then predicted refraction effects for the different events.

Fig. 4.8a shows the crustal model proposed by Ménard, adapted from Ménard & Thouvenot (1984). The structure is locally oriented N30E. The crust is 30 km thick towards the north-west direction and 35 km thick towards the south-east, and increases to 50 km under the Briançonnais zone. Lithospheric flaking in this area is proposed based on gravimetric profiles (Ménard & Thouvenot, 1984) as well as by reflection seismics (Ecors-Crop deep seismic sounding group, 1989). We performed forward modelling in this model, using the Indirect Boundary Element Method (IBEM) in the formulation of Pedersen et al. (1996). In these simulations, a plane and

single mode surface wave is obliquely incident upon a multi-layered and laterally heterogeneous 2-D structure. The computation is made in 3-D and the coupling of all wave types is taken into account. The calculations were performed in the frequency domain and synthetic seismograms obtained by multiplication with a source function followed by an inverse Fourier transform. Velocities used in our model were  $V_p = 6.4 \text{ km/s}$  and  $V_s = 3.7 \text{ km/s}$  in the crust, and  $V_p = 7.9 \text{ km/s}$  and  $V_s = 4.55 \text{ km/s}$  in the upper mantle. Densities were respectively  $2.8$  and  $3.1 \text{ g/cm}^3$ .

We calculated synthetic seismograms for a Rayleigh wave incident on the structure from the north (i.e.  $60^\circ$  incidence). By adding the phase due to the propagation along strike to the linear profile used for numerical simulations, we reconstituted the array configuration we have in the Alps, i.e. six stations describing a circle (see Fig. 4.1). This was possible for this particular ('2.5 D') modelling because the wavefield is described by a phase delay which depends on the input parameters, i.e. the phase velocity of the incident wave and its incidence angle. The array is located above the lithospheric flaking and slightly to the west of it. Synthetic seismograms were convolved with a Ricker wavelet with a dominant period of 30 s corresponding to the period with maximum amplitude in the data.

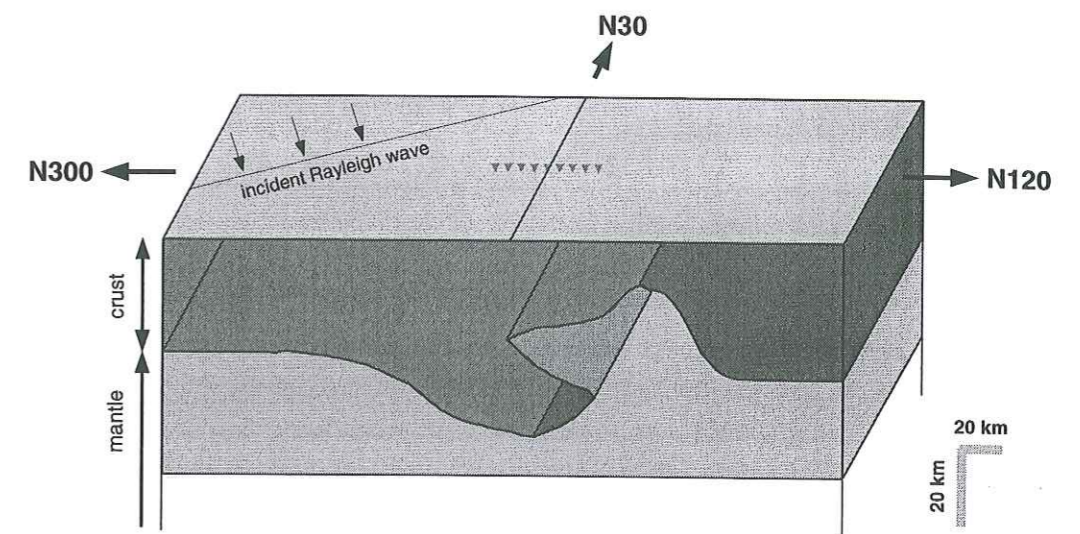
The incident wave was set to be from the North, i.e. with a back-azimuth of zero. We perform the same array analysis on these synthetic seismograms as that described in the previous section. Results are represented on Fig. 4.8b for the 20-40 s bandpass. The analysis shows that the waves are slightly deviated to the west as the deviation is approximately  $-8^\circ$  for the period of 30 s, and can reach up to  $-15^\circ$  for shorter periods.

As the deviations are negative, it suggests that the average velocity under the array is smaller than the one in the medium outside the laterally heterogeneous model, as predicted by Snell's law. This indicates that the most important effect on wave deviation is the Moho depth, more than the lithospheric flaking. Note that this effect is poorly taken into account in the previous ray-tracing as the global model wavelengths are greater than the lateral variations in the Alps.

As it is not computationally practical to perform the numerical simulations for all of the events, we instead applied the simple approximation given by the Snell's law based on the assumptions that the medium where the incident wave propagates corresponds to a 30 km thick crust and the medium in which the transmitted wave propagates corresponds to a 50 km thick crust, with velocities and densities as for the numerical simulations. For a wave incident from the north the deviation is approximately  $-6^\circ$ . This is slightly different from the deviation measured on the synthetic seismograms ( $-8^\circ$ ), but we can consider that this first approximation is satisfactory, especially considering the uncertainties on the predicted angle in the global models.

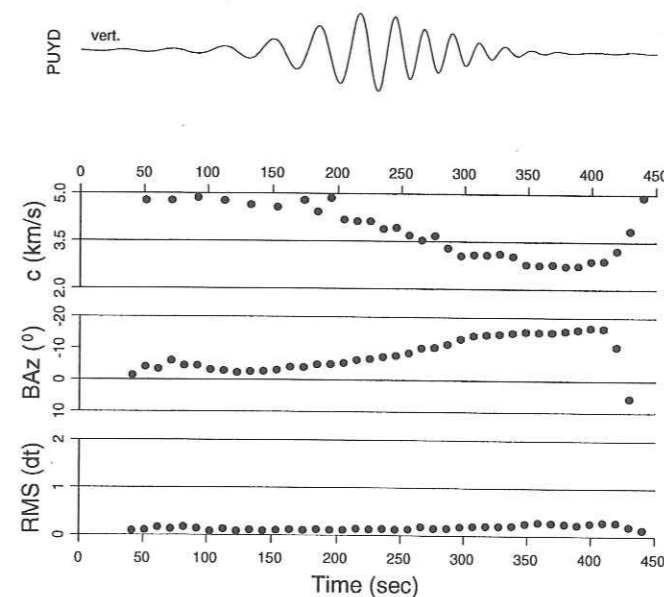
We calculated the deviation given by the difference between the incident and the refracted angles for all the incidence angles on the structure that correspond to the recorded seismic events. To take into account the shape of the Alps, we approximated the structure by four linear parts, as shown in Fig. 4.9. The orientation chosen depends on the back-azimuth of the incident wave. It is N75 for a back-azimuth between  $5$  and  $55^\circ$ , N0 between  $55$  and  $210^\circ$ , N30 between  $210$  and  $240^\circ$  and N45 between  $240$  and  $5^\circ$ .

In summary then the local structure can induce deviations up to  $20^\circ$ , but fails explain even



a.

Synthetics from North - Vertical component - Bandpassed 20-40s



b.

FIG. 4.8 - (a.) The crustal model used in the numerical simulations (after Ménard and Thouvenot, 1984). The 2-D structure is oriented N30E, with the Briançonnais zone characterised by the Moho plunge and the lithospheric flaking. Velocities are  $V_p = 6.4 \text{ km/s}$  and  $V_s = 3.7 \text{ km/s}$  in the crust, and  $V_p = 7.9 \text{ km/s}$  and  $V_s = 4.55 \text{ km/s}$  in the upper mantle. Densities are respectively  $2.8$  and  $3.1 \text{ g/cm}^3$ . Synthetic seismograms are calculated for a linear profile shown by triangles. (b.) Example of array analysis we performed on synthetic seismograms, between 20 and 40 s period.

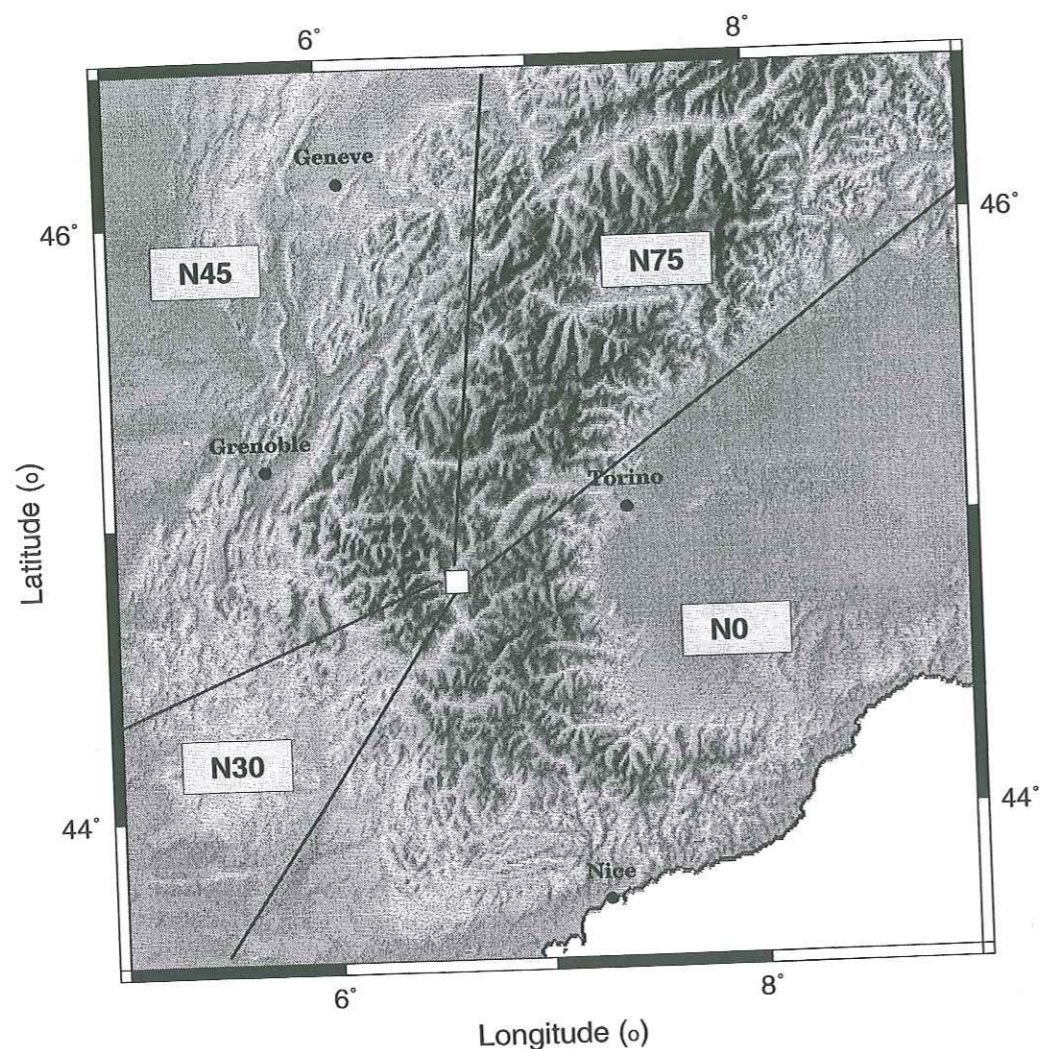


FIG. 4.9 – Topographic map of the Alps. The orientation of the curved structure, used for calculating the refraction by Snell's law, depends on the back-azimuth of the incident wave: N75 for a back-azimuth between 5 and 55°, N0 between 55 and 210°, N30 between 210 and 240° and N45 between 240 and 5°.

main trends in observed deviations.

#### 4.4.3 Combining Global Propagation and Local Effects

To combine the effects of lateral refractions of global propagation with those of the local structure, we firstly took the back-azimuths calculated by ray-tracing and then calculated the effect of the local structure by Snell's law. For example, for the source in Japan (event of the 19th of October, 1996) presented in Fig. 4.3a and Fig. 4.4a, the theoretical back-azimuth is 44.3°. The ray-tracing gives a deviation of  $-3.2^\circ$  for a station in the Alps. Thus, the incident wave on the local structure has a back-azimuth of 41.1°. Finally, the angle calculated by the Snell's law is equal to  $-8.0^\circ$ , so the predicted back-azimuth is 33.1°, i.e. a deviation of 11°.

This analysis was carried out for all the events. Fig. 4.10 shows the results for Rayleigh and Love waves. Solid circles are for  $T=35$  s and crosses for  $T=50$  s, predicted deviations are shown for the global model (Figs. 4.10a and 4.10b), the local structure (Figs. 4.10c and 4.10d) and the superimposition of the two previous effects (Figs. 4.10e and 4.10f). We can see that using any one of the two methods alone do not explain the observed deviations, as observations and predictions are not correlated and the range of predicted deviations is significantly smaller than the observed one. However by combining global and local effects we predict deviations which are as large as the observed ones and with better fit to data. The disadvantage of this type of representation is that all geographical information is lost.

To remedy for this, Fig. 4.11 shows the comparison between predicted and observed deviations in polar plots. Observed deviations are shown in the left column and predicted ones in the right column, for the Rayleigh wave (top) and the Love wave (bottom). Observed deviations are given for periods between 20 and 40 s, with predictions for 35 s period waves. Grey shading highlights points for which the sign of the deviation is the same in the predictions and observations.

For Rayleigh waves only four points of the 26 show a significant discrepancy. There is no geographical relationship between these points and the difference may be due to the structure around the source. For Love waves the fit is not as good as for Rayleigh waves with six points out of 20 for which the discrepancy is large. Note that 4 of these points are all located with a back-azimuth between  $-40^\circ$  and  $40^\circ$ . This indicates that either the global model or the local structure does not correct for sources located north of the array as both of them yield negative deviations for these events. For the two other points there does not seem to be any geographical relationship.

Note that in most of cases we can explain the deviations for Rayleigh and Love waves as observed by the mini-array, with a greater similarity between the two types of waves than in the data. Even if we cannot explain the exact value of all the observed deviations, we predict in most cases at least the sign of the deviation.

## 4.5 Consequences of Azimuth Deviations on Phase Velocity Measurements

The array analysis demonstrates the existence of large deviations between the direction of propagation of the surface waves through the array and the theoretical back-azimuth determined by the source and the station.

Such large off-great circle deviations may induce significant errors in phase velocity measurements. We therefore measured phase velocities assuming that the waves have propagated along the great-circle between source and receivers, so as to study the changes in phase velocity induced by correcting for the observed deviations.

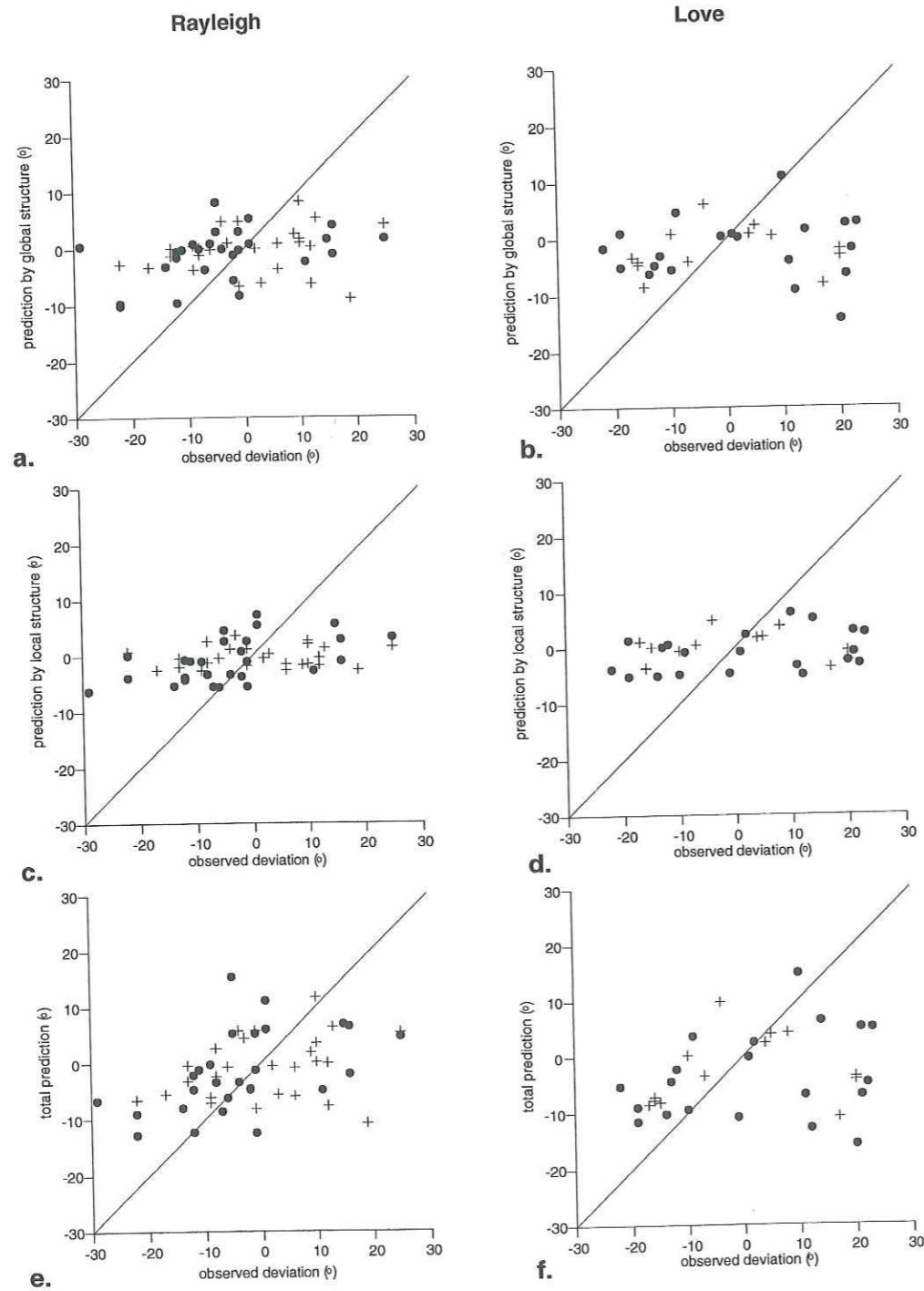


FIG. 4.10 – Results of the deviations calculated for Rayleigh (left column) and Love waves (right column) as a function of the observed deviations. The solid circles are for  $T=35$  s and the crosses for  $T=50$  s. (a.) and (b.) predictions calculated in global models. (c.) and (d.) predictions calculated in the local structure. (e.) and (f.) total predictions as the superimposition of the global and local structures.

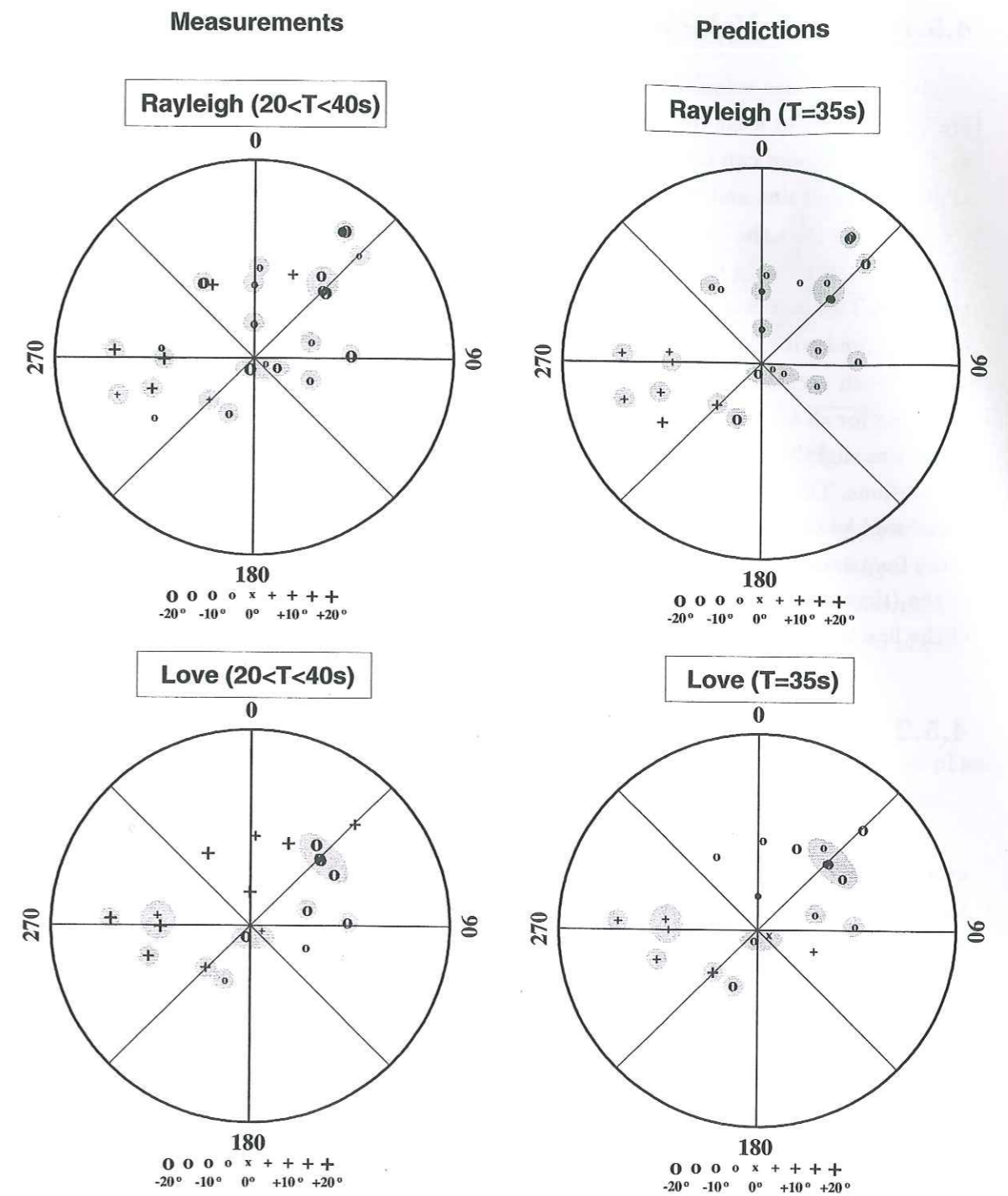


FIG. 4.11 – Comparison between measured (left column) and predicted (right column) deviations at a station located in the french Alps. Top: Rayleigh waves; bottom: Love waves. Measurements are for signals between 20 and 40 s, and predictions are for 35 s period. Grey shadings correspond to points with a reasonable fit between observations and predictions.

### 4.5.1 Phase Velocity Measurement within the Mini-Array

To obtain phase velocities the phase difference is usually measured between stations which are separated by at least the wavelength of interest. This condition is not theoretically necessary as phase differences can be measured for small distances, but the influence of lateral refraction, multiple wave-trains and noise can otherwise make measurements unstable.

Assuming that the wave front of the surface waves is plane through the array (Fig. 4.1) we calculated the distance between each pair of stations projected onto the propagation direction of the wave. Two distances were calculated: with the propagation direction along the great-circle direction, and with the propagation direction as observed with the array analysis.

For each incident surface wave on the array, we calculated for each distance the cross-spectrum for all the couples of stations with distances bigger than 5 km, as well as its phase. The phase was slightly smoothed to remove small fluctuations, but sufficiently little so to keep major fluctuations. The phase  $\phi$  is then converted into a time delay as  $\Delta t = \frac{\phi}{2\pi f}$ . For each frequency we therefore had several measurements of time delays corresponding to different distances. Taking those frequencies for which the coherence is greater than 0.98 we performed a linear regression of the (time-delay distance) points, constraining the line to pass through the origin. The slope of the line indicates the phase velocity and the variance on the slope gives its uncertainty.

### 4.5.2 Comparison between Measured Phase Velocities without and with Azimuth Corrections

A very strict data selection had to be applied to obtain stable measurements. Only four events for the Rayleigh waves and six events for the Love waves were used in the analysis. Using the procedure described above, we obtain 21 inter-station measurements for Rayleigh waves and 35 for Love waves. The resulting phase velocities are presented in Fig. 4.12. The left figure shows the results for incident waves using distances not corrected of the off-great circle propagation. Open circles are for Love waves and solid ones for Rayleigh waves. The final dispersion curves were not smoothed so the velocity at each frequency is independent on its neighbour. The grey bars are the uncertainties on the phase velocity. These standard deviations are large for long periods for which the spectral amplitude is low, and where very small errors in the phase measurement induce large errors in the time delay. In the 20-40 s range standard deviations are smaller, especially for Rayleigh waves, and their smoothness illustrates the stability of the phase velocity measurement. Measurements for periods shorter than 15 s show very large instabilities and could not be used for further analysis.

The right hand side of Fig. 4.12 shows the phase velocities obtained using distances corrected by observed deviations. Note that without any azimuth correction, phase velocities are generally higher than after correction, except for Rayleigh waves at periods longer than 50 s. Without the azimuth correction, the calculated phase velocities fluctuate from one period to the next, while such fluctuations are strongly diminished by the correction, especially between 20 and 40 s period. Finally, note also that the error bars are smaller when the phase velocity measurements

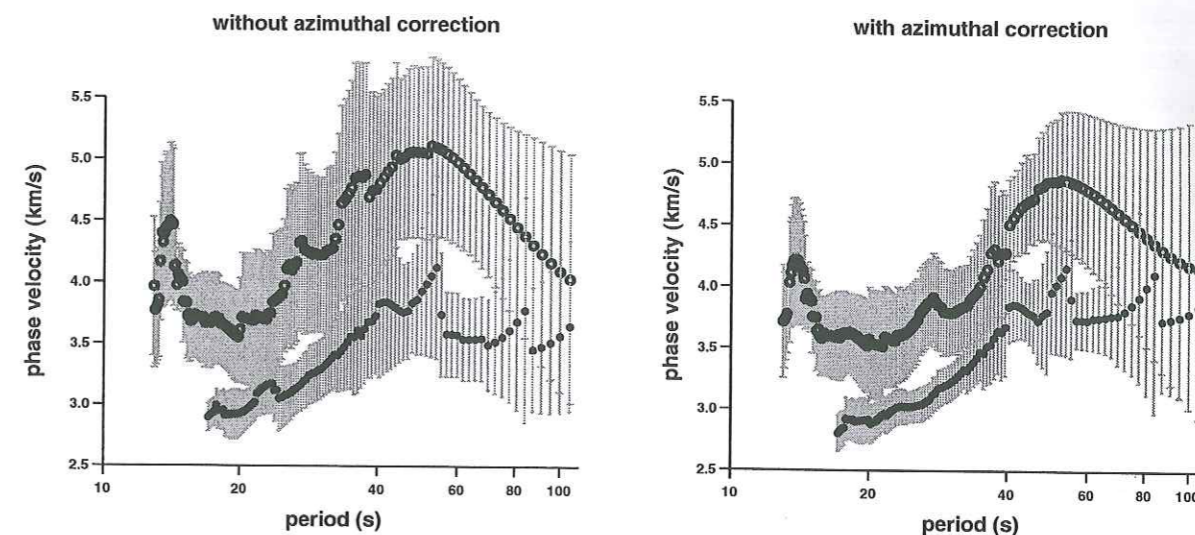


FIG. 4.12 – Phase velocities presented as a function of the period. The lefthand figure shows the phase velocities obtained without the azimuth correction, and the righthand figure shows the phase velocities for incident waves corrected of the off-great circle deviations. Open and solid circles are respectively for Love and Rayleigh waves. Grey bars show the standard deviation of the phase velocity measurements.

are corrected of the azimuth deviations. All these observations lead us to conclude that phase velocity measured at a regional scale must take into account the off-great circle deviations.

## 4.6 Discussion and Conclusions

Our results show significant off-great circle deviations for intermediate period fundamental mode surface waves propagating in the French Alps. Polarisation analysis was not possible, probably due to the strong crustal heterogeneity in the Alps, so the deviations were obtained by array analysis. Our observations show that:

1. For intermediate period surface waves, off-great circle deviations can reach up to  $30^\circ$  in the French Alps. These deviations vary strongly as a function of both back-azimuth and epicentral distance.
2. The deviations can be very different for Love and Rayleigh waves for a same source, even if in most cases the deviations are of the same sign. Even if velocity maps clearly predict this observation, the values measured for the two waves can be important.
3. Correcting for azimuth deviations improves the phase velocity measurements. Dispersion curves were smoother and with smaller error bars when the azimuth correction was applied. Furthermore, this correction can significantly change the phase velocities.

To interpret the observed deviations, we determined the effect of a propagation in a global phase velocity model and the effect of the local structure of the Alpine arc. For the ray-tracing, the choice of the models proposed by Ekström et al. (1997) for Love and Rayleigh waves for the 35 and 50 s periods did not introduce big differences as compared to other models (e.g. 3SMAC). The ray-tracing in a global model shows that deviations up to  $20^\circ$  can be expected, even if the lateral variations in the models are very smooth as compared to the wavelength (Fig. 4.7). For example the rays tend to avoid large structures which present low phase velocities, such as northern and central Eurasia (e.g. Levshin et al., 1994; Pavlis and Mahdi, 1996).

We also calculated the refraction and diffraction effects generated by a local model proposed for the Briançonnais zone (Ménard & Thouvenot, 1984). The proposed model shows very large lateral heterogeneities a little smaller than the wavelengths in the data including variations in Moho depth as well as lithospheric flaking in the crust (Fig. 4.8a). Array analysis performed on synthetic seismograms shows that for a  $60^\circ$  incident Rayleigh wave on the structure the waves can be refracted up to  $15^\circ$  (Fig. 4.8b). In spite of complex diffraction effects, Snell's law provides a good approximation of the local effect. The model proposed for calculating the deviations only presents lateral variations in Moho depth, from 30 km outside to 50 km within the Alps. As the Alpine structure presents a significant curvature, we adapted the strike of the structure according to the azimuth of the incident wave (Fig. 4.9). The locally produced refractions are up to  $20^\circ$  for Rayleigh wave at 30 s period.

It is necessary to combine the global propagation and the local effects to obtain a reasonable fit between predicted and observed deviations, as shown in Fig. 4.11. Discrepancies are due to the neglect of the structure around the source, to the oversimplified model used for the Alps, and to the smoothing of the global models which annihilate diffractions on the structures and multipathing. It is difficult to evaluate the degree to which these causes the discrepancies between predictions and observations.

Our observations show that one should be careful in the measurement of phase velocities on a regional scale between pairs of stations. Though it is mostly assumed that the surface wave propagates along the great-circle, we obtained off-great circle deviations up to  $30^\circ$ . So even if the stations are properly aligned to the great-circle the error made on the phase velocity can be significant.

**Acknowledgments** Numerical simulations presented in this paper were performed at the Service Commun de Calcul Intensif de l'Observatoire de Grenoble (SCCI). We thank G. Laske and G. Master for providing the ray-tracer and Y. Capdeville, J.-P. Montagner and S. Chevrot for communicating the global models. We also want to thank O. Coutant for providing the data of the Observatoire de Grenoble, H.-C. Nataf and P. Cardin for help, and R. Roberts for providing the polarisation program. We are indebted to G. Ménard for fruitful discussions and elaboration

of a simplified model for the simulations, to R. Bark for a critical reading of the manuscript, and to J. Fréchet for encouragement to broad-band experiments in the Alps and for participation in field work. We also thank two anonymous reviewers for constructive comments. The first author is supported by a Centre National de la Recherche Scientifique of France and Laboratoire de Détection Géophysique (Bruyères-le-Châtel) contract N° 72B 087/00. The field experiment was part of the GéoFrance3D program and was supported by the InterReg program of the European Union. All the persons who helped are gratefully thanked.



## 4.7 Bibliographie

- Alsina, D., and R. Snieder, 1996. Constraints on the velocity structure beneath the Tornquist-Teisseyre Zone from beam-forming analysis, *Geophys. J. Int.*, **126**, 205-218.
- Barker, J. S., M. Campillo, F. J. Sánchez-Sesma, D. Jongmans, and S. K. Singh, 1996. Analysis of wave propagation in the valley of Mexico from a dense broad-band array of seismometers, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **86**, 1667-1680.
- Capon, J., 1970. Analysis of Rayleigh-wave multipath propagation at Lasa, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **60**, 1701-1731.
- Coutant, O., A. Deschamps, and S. Gaffet, 1999. Permanent broad-band networks in the French Alps, *submitted to Journal of Seismology*.
- Debelmas, J., and C. Kerckhove, 1980. Les Alpes franco-italiennes, *Géol. alpine*, **56**, 21-58.
- ECORS-CROP Deep Seismic Sounding Group, 1989. A new picture of the Moho under the Western Alps, *Nature*, **337**(6204), 249-251.
- Ekström, G., J. Tromp, and E. Larson, 1997. Measurements and global models of surface wave propagation, *J. Geophys. Res.*, **102**, 8137-8157.
- Farra, V., 1990. Amplitude computation in heterogeneous media by ray perturbation theory: a finite element method approach, *Geophys. J. Int.*, **103**, 341-354.
- Fréchet, J., N. Béthoux, M. Campillo, M. Cattaneo, A. Paul, F. Thouvenot, P. Augliera, R. Guiguet, L. Jenatton, V. Lanza, H. Pedersen, D. Spallarossa, C. Sue, and Geof Team, 1998. A dense temporary seismic network in the W. Alps, *Annales Geophys.*, EGS meeting, Nice-France, 88.
- Jobert, N., and G. Jobert, 1983. An application of ray theory to the propagation of waves along a laterally heterogeneous spherical surface, *Geophys. Res. Lett.*, **10**, 1148-1151.
- Jurkevics, A., 1988. Polarization analysis of three-component array data, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **78**, 1725-1743.
- Keilis-Borok, V. I., 1989. Seismic Surface Waves in a Laterally inhomogeneous Earth, *Kluwer Academic Publishers*.
- Knopoff, L., S. Mueller, and W. L. Pilant, 1966. Structure of the crust and upper mantle in the Alps from the phase velocity of Rayleigh waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **56**, 1009-1044.
- Laske, G., G. Masters, and W. Zürn, 1994. Frequency-dependent polarization measurements of long-period surface waves and their implications for global phase-velocity maps, *Phys. Earth. Plan. Int.*, **84**, 111-137.

- Laske, G., and G. Masters, 1996. Constraints on global phase velocity maps from long-period polarization data, *J. Geophys. Res.*, **101**, 16,059-16,075.
- Lerner-Lam, A. L., and J. J. Park, 1989. Frequency-dependent Refraction and Multipathing of 10-100 second Surface Waves in the Western Pacific, *Geophys. Res. Lett.*, **16**, 527-530.
- Levshin, A. L., M. H. Ritzwoller, and L. I. Ratnikova, 1994. The nature and cause of polarization anomalies of surface waves crossing northern and central Eurasia, *Geophys. J. Int.*, **117**, 577-590.
- McGarr, A., 1969. Amplitude variations of Rayleigh waves- Horizontal refraction, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **59**, 1307-1334.
- Ménard, G., and F. Thouvenot, 1984. Ecaillage de la lithosphère européenne sous les Alpes occidentales: arguments gravimétriques et sismiques liés à l'anomalie d'Ivréa, *Bull. Soc. géol. France*, **7**, t. XXVI, n°5, 875-884.
- Mooney, W. D., G. Laske, and G. Masters, 1998. CRUST 5.1: a global crustal model at  $5^\circ \times 5^\circ$ , *J. Geophys. Res.*, **103**, 727-747.
- Nataf, H.-C., and Y. Ricard, 1996. 3SMAC: an a priori tomographic model of the upper mantle based on geophysical modeling, *Phys. Earth. Plan. Int.*, **95**, 101-122.
- Oliver, J., 1962. A summary of observed seismic surface wave dispersion, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **52**, 81-86.
- Paul, A., F. Thouvenot, J. Fréchet, M. Cattaneo, D. Spallarossa, and N. Béthoux, 1998. Local earthquake tomography of the south-western Alps (GéoFrance3D 1996 experiment), *Annales Geophys.*, EGS meeting, Nice-France, 90.
- Pavlis, G. L., and H. Mahdi, 1996. Surface wave propagation in central Asia: observations of scattering and multipathing with the Kyrgyzstan broadband array, *J. Geophys. Res.*, **101**, 8437-8455.
- Pedersen, H., V. Maupin, and M. Campillo, 1996. Wave diffraction in multilayered media with the indirect boundary element method: application to 3-D diffraction of long-period surface waves by 2-D lithospheric structures, *Geophys. J. Int.*, **125**, 545-558.
- Perrier, G., 1979. La structure des Alpes occidentales déduite des données géophysiques, *Ecl. géol. Helv.*, **73**, 407-424.
- Poupinet, G., W. L. Ellsworth, and J. Fréchet, 1984. Monitoring velocity variations in the crust using Earthquake doublets: an application to the Calaveras Fault, California, *J. Geophys. Res.*, **89**, 5719-5731.
- Roberts, R. G., and A. Christofferson, 1990. Decomposition of complex single-station three-component seismograms, *Geophys. J. Int.*, **103**, 55-74.

Sobel, P. A., and D. H. Von Seggern, 1978. Applications of Surface-wave Ray tracing, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **68**, 1359-1380.

Trampert, J., and J. H. Woodhouse, 1995. Global phase velocity maps of Love and Rayleigh waves between 40 and 150 seconds, *Geophys. J. Int.*, **122**, 675-690.

Vidale, J. E., 1986. Complex polarization analysis of particle motion, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **76**, 1393-1405.

Woodhouse, J. H., and Y. K. Wong, 1986. Amplitude, phase and path anomalies of mantle waves, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **87**, 753-773.

## Chapitre 5

# Etude des variations latérales de la lithosphère sous les Alpes occidentales et analyse de la structure crustale sous la zone briançonnaise

Dans ce chapitre, nous étudierons par deux approches différentes la structure sous les Alpes occidentales. Dans une première partie, nous présenterons nos mesures de vitesse de phase et les modèles obtenus par inversion de nos courbes de dispersion. Nous montrerons ainsi les fortes variations latérales de la lithosphère que nous observons sous les Alpes occidentales par l'analyse des ondes de surface. Dans une seconde partie, nous nous intéresserons à la structure crustale sous la zone briançonnaise et nous discuterons de l'influence du corps d'Ivrée sur nos mesures de réseau.

Univ. J. Fourier - O.S.U.G.  
MAISON DES GEOSCIENCES  
DOCUMENTATION  
B.P. 53  
F. 38041 GRENOBLE CEDEX  
Tél. 04 76 63 54 27 - Fax 04 76 51 40 58  
Mail : ptalour@ujf-grenoble.fr

## 5.1 Lateral variations of the lithosphere in the French Alps as determined by surface wave analysis

N. Cotte (1,2), H. A. Pedersen (1) and M. Campillo (1)

*Article en préparation*

(1) Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique, Observatoire de Grenoble, Université Joseph Fourier, Grenoble, France.

(2) Laboratoire de Détection et Géophysique, Bruyères-le-Châtel, France.

### Résumé

Dans cette section nous étudions les variations latérales de la lithosphère dans les Alpes occidentales. Pour cela, nous avons analysé les ondes de surface enregistrées par les stations large-bande permanentes des réseaux Géoscope, Rosalp et TGRS, et par les stations large-bande temporaires (10 au total) installées d'août à décembre 1996 dans le cadre de l'expérience GéoFrance3D-Alpes. Les vitesses de phase interstation ont été mesurées par la méthode du filtre de Wiener. La difficulté pour ce genre de mesure est que le milieu entre les stations est supposé latéralement homogène, ce qui n'est pas le cas dans les Alpes occidentales puisque des études antérieures montrent clairement un épaississement crustal sous la chaîne alpine. C'est pourquoi nous avons proposé en outre une méthode de mesure de vitesse de phase par un réseau dense. Ainsi, nous minimisons l'effet des variations de la structure lithosphérique de grande longueur d'onde et nous pouvons considérer la mesure comme ponctuelle géographiquement parlant. De plus, toujours par analyse de réseau, nous mesurons avec précision la direction d'arrivée de l'onde incidente sur le réseau, et corrigeons les vitesses de phase des déviations mesurées comme il l'a été montré dans le chapitre précédent. Les courbes de dispersion, obtenues pour les longs profils et le réseau pour les ondes de Love et de Rayleigh, sont ensuite inversées simultanément en considérant le milieu isotrope. En effet, les écart-types obtenus sur les mesures de vitesse de phase de ces deux types d'onde ne permettent pas d'étudier l'anisotropie. Nous proposons finalement des modèles lithosphériques en vitesse des ondes S qui montrent clairement un épaississement lithosphérique allant de 85-100 km à l'ouest des Alpes occidentales jusqu'à au moins

200 km à l'est de Briançon. Nous relierons l'épaisse lithosphère à l'est de la zone briançonnaise à la présence d'un slab résultant de la subduction de la plaque européenne sous la plaque apulienne.

*The lithospheric structure beneath the French Alps is studied by surface wave analysis using recent data from permanent and temporary broad-band stations. Interstation phase velocities are measured by Wiener filtering and a method is proposed for measuring the phase velocity using data from a dense temporary array of stations which were part of the GéoFrance3D-Alpes experiment in 1996. The analysis is improved by the correction for great-circle deviations, as observed with data from the dense array. Dispersion curves are then used to obtain shear-wave velocity models of the lithosphere and uppermost asthenosphere using a semi global non-linear inversion procedure. We deduce that west of the French Alps the lithosphere has a thickness of approximately 85-100 km, equivalent for average values from Western Europe, and that in the southeastern part of the French Alps, the lithosphere thickness increases up to 200 km. This can be interpreted as the signature of a slab beneath the easternmost part of the French Alps.*

### 5.1.1 Introduction

Many studies have addressed the lithospheric structure in Europe. Babuška et al. (1984) used P-wave residuals to propose models for the lithospheric thickness and its lateral variations in central Europe. They showed positive residuals west of the Western Alps, and negative ones beneath the Alps. With the same method, Babuška & Plomerová (1993) studied the deep structure of the European lithosphere and clearly showed a lithosphere 120 km thick between the French Massif Central and the Western Alps, and a lithosphere thickening up to 200 km beneath the Western Alps. Using waveform inversions, Nolet (1990) found lateral variations of the lithosphere under the NARS array, with a low velocity zone in the southern part of the array, and no such zone beneath the Paris Basin. More recently, Zielhuis & Nolet (1994) and Marquering & Snieder (1996), determined the shear-wave velocity structure in Europe, proposing interpolated map for the velocity variations for different depths. Finally, Nolet (1977), Dost (1986; 1990) studied dispersion curves of fundamental and higher mode surface waves as recorded by the NARS array and inferred that no low velocity zone is present within the upper 300 km beneath the Baltic shield, and Panza et al. (1980) regionalized dispersion curves of Rayleigh waves within Europe and showed large lateral variations in thickness and velocities of the lithosphere. The general consensus of these studies is that the lithosphere is approximately 100 km thick in Western Europe, with possibly a thickening of the lithosphere beneath the Alps. However, none of these studies has well resolved the lateral variations beneath the Alps.

The general crustal structure of the French Alps is fairly well known as a result of deep seismic sounding (e.g. ECORS-CROP Deep Seismic Sounding Group, 1989). The difficulty in studying the whole lithosphere beneath the French Alps stems from the fact that this area is laterally very heterogeneous, as the Alps is an active collision zone between the European and Adriatic lithospheres (e.g. Debemas & Kerckhove, 1980). However, Guyoton (1991) showed with P-wave residuals that the lithosphere can reach up to 220 km depth beneath the southeast-

thernmost part of the French Alps. Working on surface waves, Knopoff et al. (1966) calculated dispersion curves for Rayleigh waves, and they included measurements of off-great circle propagation to improve the quality of the dispersion curves. They proposed a lithosphere 80 km thick, but the stations they used were located far apart, and thus lateral variations within the Alps were not taken into account. More recently, the Italian Explosion Seismology Group and the Institute of Geophysics (ETH Zürich) (1981), presented an Alpine lithospheric structure by compiling Rayleigh wave analysis in the Eastern Alps. However, their station coverage was too sparse to obtain a satisfying resolution.

Five permanent broad-band stations have recently been installed in the French Alps (Coutant et al., 1999), and ten other stations were temporarily installed in the area during 4 months in 1996. During this period, the density of broad-band stations in the French Alps was therefore particularly high, making it possible for the first time to use long period surface waves to gain an insight into lateral variations of shear-wave velocities in the crust and upper mantle in this region.

In a previous paper (Cotte et al., 1999), we showed how off-great circle deviations can be measured for intermediate period surface waves using a dense array, even if the stations are located on a very heterogeneous medium. We also showed how the correction for these deviations on phase velocity measurements significantly decreases their standard deviations.

In this paper we focus on phase velocity measurements in the different areas of the French Alps, performing when possible an azimuth correction on the incident surface waves. The dispersion curves are then inverted, and shear-wave velocity models are proposed down to 200 km depth.

### 5.1.2 Data

#### Presentation of the broad-band stations

From August to December 1996, six temporary broad-band stations were installed in the French Alps near the town of Briançon as a part of the GéoFrance3D-Alpes experiment (Fréchet et al., 1998; Paul et al., 1998). They were installed as a circular array with a diameter of 25 km (see Fig. 5.1). In the following text, we refer to this array as 'GEOF'. During this experiment, 4 other temporary broad-band stations (BOLL, SLEG, FRF and GILY) were installed in the southern part of the French Alps. We also used data from the five recently installed permanent broad-band stations (OGAG, OGGM, STET, SAOF and CALF) described by Coutant et al. (1999), and the Geoscope station SSB located west of the Alps in the French Massif Central. Permanent and temporary stations are shown on the topographic map (Fig. 5.1) as respectively circles and squares. Note that the permanent station OGAG is within our temporary array. The schematic in the bottom left of the figure shows the location of the array with respect to the surface location of the Penninic Frontal Thrust (PFT). Station locations are listed in Table 5.1. In the following text, we refer to the stations in the southernmost part of the French Alps (STET, BOLL, ....., in grey in Fig. 5.1) collectively as the 'NICE' grouping.

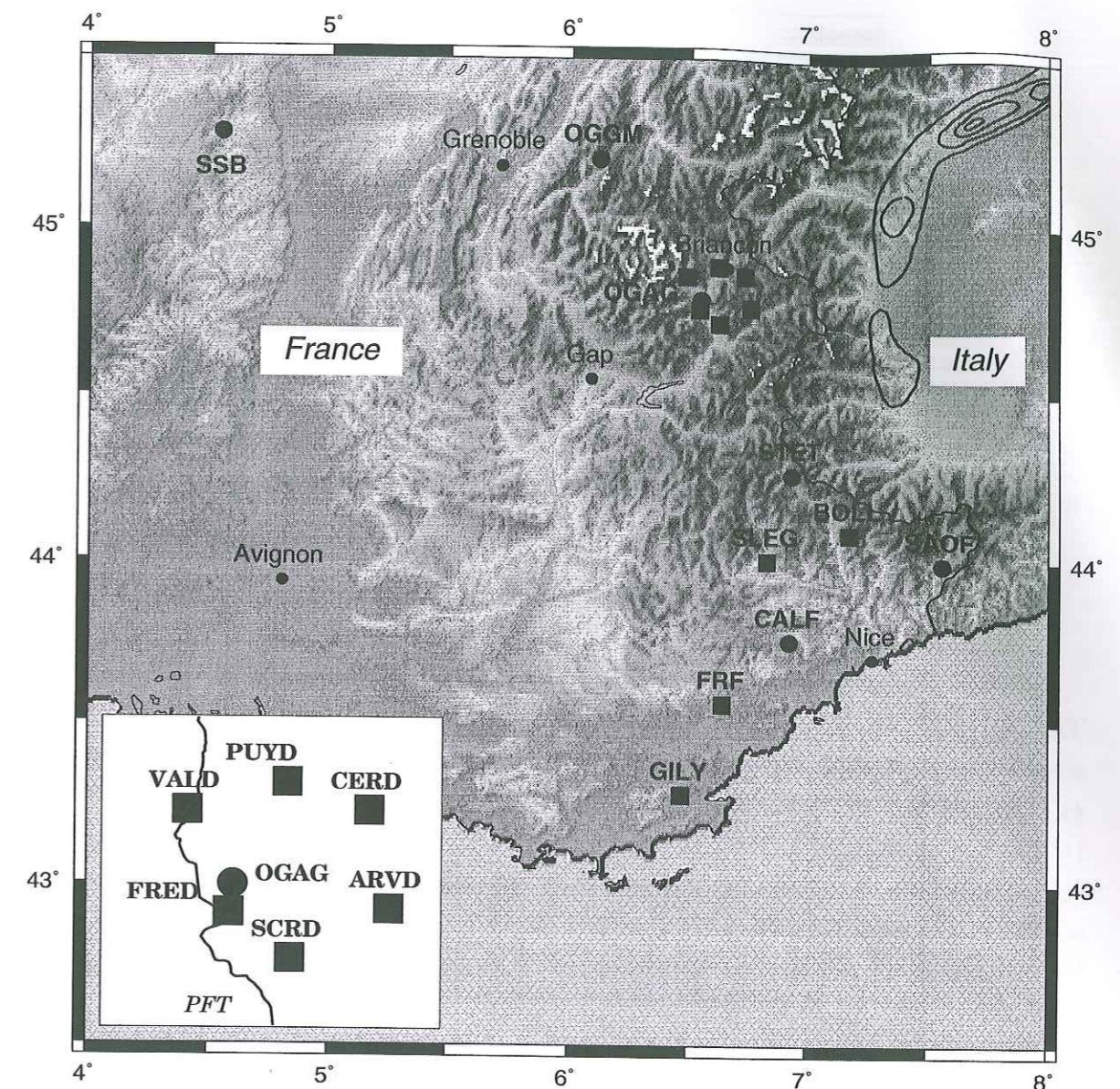


FIG. 5.1 – Map of the broad-band stations in the French Alps. Circles represent permanent stations : SSB, OGAG, OGGM, CALF, SAOF and STET. Squares denote temporary stations installed for the GéoFrance3D-Alpes experiment in 1996. Six temporary stations were located as a dense array describing a 25km diameter circle (see the bottom left graph). Four temporary stations were located in the southernmost part of the French Alps (BOLL, SLEG, FRF and GILY). The grey code shows the topography of the French Alps : towns are represented by black dots, the positive gravity anomalies (0, 20, 40 and 60 mgals isolines) associated to the Ivrea body are represented by the dashed lines in black.

#### Data selection and pre-processing

Our analysis of the lithospheric structure of the French Alps is based on the measured interstation phase velocities. Cotte et al. (1999) showed at the location of the small array that

station	longitude E (°)	latitude N (°)	elevation (m)
ARVD (GEOF)	6.751	44.764	1680
CERD (GEOF)	6.725	44.859	1740
FRED (GEOF)	6.536	44.761	1420
PUYD (GEOF)	6.614	44.886	1440
SCRD (GEOF)	6.618	44.716	1370
VALD (GEOF)	6.481	44.859	1630
BOLL	7.171	44.079	1185
SLEG	6.828	44.000	1111
FRF	6.640	43.560	368
GILY	6.468	43.279	133
SSB	4.542	45.279	700
<b>OGAG</b>	6.541	44.788	1250
<b>OGGM</b>	6.116	45.204	1575
<b>CALF</b>	6.922	43.753	1242
<b>SAOF</b>	7.553	43.990	595
<b>STET</b>	6.929	44.260	1200

TAB. 5.1 – Locations of the broad-band stations in the French Alps used for our surface wave analysis. Regular typeface denotes stations installed for the GéoFrance3D experiment in 1996 and bold the permanent stations. See the text for more details.

surface waves can be significantly deviated from the great-circle path (up to  $30^\circ$  at a 30 s period), so even in the case of theoretically 'perfect' alignment with the stations, errors can be large. We therefore prefer to calculate dispersion curves as averages over events from slightly different directions.

We analyse the fundamental mode of Rayleigh and Love waves. All data were filtered between 10 and 100 s periods, and corrected for instrument response to be able to measure phase velocities from stations with different sensors. In Fig. 5.2a we present 9 vertical component seismograms from stations with different sensors. In Fig. 5.2a we present 9 vertical component seismograms for an event in Bering Detroit (October 24th, 1996). The amplitude scale is the same for all of the traces, and the main phase is the fundamental mode Rayleigh wave. In Fig. 5.2b, we present 7 transverse component records for an event from Peru (November 12th, 1996). The main phase is the fundamental mode Love wave, but the Rayleigh wave may contaminate the signal in the coda due to off-great circle propagation.

These records were all filtered using phase-match filtering (see Keilis-Borok, 1989) to eliminate the majority of the multipathing and related interference with other waves. The resulting phase velocity measurements are consequently more stable.

### 5.1.3 Phase velocity measurements

We measured the phase velocity both between pairs of stations and within the dense array. The two methods are described in the first subsection. In the second subsection off-great circle

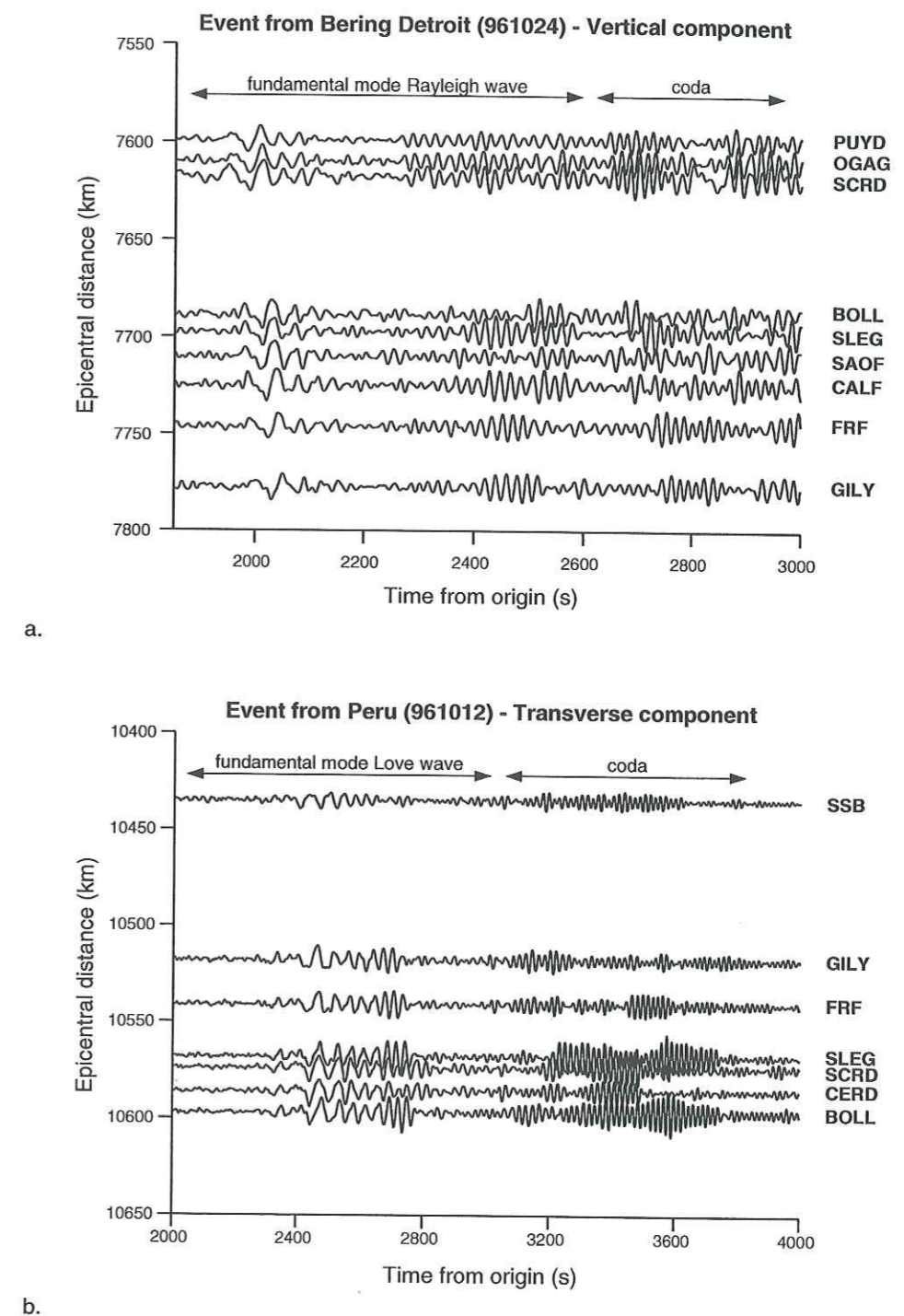


FIG. 5.2 – a. Nine records of the vertical component for an event located in the Bering Detroit (October 24th, 1996) where the dominant phase is the Rayleigh wave. b. Seven records of the transverse component for an event located in Peru (November 12th, 1996) where the dominant phase is the Love wave. The amplitude scale is the same for all the traces, and all data are filtered between 10 and 100 s and corrected for instrument response.

propagation and azimuth correction are used when possible to improve the precision in our measurements. Finally, we present all the dispersion curves measured in the French Alps, and compare our results with the work of Knopoff et al. (1966).

### Methods for phase velocity measurements

To measure interstation phase velocities, we perform Wiener filtering (Wiener, 1949; Taylor and Toksöz, 1982; Hwang and Mitchell, 1986), as the advantage of this method is that the influence of random noise is minimized. At frequencies where the coherence of the two records is higher than 0.98 and the signal-to-noise ratio of each record is greater than 4, the measured phase velocity is considered to be well estimated. We prefer not to smooth the cross- and auto-spectra very severely, even if this may leave some oscillations in the dispersion curve, as severe smoothing can induce anomalies in the phase velocity measurements. Furthermore, in most cases we have several measurements between pairs of stations, so the phase velocity is stabilized by averaging over several measurements.

We proceed in a different way for measuring the phase velocity within the array GEOF. It is generally assumed that phase velocities can not be properly measured for interstation distances much smaller than one wavelength. Though it is theoretically possible to measure time delays much smaller than the sampling rate, the influence of lateral refraction, multiple wave-trains and noise normally render the measurements unreliable. However, we here summarize a method for measuring the phase velocity within a small array as compared to the wavelength under certain conditions. Firstly, the direction of the incident surface wave must be well defined and for this purpose we used the deviations that we measured in a previous study (Cotte et al., 1999). The distance covered by the wave front between two stations can then be accurately determined even if the stations are not properly aligned with the great-circle path. Secondly, events must be selected for which the phase does not present large fluctuations. Using the time delay for each frequency between each pair of stations determined from the phase of the cross-spectrum, and for all events, we performed a linear regression in the (time-delay, distance) diagram. The slope of the line passing through the origin gives the phase velocity. By using the standard deviation on the estimated slope, we also obtained the uncertainty on the phase velocity. Data from station pairs corresponding to a propagation of less than 5 km were discarded to avoid perturbations due to a propagation almost perpendicular to the profile.

### Azimuth corrections

Replacing the great circle arrival azimuths with those measured by Cotte et al. (1999) reduced the standard deviation of the resulting phase velocities in the GEOF array. However, such corrections could not be applied to most of the longer profiles due to lateral heterogeneities between GEOF and the other stations, with the exception of the profile GEOF-OGGM as OGGM is located in a similar crustal structure only 80 km far from GEOF. Data existed for GEOF-OGGM for only one event. Applying the azimuth correction (up to  $16^\circ$  for this event) reduced the standard deviations of the resulting phase velocities, which was obtained by the

average phase velocities between OGGM and the individual stations of GEOF. The neglect of azimuth deviations does probably not significantly influence the phase velocities measured for the other profiles, as ray tracing on a smoothed earth model for the selected events showed only small deviations from the great circle paths, and as the station pairs for these other events generally were located on less thickened crust than at GEOF and OGGM.

### Interpretation of the resulting phase velocities

Before considering the different profiles separately, we averaged all our phase velocity measurements to propose a mean dispersion curve for the French Alps. 31 measurements for Love waves and 41 for Rayleigh waves were averaged. The results are presented in Fig. 5.3, where the black lines are the mean values of phase velocities, and the grey areas show the standard deviation on the measurements. Superimposed (black dots) is the phase velocity for the profile Besançon-Monaco measured by Knopoff et al. (1966) for Rayleigh waves. There is a good agreement between the two dispersion curves, especially between 25 and 60 s period. From 10 to 20 s period, the measurements from Knopoff et al. are slightly higher than ours. This may be due to the fact that their profile is longer than ours, extending north of the Alps where the crust is thinner. In the following discussion, we will refer to our average dispersion curves as ALPL (Alps-Love) and ALPR (Alps-Rayleigh) for Love and Rayleigh waves respectively.

Fig. 5.4 shows all the dispersion curves for the GEOF array and the 8 profiles. The solid lines denote the mean curves for Love and Rayleigh waves, with their standard deviations denoted by the dark and light grey areas respectively. Dashed lines show ALPL and ALPR. Note that the profile SSB-NICE includes all the stations located in the southern part of the French Alps, especially CALF and SAOF for which we have more data than for the temporary stations. We have included for each profile the number of Rayleigh and Love waves measured.

Note the large differences between ALPL and ALPR and the curves corresponding to the array and the different profiles. This is an indication of strong lateral heterogeneities. For GEOF, the dispersion curves show large standard deviations, but they still differ significantly from ALPL and ALPR, especially for the Rayleigh wave where the velocities are up to  $0.5 \text{ km.s}^{-1}$  lower than ALPR. For the interstation profiles, standard deviations are smaller and do not exceed  $\pm 0.2 \text{ km.s}^{-1}$ . The profile GEOF-OGGM has dispersion curves which rapidly increase with the period, up to 50-60 s period. For the profiles GEOF-SAOF and OGGM-SAOF we only have reliable results for the Love wave, and the observed velocities are smaller than ALPL. For GEOF-CALF and OGGM-CALF, large differences are also present between the measurements along the two profiles and the average dispersion curves ALPL and ALPR. For GEOF-SSB and OGGM-SSB, there is no significant difference above 30 s period. Finally, the profile SSB-NICE has a Rayleigh wave dispersion curve for which ALPR fits within the standard deviations, and a Love wave dispersion curve which is lower than ALPL, with differences up to  $0.5 \text{ km.s}^{-1}$ .

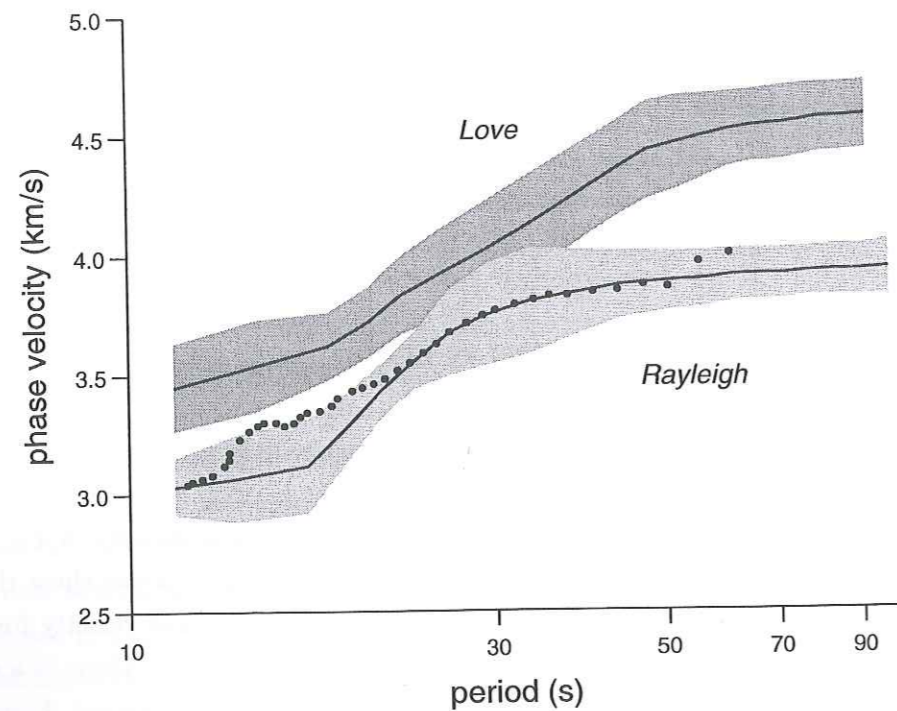


FIG. 5.3 – Average dispersion curves for the French Alps. The solid lines denote the mean curve of Love and Rayleigh waves, and the grey shading represents the standard deviation on the measurements. 31 measurements were averaged for Love waves and 41 for Rayleigh waves. Superimposed on our results (black dots) is the dispersion curve measured by Knopoff et al. (1966) between Besançon and Monaco (B-M line) for Rayleigh wave.

#### 5.1.4 Inversion of phase velocities and lithospheric shear-wave velocity models proposed for the French Alps

##### Method of inversion

We used the two-step inversion method proposed by Shapiro et al. (1997). Firstly, the averaged dispersion curves were inverted using a classical, linearized dispersion scheme (e.g. Herrmann, 1987) to find the simplest shear wave model which fits the theoretical dispersion curves to the observed ones. The number of layers proposed is small, to ensure that the solution is stable and not given by a secondary minimum. In this simple model configuration the final velocity models are similar for very different starting models. The main disadvantage of this approach is that it neglects models with a rapidly varying velocity structure by limiting the number of parameters considered. As a consequence, we subsequently applied random variations in shear-wave velocity and/or depth to this 'average' model to obtain a set of possible models out of which we retained those for which the theoretical dispersion curves fell within the standard deviation of the observed curves. This second step was repeated more than 4500 times so as to give a large population of models, and the average was calculated. We imposed some constraints for

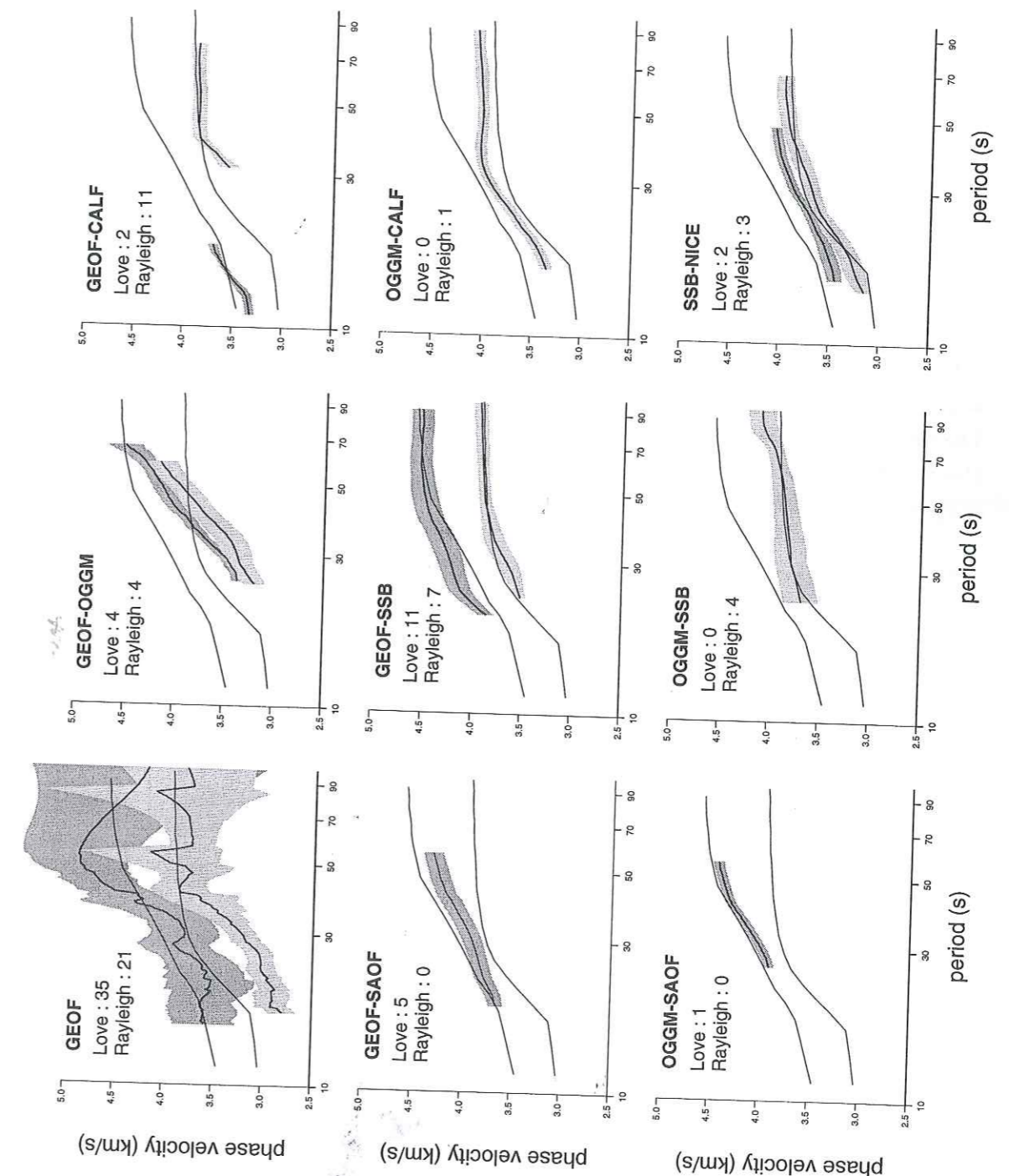


FIG. 5.4 – Phase velocities measured within the array GEOF and between 8 different profiles in the French Alps (see Fig. 5.1). Solid lines represent the average values of the phase velocities. Dark and light grey areas correspond to the standard deviations of the dispersion curves for Love and Rayleigh waves respectively. The average dispersion curves for the French Alps are shown as dashed lines.

calculating the population of possible models, to eliminate models incompatible with the Moho depth and the shear-wave velocity in the upper mantle. The variations in the Moho depth are limited to  $\pm 12$  km, as well as the variations in shear-wave velocity in the uppermost mantle, limited to  $\pm 0.5 - 0.7$  km.s<sup>-1</sup> (depending on the profile and its location).

### Lithospheric shear-wave velocity models in the French Alps

Both Rayleigh and Love waves were simultaneously inverted, under the assumption that the lithosphere is isotropic as the standard deviations calculated on the phase velocities are too large to study the anisotropy. In Fig. 5.5 we show the model obtained using the average phase velocities (ALPL and ALPR) which were presented in Fig. 5.3. The grey lines represent the set of all possible models determined by the two-step inversion and the solid line is the average model. The dashed line shows the model proposed by Knopoff et al. (1966) for the profile Besançon-Monaco. Knopoff et al. suggest a 80 km thick lithosphere while we find a lithospheric thickness of approximately 120 km. In both cases the Moho is located at 40 km depth.

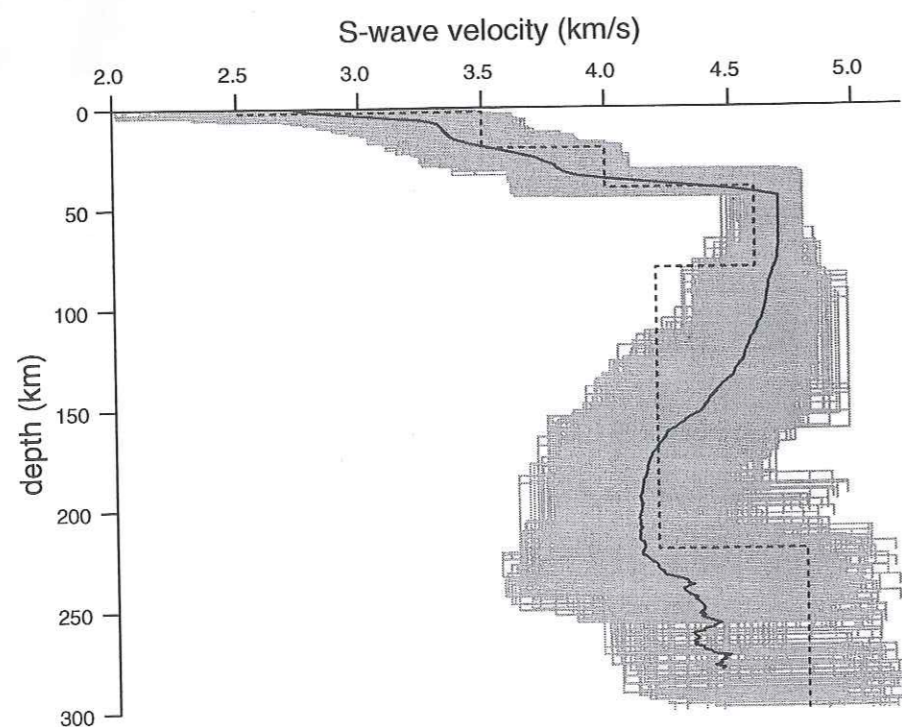


FIG. 5.5 – Average lithospheric shear-wave velocity model obtained by inversion of the average dispersion curves calculated for the French Alps (Fig. 5.3). The grey shading shows the set of all possible models and the solid line represents the average model determined on this set. We superimpose as dashed lines the model proposed by Knopoff et al. (1966) for the Besançon-Monaco profile.

Fig. 5.6 shows the shear-wave velocity models corresponding to the dispersion curves presented in Fig. 5.4. As for Fig. 5.5, the grey lines represent all possible models found by the

inversion, and the solid line is the average model. Some of the models are not well constrained as the inversion offers a large set of possible models. This is either due to a large standard deviation on the phase velocity measurements or due to a phase velocity determined on a too narrow period range.

Two features in Fig. 5.6 are of special interest. Firstly, for a depth of up to 200 km the low velocity zone corresponding to the asthenosphere does not appear in the profiles for GEOF-SAOF and OGGM-SAOF. Secondly, the crustal shear-wave velocity inversion is analogous for the profile GEOF-SSB and under the mini-array GEOF. For these two areas, velocities are high in the middle crust ( $4.5$  km.s<sup>-1</sup> and  $3.9 - 4$  km.s<sup>-1</sup>) and somewhat low in the lower crust ( $3.7$  km.s<sup>-1</sup> and  $3.4$  km.s<sup>-1</sup>).

### 5.1.5 Discussion and conclusions

The lithospheric thicknesses and their uncertainty as determined by all the possible models are shown in Fig. 5.7a. With the exception of the area beneath the GEOF array, the value averages are determined for the whole length of each profile and consequently do not take into account any lateral heterogeneities along each profile. However we can see that the lithospheric thickness increases from the west to the east, from 85-100 km to up 200 km at the easternmost part of the domain. These results are consistent with those obtained by Guyoton (1991) who proposed a 220 km thick lithosphere in the eastern part of the French Alps using P-wave residuals. We interpret these results as a signature of a slab due to the subduction of the European plate under the Apulian one. In Fig. 5.7b, the shear-wave velocity values are presented for the upper mantle and for the upper asthenosphere (in parentheses). Unfortunately, the profiles do not cross each other except in a few places, so it is not possible to interpolate these results into a contour map for the profiles presented in Figs. 5.7a and 5.7b.

Another interesting point is the crustal model beneath the GEOF array. Indeed, all the shear-wave velocity models found for this area present a significant inverse gradient in the crust, with velocities higher in the middle crust than in the lower one. The shear-wave velocities found in the lower crust are low, approximately  $3.4$  km.s<sup>-1</sup>. In a forthcoming study, the influence of the Ivrea body for this array will be discussed.

For a long profile such as GEOF-SSB it is more difficult to interpret the crustal model found by inversion. Firstly, all the models show a 45-50 km deep crust, which is larger than the thickness proposed by Perrier (1979) over the whole profile. Secondly, simultaneous inversion of both Love and Rayleigh waves implies only crustal models with an inverse velocity gradient in the crust. One may suppose that there is an incompatibility between the two waves, due to the large lateral heterogeneities or due to an anisotropy in this area. Inverting only the Rayleigh wave dispersion curves shows models with a 30-35 km thick crust which do not necessarily give an inverse velocity gradient. Unfortunately the comparison with the profile OGGM-SSB is not possible as we only have the Rayleigh wave measurements for this profile. As the implementation of permanent broad-band stations in the Alps is rather recent, the data available for the study



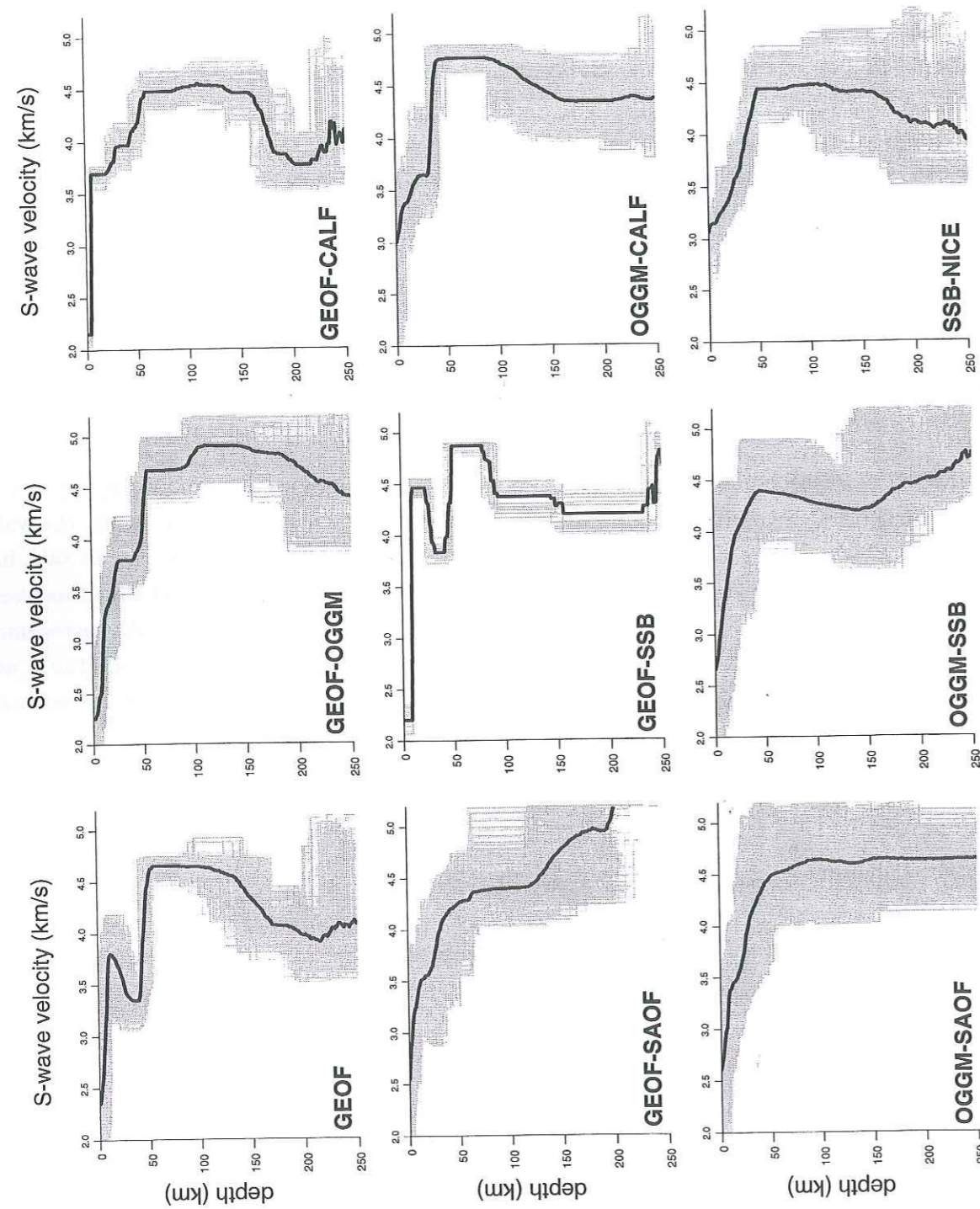


FIG. 5.6 – Lithospheric shear-wave velocity models corresponding to the dispersion curves in Fig. 5.4. The grey shading shows the set of all possible models and the solid line represents the average model.

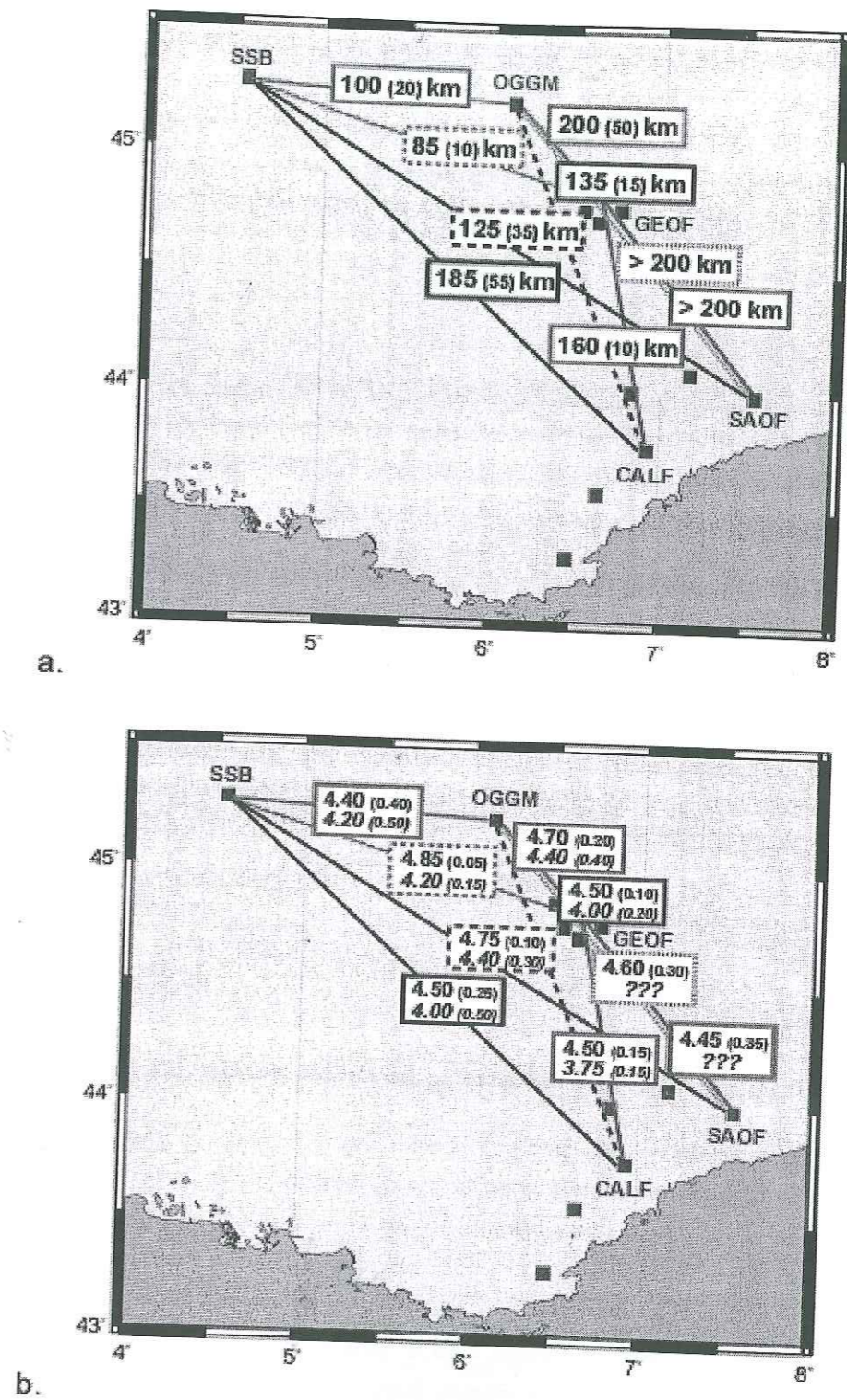


FIG. 5.7 – a. Lithosphere thicknesses and their uncertainties in the French Alps as determined by phase velocity inversion. b. Shear-wave velocities and their uncertainties in the French Alps as determined by phase velocity inversion. Top: shear-wave velocity in the lithosphere; bottom: shear-wave velocity at the summit of the asthenosphere.

of the two profiles is not yet sufficient to allow resolution of this point.

This work is the first surface wave study to resolve lateral variations in the lithosphere structure in the French Alps. To further this analysis it seems clear that studies using mini-arrays of broad-band stations need to be performed including the existing permanent broad-band stations.

**Acknowledgments** Numerical simulations presented in this paper were performed at the Service Commun de Calcul Intensif de l'Observatoire de Grenoble (SCCI). NC is supported by a grant from the Centre National de la Recherche Scientifique of France and the Laboratoire de Détection Géophysique (CEA), contract N° 72B 087/00. The authors thank O. Coutant (Grenoble), E. Bertrand and A. Deschamps (Nice) and the Geoscope team for providing data. O. Coutant is also thanked for technical advice, help with data processing software and participation in field work. The authors are indebted to G. Ménard, F. Thouvenot for fruitful discussions, and to J. Fréchet for encouragement to broad-band experiments in the Alps and for participation in field work. They thank A. Paul et R. Bark for a critical reading of the manuscript. The field experiment was part of the GéoFrance3D program and was supported by the InterReg program of the European Union. All people who participated in the field experiment are gratefully thanked.

## 5.2 Etude de la structure locale sous le réseau GEOF

Deux des neuf modèles présentés sur la Fig. 5.6 montrent un gradient inverse de vitesse dans la croûte. Il s'agit du modèle sous le réseau GEOF et de celui pour le profil GEOF-SSB. Le modèle sous le réseau présente des vitesses des ondes S anormalement élevées dans la croûte moyenne ( $3.9 - 4.0 \text{ km.s}^{-1}$ ) et très faibles dans la croûte inférieure ( $3.4 \text{ km.s}^{-1}$ ). En nous basant sur les modèles géologiques existants, nous proposons de calculer les sismogrammes synthétiques pour les stations du réseau GEOF afin de déterminer l'influence de la structure locale et de comprendre l'inversion de vitesse dans la croûte.

### 5.2.1 Modèle géologique et simulations numériques

Il est connu depuis les années 60 que la très forte anomalie gravimétrique positive de Bouguer qui longe la bordure orientale des Alpes franco-italiennes est due à un corps dense situé entre 10 et 20 km de profondeur (Berckhemer, 1968). Les données sismiques acquises de 1958 à 1966 (e.g. Closs & Labrouste, 1963; Labrouste et al., 1963) ont montré que ce corps était également

caractérisé par des vitesses d'onde P très rapides ( $7.4 \text{ km.s}^{-1}$ ) et l'hypothèse d'une origine mantellique de ce corps - dit corps d'Ivrée - a été émise (Closs & Labrouste, 1963; Berckhemer, 1968).

Ménard & Thouvenot (1984) ont ensuite réinterprété l'anomalie gravimétrique (Fig. 5.8b) et ont proposé trois unités mantelliques (2M, 3M et 4M sur la Fig. 5.8a) dont ils attribuent la mise en place à un écaillage lithosphérique. La base de l'unité 3M est supposée rattachée au chevauchement pennique frontal et son toit est estimé à 10 km de profondeur. Plus à l'ouest, sous la zone briançonnaise, Ménard & Thouvenot (1984) proposent la présence de l'unité 2M. Ils l'ont déterminée à partir d'un changement de gradient dans leur profil gravimétrique, et la relient directement avec certains résultats de réflexions obtenues par les expériences sismologiques (Labrouste et al., 1963). En combinant les observations de la gravimétrie et de la sismologie, ces auteurs ont conclu que le toit de cette unité était à 29 km de profondeur. Sa base serait liée au chevauchement des massifs cristallins externes et elle serait à rattacher à la lithosphère européenne. Ils ont en outre estimé que les unités 2M et 3M étaient trop éloignées l'une de l'autre avec un toit à des profondeurs trop différentes pour pouvoir être associées à une même origine. Ce résultat a été repris plus tard par le groupe ECORS-CROP (1989) et par Thouvenot et al. (1990). Ces derniers estiment le toit de l'unité 2M entre 23 et 29 km de profondeur.

Par ailleurs, il faut noter que les études de tomographie crustale (Solarino et al., 1996 et 1997) ne retrouvent pas l'unité 2M de la Fig. 5.8, et les nouvelles modélisations de données gravimétriques (résultats non publiés de F. Masson, 1999), réalisées dans le cadre de GéoFrance3D-Alpes, ne font plus appel à cette unité. Son existence est donc actuellement discutée, et nous espérons que les résultats de l'expérience sismologique menée en septembre 1999 par A. Paul et F. Thouvenot (LGIT-Grenoble) pour enregistrer les réflexions sur cette unité permettront de lever l'incertitude.

Nous avons montré par inversion des vitesses de phase qu'il y avait une forte inversion de vitesse  $V_s$  dans la croûte sous la zone briançonnaise. De ce fait, pour construire notre modèle crustal pour le calcul des sismogrammes synthétiques nous avons décidé de prendre en considération l'unité 2M pour avoir ainsi une forte hétérogénéité à proximité de notre réseau. En outre, comme nous travaillons à de grandes longueurs d'onde (entre 30 et 400 km) et comme les unités 2M et 3M ne sont distantes que de 40-50 km à leur sommet, nous proposons un modèle crustal simple qui regroupe les unités 2M et 3M en une seule entité. Ce modèle simplifié est représenté sur la Fig. 5.9. Il s'agit d'un modèle 2D dont l'axe de la structure est  $N30^\circ$ . Le Moho est à 30 km de profondeur au nord-ouest, à 35 km au sud-est et atteint la profondeur de 50 km sous le réseau. Les paramètres élastiques de ce modèle sont donnés en Tab. 5.2.

Dans ce modèle, nous avons calculé les sismogrammes synthétiques pour des stations localisées dans la zone briançonnaise, représentées par des triangles sur la Fig. 5.9. A partir du calcul fait pour le profil de stations linéaire, nous avons défini le réseau GEOF (Fig. 5.1). Nous obtenons les sismogrammes synthétiques pour les stations du réseau en ajoutant la phase suivant la direction de propagation.

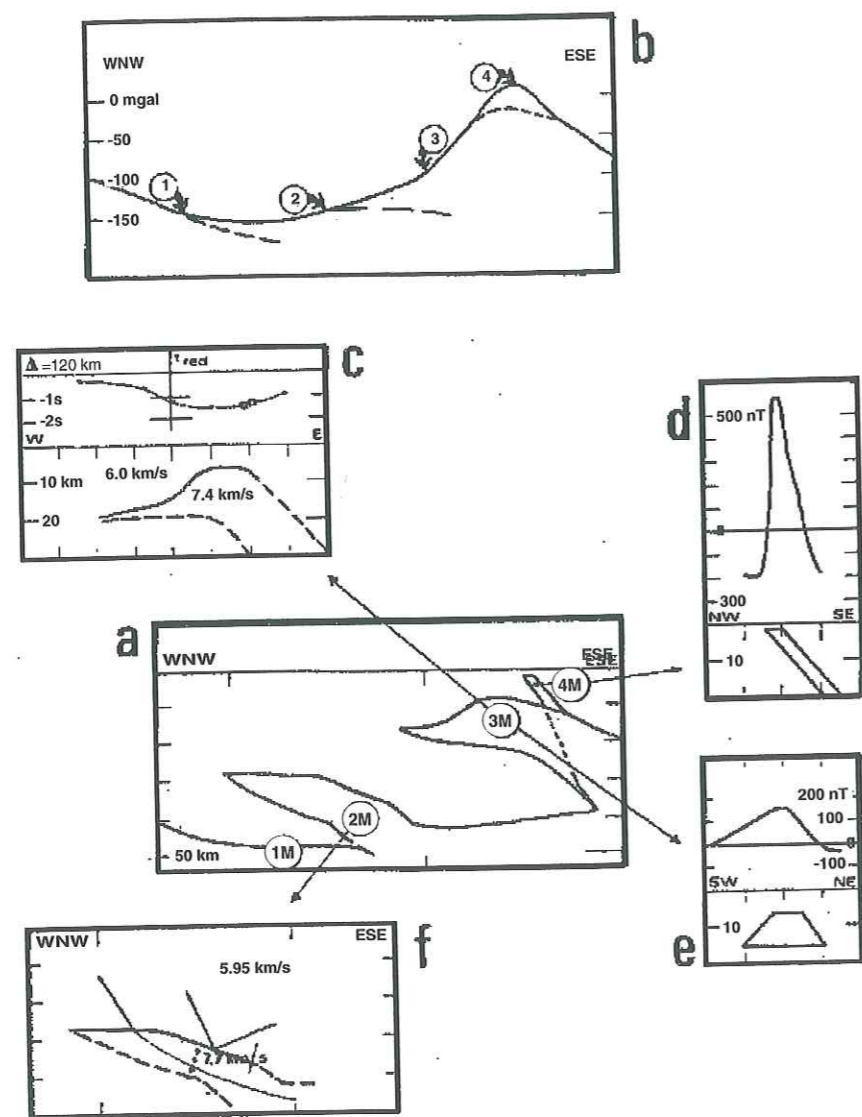


FIG. 5.8 – Profil gravimétrique (b) et modèle crustal proposé (a) par Ménard & Thouvenot (1984). Les unités 1M, 2M, 3M et 4M sont des unités mantelliques dont certaines sont à rattacher au corps d'Ivrée (3M et 4M).

### 5.2.2 Mesures de vitesse de phase et inversion : comparaison entre les observations et les simulations numériques

A partir des sismogrammes synthétiques calculés pour chacune des stations du réseau GEOF, nous avons fait la même analyse de réseau que celle faite avec les données. Les distances entre stations sont corrigées des écarts du rai par rapport au grand-cercle, mesurés à l'intérieur du réseau avec les sismogrammes synthétiques. La déviation mesurée pour 30 s de période est de +8° dans ce cas. Comme nous ne savions pas exactement où se positionnait le corps mantellique sous notre réseau, nous avons fait la mesure pour trois localisations différentes. Le premier réseau, appelé B sur la Fig. 5.9, est centré sur l'extrémité ouest du corps mantellique. Les deux autres

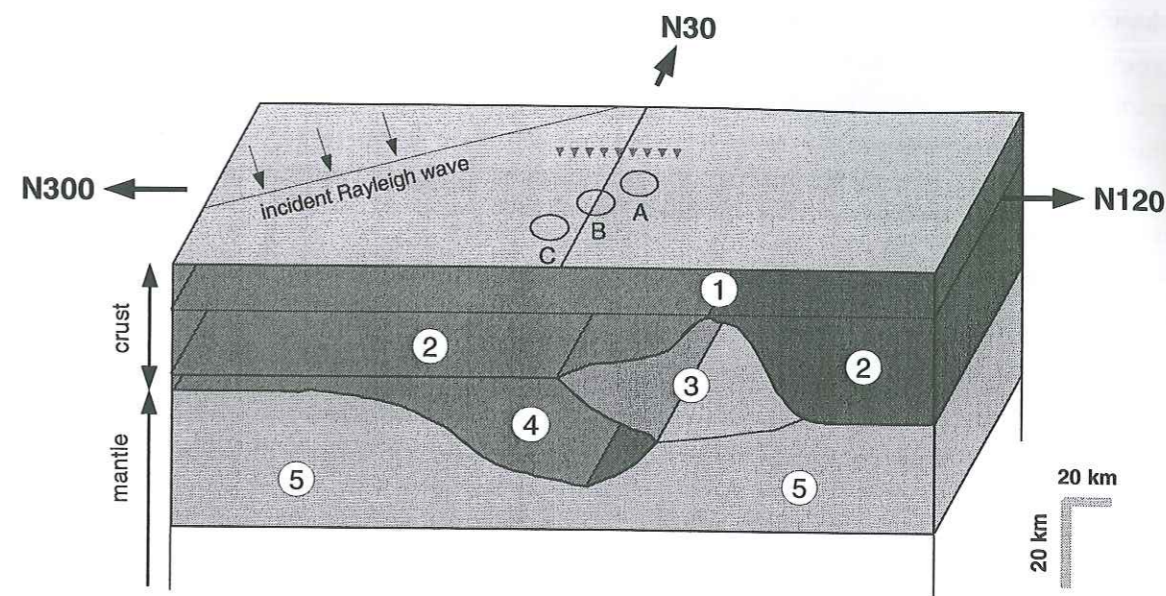


FIG. 5.9 – Modèle crustal proposé pour le calcul des sismogrammes synthétiques. Ce modèle lissé est adapté de Ménard & Thouvenot (1984). L'axe de la structure 2D est orienté N30° et la zone briançonnaise est caractérisée par l'approfondissement du Moho à 50 km. Les paramètres élastiques sont donnés en Tab. 5.2. L'onde de Rayleigh incidente utilisée pour les calculs arrive avec un angle de 60° sur la structure, i.e. du nord. Les sismogrammes synthétiques sont calculés pour un profil de stations linéaire représenté par les triangles. Trois localisations de réseau sont définies (A, B et C), schématisées par les cercles en surface.

réseaux, A et C, sont respectivement décalés de 10 km vers l'est et vers l'ouest.

Pour ces trois configurations, nous avons mesuré la vitesse de phase pour l'onde de Rayleigh. Les courbes obtenues sont présentées sur la Fig. 5.10a et les symboles définissent la vitesse de phase moyenne pour chacun des réseaux (voir légende). Les cercles représentent la vitesse de

numéro de couche	$V_p$ (km.s <sup>-1</sup> )	$V_s$ (km.s <sup>-1</sup> )	$\rho$ (g.cm <sup>-3</sup> )	$Q_p$	$Q_s$
1	4.30	2.50	2.5	20000	20000
2	6.10	3.50	2.7	20000	20000
3	7.10	4.10	3.0	20000	20000
4	6.40	3.70	2.8	20000	20000
5	7.90	4.55	3.1	20000	20000

TAB. 5.2 – Vitesses ( $V_p$  et  $V_s$ ), masses volumiques ( $\rho$ ) et facteurs de qualité ( $Q_p$  et  $Q_s$ ) utilisés pour chaque couche numérotée dans le modèle de la Fig. 5.9 pour le calcul de sismogrammes synthétiques.

phase moyenne mesurée sur nos données pour l'onde de Rayleigh, et les barres sont les écart-types sur la mesure. Pour des périodes plus grandes que 40 s, nous avons un très bon accord entre toutes les courbes de dispersion. En revanche, pour des périodes plus courtes les valeurs diffèrent significativement. Ce qui est surprenant, c'est qu'à courte période les vitesses les plus fortes sont pour le réseau C, le plus à l'extérieur de la structure mantellique (le plus à l'ouest), et donc là où l'effet de cette structure est a priori moindre. La géométrie de ce corps mantellique présente plusieurs points anguleux et les contrastes de vitesse sont forts. En conséquence nous ne pouvons pas exclure des effets de diffraction qui peuvent perturber la mesure en surface.

L'inversion des courbes de dispersion donne les résultats présentés sur la Fig. 5.10b. L'ensemble des courbes en gris clair montre les modèles possibles pour l'inversion de nos données expérimentales, et le trait plein épais est le modèle moyen proposé sous le réseau GEOF. L'inversion pour les sismogrammes synthétiques offre les modèles moyens qui sont dessinés en traits fins (voir légende). Nous remarquons que pour le réseau C, qui est le plus à l'ouest et en limite du corps mantellique, nous n'obtenons pas d'inversion du gradient de vitesse dans la croûte. En revanche, pour les réseaux A et B nous avons une inversion de vitesse dans la croûte inférieure. Une observation, qui est une conséquence des remarques faites sur les courbes de dispersion pour les périodes inférieures à 40 s, est que globalement les vitesses dans la croûte sont plus fortes pour le réseau C que pour le réseau A. Ce résultat n'était pas attendu car nous pensions obtenir de plus fortes vitesses au dessus du corps mantellique.

Cette étude a permis de montrer que la présence d'un corps mantellique sous le réseau GEOF, ou à sa proximité, pouvait être à l'origine de l'inversion du gradient de vitesse obtenu dans la croûte avec les données. En revanche, malgré les forts contrastes de vitesse proposés dans le modèle pour les simulations, nous n'obtenons pas de variations de vitesse entre la croûte moyenne et la croûte inférieure aussi grandes que celles déterminées avec les données. La vitesse dans la croûte inférieure est anormalement faible dans cette zone ( $V_s = 3.4 \text{ km.s}^{-1}$ ). En outre, les phénomènes de diffraction associés à la présence d'une telle hétérogénéité crustale ne nous permettent pas de déterminer ni la géométrie ni la taille de ce corps.

### 5.3 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons montré que l'analyse des ondes de surface à l'échelle régionale permettait d'étudier la structure des Alpes occidentales. Ainsi, nous avons déterminé de fortes variations latérales de la lithosphère, épaisse de 85-100 km à l'ouest, et s'épaississant vers l'est sous l'axe de la chaîne. De plus, pour les profils GEOF-SAOF et OGGM-SAOF situés les plus à l'est de la région étudiée, la limite lithosphère-asthénosphère n'apparaît pas sur nos modèles obtenus par inversion des courbes de dispersion jusqu'à la profondeur de 200 km. Nous interprétons cette observation comme étant la signature du slab résultant de la subduction de la plaque européenne sous la plaque apulienne.

Par ailleurs, le modèle de vitesse obtenu sous le réseau temporaire GEOF montre une inversion du gradient de la vitesse entre la croûte moyenne et la croûte inférieure. Nous avons proposé un modèle de croûte simple incluant le corps mantellique dit corps d'Ivrée pour le cal-

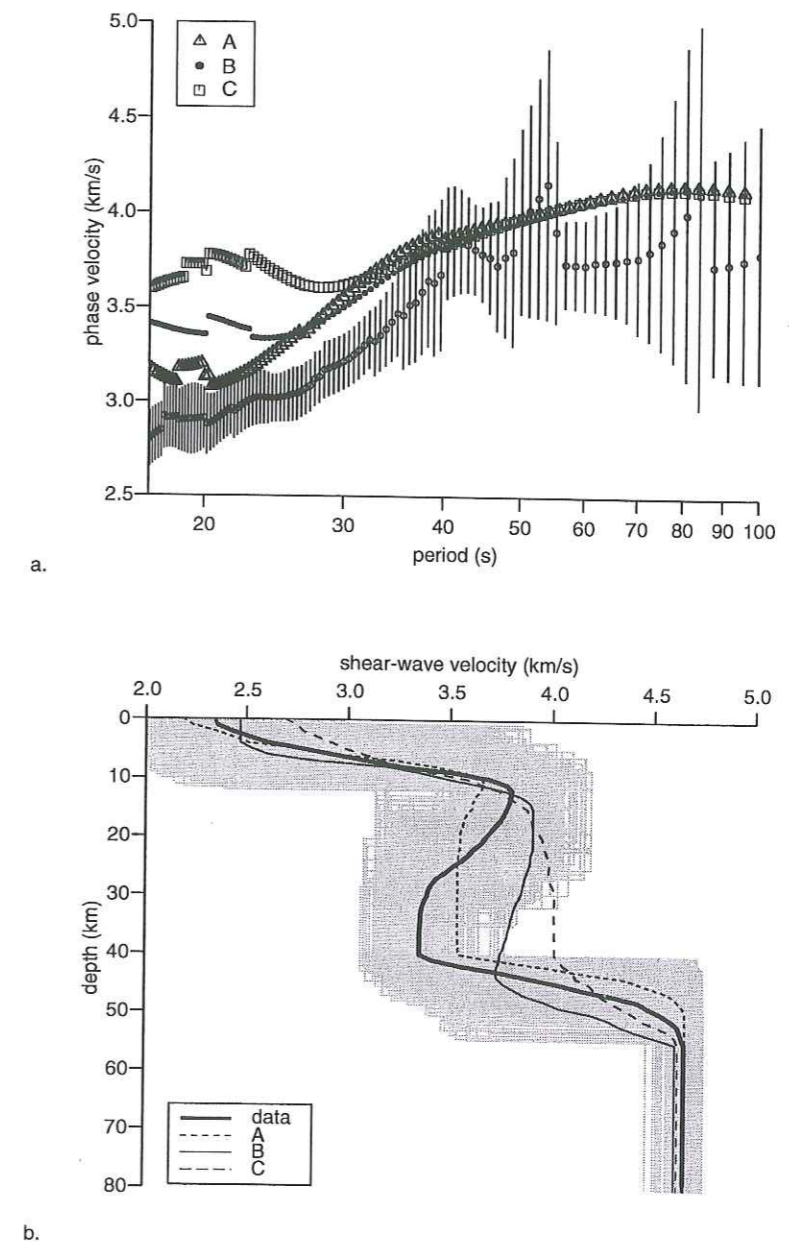


FIG. 5.10 – (a). Vitesses de phase mesurées pour les trois réseaux A, B et C de la Fig. 5.9. Triangles : réseau A, cercles pleins : réseau B, carrés : réseau C. Les cercles représentent la vitesse de phase moyenne mesurée sur nos données pour l'onde de Rayleigh, et les barres sont les incertitudes sur la mesure. (b). Modèles en vitesse des ondes S obtenus par inversion des courbes de dispersion présentées en (a). Trait en pointillé : réseau A, trait plein fin : réseau B, trait en tiret : réseau C. Les traits en gris clair représentent la population des modèles possibles, et le trait plein épais est la moyenne sur cet ensemble de modèles.

cul de sismogrammes synthétiques. Malgré les effets importants liés à la diffraction des ondes, nous avons montré que ce modèle crustal pouvait expliquer le gradient inverse de vitesse observé. En revanche, nos simulations numériques n'expliquent pas les faibles vitesses  $V_s$  observées dans la croûte inférieure. Des vitesses  $V_s$  de  $3.40 \pm 0.2 \text{ km.s}^{-1}$  dans la croûte inférieure entre 30 et 50 km de profondeur sont anormalement faibles. Nous pouvons évoquer la présence de fluide ou une augmentation de la température due à l'épaississement crustal et à l'écaillage lithosphérique comme étant l'origine de cette observation.

## 5.4 Bibliographie

- Babuška V., and J. Plomerová, 1993. Lithospheric thickness and velocity anisotropy-seismological and geothermal aspects, *Tectonophys.*, **225**, 79-89.
- Babuška V., J. Plomerová, and J. Šílený, 1984. Spatial variations of P residuals and deep structure of the European lithosphere, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **79**, 363-383.
- Berckhemer, H., 1968. Topographie des Ivrea-Körpers, abgeleitet aus seismischen und gravimetrischen Daten, *Schweiz. mineral. petrogr. Mitt.*, **48**, 235-246.
- Closs, H., and Y. Labrouste, 1963. Recherches séismologiques dans les Alpes occidentales au moyen de grandes explosions en 1956, 1958 et 1960, *Mém. Coll. Ann. Géophys. Int.*, **12**, CNRS Paris, 241 p.
- Cotte, N., H. Pedersen, and M. Campillo, 1999. Off-great circle propagation of intermediate period surface waves as observed on a dense array in the French Alps, *submitted to Geophys. J. Int.*.
- Coutant, O., A. Deschamps, and S. Gaffet, 1999. Permanent broad-band seismic networks in the French Alps, *submitted to Journal of Seismology*.
- Debelmas, J., and C. Kerckhove, 1980. Les Alpes franco-italiennes, *Géol. alpine*, **56**, 21-58.
- Dost, B., 1990. Upper mantle structure under Western Europe from fundamental and higher mode surface waves using the NARS array, *Geophys. J. Int.*, **100**, 131-151.
- Dost, B., 1986. Preliminary results from higher-mode surface-wave measurements in Western Europe using the NARS array, *Tectonophysics*, **128**, 289-301.
- ECORS-CROP Deep Seismic Sounding Group, 1989. A new picture of the Moho under the Western Alps, *Nature*, **337**, 249-251.
- Fréchet, J., N. Béthoux, M. Campillo, M. Cattaneo, A. Paul, F. Thouvenot, P. Augliera, R. Guiguet, L. Jenatton, V. Lanza, H. Pedersen, D. Spallarossa, C. Sue, and Geof Team, 1998. A dense temporary seismic network in the W. Alps, *Annales Geophys.*, EGS meeting, Nice-France, 88.
- Guyoton, F., 1991. Sismicité et structure lithosphérique des Alpes occidentales, *Thèse de Doctorat*, Université Joseph Fourier, Grenoble.
- Herrmann, R. B., 1987. Computer programs in seismology, *Saint Louis University*.
- Hwang, H. J., and B. J. Mitchell, 1986. Interstation surface wave analysis by frequency-domain Wiener deconvolution and modal isolation, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **76**, 847-864.

- Italian Explosion Seismology Group and Institute of Geophysics (ETH Zürich), 1981. Crust and upper mantle structures in the southern Alps from deep seismic sounding profiles (1977, 1978) and surface wave dispersion analysis, *Boll. di Geof. teor. ed appl.*, **XIII**(92), 297-330.
- Keilis-Borok, V. I., 1989. Seismic Surface Waves in a Laterally inhomogeneous Earth, *Kluwer Academic Publishers*.
- Knopoff, L., S. Mueller, and W. L. Pilant, 1966. Structure of the crust and upper mantle in the Alps from the phase velocity of Rayleigh waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **56**, 1009-1044.
- Labrouste, Y., M. A. Choudhury, and G. Perrier, 1963. Essai d'interprétation, *In: Closs et Labrouste*, 176-201.
- Marquering, H., and R. Snieder, 1996. Shear-wave velocity structure beneath Europe, the northeastern Atlantic and western Asia from waveform inversions including surface-wave mode coupling, *Geophys. J. Int.*, **127**, 283-304.
- Ménard, G., and F. Thouvenot, 1984. Ecaillage de la lithosphère européenne sous les Alpes occidentales: arguments gravimétriques et sismiques liés à l'anomalie d'Ivréa, *Bull. Soc. géol. France*, **7**, t. XXVI, n°5, 875-884.
- Nolet, G., 1990. Partitioned waveform inversion and two-dimensional structure under the Network of Autonomously Recording Seismographs, *J. Geophys. Res.*, **95**, 8499-8512.
- Nolet, G., 1977. The upper mantle under Western Europe inferred from the dispersion of Rayleigh modes, *Z. Geophys.*, **43**, 265-286.
- Panza, G., S. Mueller, and G. Calcagnile, 1980. The gross features of the lithosphere-asthenosphere system in Europe from seismic surface waves and body waves, *Pure and app. geophys.*, **118**, 1209-1213.
- Paul, A., F. Thouvenot, J. Fréchet, M. Cattaneo, D. Spallarossa, and N. Béthoux, 1998. Local earthquake tomography of the south-western Alps (GéoFrance3D 1996 experiment), *Annales Geophys.*, EGS meeting, Nice-France, 90.
- Pedersen, H., V. Maupin, and M. Campillo, 1996. Wave diffraction in multilayered media with the indirect boundary element method: application to 3-D diffraction of long-period surface waves by 2-D lithospheric structures, *Geophys. J. Int.*, **125**, 545-558.
- Perrier, G., 1979. La structure des Alpes occidentales déduite des données géophysiques, *Ecl. geol. Helv.*, **73**, 407-424.
- Romanowicz, B., M. Cara, J.-F. Fels, and G. Roullet, 1984. GEOSCOPE: a French initiative in long period three component global seismic networks. *EOS, Trans. Am. Geophys. Union*, **65**, 753-756.

- Shapiro, N. M., M. Campillo, A. Paul, S. K. Singh, D. Jongmans, and F. J. Sanchez-Sesma, 1997. Surface-wave propagation across the Mexican Volcanic Belt and the origin of the long-period seismic-wave amplification in the valley of Mexico, *Geophys. J. Int.*, **128**, 151-166.
- Solarino, S., D. Spallarossa, S. Parolai, M. Cattaneo, and C. Eva, 1996. Litho-asthenospheric structures of northern Italy as inferred from teleseismic P-wave tomography, *Tectonophysics*, **260**, 271-289.
- Solarino, S., E. Kissling, S. Sellami, G. Smriglio, F. Thouvenot, M. Granet, K. P. Bonjer, and D. Sleijko, 1997. Compilation of a recent seismicity data base of the greater Alpine region from several seismological networks and preliminary 3D tomographic results, *Ann. Geof.*, **XL**, 161-174.
- Solarino, S., E. Kissling, and C. Eva, 1997. Earthquake tomography of the Ivrea-body, *Ecl. Geol. Helv.*, **90**, 357-364.
- Taylor, S. R., and M. N. Toksöz, 1982. Measurement of interstation phase and group velocities and Q using Wiener filtering, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **72**, 73-91.
- Thouvenot, F., A. Paul, G. Sénéchal, A. Hirn, and R. Nicolich, 1990. ECORS-CROP wide-angle reflection seismics: constraints on deep interfaces beneath the Alps, *Mém. Soc. géol. Fr.*, **156**, 97-106.
- Thouvenot, F., 1996. Aspects géophysiques et structuraux des Alpes occidentales et de trois autres orogènes (Atlas, Pyrénées, Oural), *Thèse de Doctorat d'Etat*, Université Joseph Fourier, Grenoble.
- Wiener, N., 1949. Time series, *M.I.T. Press*, Cambridge, Massachusetts, 163pp.
- Zielhuis, A., and G. Nolet, 1994. Shear-wave velocity variations in the upper mantle beneath central Europe, *Geophys. J. Int.*, **117**, 695-715.

## Chapitre 6

### Etude régionale de la réfraction latérale des ondes de Rayleigh et conséquence sur les études lithosphériques - Application aux données TOR1

Ce chapitre est consacré à l'étude de structures lithosphériques par l'analyse des ondes de surface à l'échelle régionale dans le nord de l'Europe. Les données dont nous disposons sont celles enregistrées dans le cadre du projet européen TOR1 pour l'étude de la zone de Tornquist en Europe du nord (Allemagne, Danemark et Suède), ainsi que les données des stations large-bande permanentes de la région.

Dans la première partie nous présenterons la région étudiée et son intérêt géodynamique, et nous replacerons la zone de Tornquist dans son contexte structural. Ce sera l'occasion de définir le cadre de l'expérience TOR1 et ses enjeux, ainsi que de présenter les données large-bande. Puis dans la seconde partie nous étudierons les réfractions latérales des ondes de Rayleigh. La troisième partie fera état des vitesses de phase mesurées et dans la quatrième partie nous présenterons les résultats obtenus par l'inversion des vitesses de phase.

#### 6.1 Présentation de la région étudiée et de l'expérience TOR1

La région étudiée présente un enjeu tectonique important puisqu'elle est caractérisée par la juxtaposition d'un "vieux" et d'un "jeune" continent en Europe du nord. Nous exposerons la situation géodynamique et tectonique de cette région. Ceci nous amènera à présenter l'expérience TOR1 réalisée dans ce cadre et à définir ses enjeux.

### 6.1.1 Les variations latérales de la lithosphère en Europe et en Fennoscandinavie

#### La lithosphère sous l'Europe

Depuis plus de 20 ans, de larges variations latérales de la lithosphère ont été déterminées sur l'ensemble de l'Europe. En 1980, Panza et al. proposent une régionalisation de la vitesse de phase en Europe à partir des analyses des ondes de surface. Ils en déduisent une carte assez grossière des isobathes de la lithosphère et des vitesses  $V_s$  à sa base et au sommet de l'asthénosphère.

A partir des ondes P de téléseismes, Babuška et al. (1984, 1988) présentent une carte des résidus qui montre de grandes disparités, avec par exemple un résidu de -1.8 s à l'est des Carpathes, de -1.0 s sous les Alpes occidentales et de +1.5 s sous le Luxembourg. Ici les variations latérales de la lithosphère s'observent à plus petite longueur d'onde. Plus tard, Babuška & Plomerová (1993) reprennent en partie ces résultats en les associant à des mesures de flux de chaleur et de magnétotellurisme. Ils déterminent alors une carte européenne de l'épaisseur lithosphérique en montrant des variations latérales de plus petite échelle que celles présentées par Panza et al. (1980) avec des isobathes de l'épaisseur de la lithosphère dessinées tous les 20 km. L'épaisseur de la lithosphère sous l'Europe est comprise entre 60 et 220 km avec de forts gradients latéraux.

Avec l'étude des ondes de surface, le groupe de recherche d'Utrecht (Pays-Bas) a lui aussi entrepris la détermination des variations latérales de la structure lithosphérique, avec un travail initié par Nolet (1977). Ce groupe a développé des études basées sur l'inversion de la forme d'onde des modes fondamentaux et supérieurs des ondes de surface. Leur inversion prend en compte un milieu hétérogène. Dost (1986, 1990) a repris cette analyse et montre que sous le réseau NARS de large variations latérales sont observées. En 1988, Snieder montre qu'à l'échelle européenne il y a de grandes variations latérales dans la zone à moindre vitesse (LVZ) localisée entre 100 et 200 km de profondeur. Par la suite, Zielhuis & Nolet (1994) présentent le modèle de vitesse EUR-S91 déterminé jusqu'à 670 km de profondeur. Enfin, Marquering & Snieder (1996) proposent un nouveau modèle de vitesse, appelé EUR-SC'95. La caractéristique de ce modèle est qu'il rend compte d'une grande fourchette de longueur d'onde d'hétérogénéités.

De nos jours, la carte de l'épaisseur de la lithosphère sous l'Europe est bien définie pour les hétérogénéités de grande longueur d'onde, c'est-à-dire de taille supérieure à la centaine de kilomètres. En revanche, les variations brutales dans la structure de la lithosphère, de longueur d'onde décakilométrique, sont encore mal déterminées.

#### La zone de Tornquist et les changements de structure lithosphérique qui lui sont associés

Les études présentées ci-dessus montrent qu'en Europe il existe de grandes variations latérales de la lithosphère. Certaines de ces variations sont dues à la nature de la lithosphère étudiée. En effet, l'Europe de l'est et la Fennoscandinavie sont d'âge protérozoïque et appartiennent à un "vieux" continent. D'autre part, l'Europe centrale d'âge phanérozoïque représente un continent "jeune". Ces deux blocs sont séparés par la zone de Teisseyre-Tornquist (TTZ) au sud, et par

la zone de Sorgenfrei-Tornquist (STZ) au nord. Les deux zones se rejoignent entre la Suède et l'Allemagne.

Dans cette partie, nous nous focalisons sur la lithosphère autour de la TTZ et de la STZ. Parmi les études basées sur l'analyse des ondes de surface, Snieder (1988) détermine des vitesses  $V_s$  élevées sous le bouclier baltique. De plus il estime une transition abrupte du modèle lithosphérique au niveau de la TTZ, entre 100 et 200 km de profondeur. En 1990, Dost montre que la limite lithosphère-asthénosphère n'apparaît pas sous le bouclier baltique. Zielhuis & Nolet (1994) montrent une TTZ jusqu'à au moins 140 km de profondeur, avec de fortes vitesses sous le bouclier baltique et plus faibles sous les régions plus jeunes de l'Europe. Ils estiment sous la TTZ un contraste de vitesse de 12% à 80 km de profondeur et une LVZ à 300-400 km. Enfin, Marquering & Snieder (1996) montrent eux aussi les fortes variations latérales autour de la TTZ à 80 et 140 km de profondeur, et définissent une transition brutale.

Calcagnile (1991) utilise le mode fondamental et les deux premiers modes supérieurs de l'onde de Rayleigh pour déterminer une LVZ entre 140 et 350 km de profondeur sous la Suède et entre 220 et 290 km sous la mer baltique. En 1994, Pedersen et al. montrent avec l'analyse de l'onde de Rayleigh qu'une telle LVZ n'apparaît pas sous la Norvège mais apparaît sous le Danemark entre 120 et 200 km. Par ailleurs, Alsina & Snieder (1996) déterminent la direction d'arrivée et la lenteur des ondes de surface. Ils montrent ainsi l'importance de la réfraction des ondes de surface sur la TTZ. Cette zone apparaît comme une structure majeure pour la propagation des phases sismiques régionales et Schweitzer (1995) montre comment les  $P_n$  et les  $P_g$  de rai perpendiculaire à la TTZ sont bloquées. Des zones d'ombre pour l'énergie sont alors observées et des modèles proposent une LVZ jusqu'à 200 km de profondeur sous cette zone. A partir de la réfraction des ondes S en ondes P, Sacks et al. (1979) ont défini un bouclier baltique épais de  $250 \pm 15$  km à  $2 - 3^\circ$  du réseau NORSAR. En corrélant les épaisseurs de la lithosphère avec les flux de chaleur, Pollack & Chapman (1997) montrent un bouclier épais de 200 km. Enfin, avec les résidus des ondes P, Husebye & Ringdal (1978) et Husebye & Hovland (1982) montrent que le bouclier baltique est caractérisé par des vitesses sismiques élevées jusqu'à au moins 250-300 km de profondeur.

Les résultats cités ci-dessus, et en particulier les résultats récents, s'accordent pour dire que le bouclier baltique présente une lithosphère épaisse, même si tous ne donnent pas les mêmes valeurs de l'épaisseur, ainsi que des vitesses  $V_s$  dans la lithosphère élevées comparativement à l'Europe phanérozoïque à l'ouest. En outre, la zone de Tornquist apparaît comme une transition très abrupte entre les deux blocs continentaux.

### 6.1.2 Présentation géodynamique et tectonique de la zone de Tornquist

De nombreuses études telles que l'European Geotraverse (1992) ont permis d'apporter des contraintes à la structure crustale en Europe du nord, notamment grâce à la sismique. De nettes variations latérales de croûte apparaissent tant sur le plan lithologique que sur les épaisseurs (e.g. Thybo, 1990; Berthelsen, 1992; Tryggvason et al., 1998; Thybo et al., 1998). Ces varia-



tions s'expliquent par la nature différente des deux blocs continentaux entrant en jeu : nous avons d'une part l'Europe protérozoïque composée d'une croûte précambrienne en Suède et en Europe de l'est, et d'autre part nous avons l'Europe centrale phanérozoïque, avec une croûte héritée en grande partie des orogénèses calédonienne et varisque et de quelques reliques crustales précambriennes.

De manière plus détaillée autour de la STZ, nous distinguons de la Suède à l'Allemagne, en passant par le Danemark, plusieurs unités géologiques et tectoniques (e.g. EUGENO-S Working Group, 1988; Thybo, 1990; Berthelsen, 1992; Tryggvason et al., 1998; Thybo et al., 1998), comme le montre la Fig. 6.1 :

#### 1. le bouclier baltique

Ce bouclier, localisé en Suède, présente une croûte précambrienne épaisse de 35 km jusqu'à 45 km au centre. Dans cette région, la couverture sédimentaire est quasi-absente et le socle est cristallin. La croûte supérieure est épaisse d'à peu près 10 km avec des vitesses  $V_p$  comprises entre 5.9 et 6.5  $km.s^{-1}$ . Quant à la croûte inférieure, les vitesses  $V_p$  varient entre 6.5 et 6.9  $km.s^{-1}$ .

#### 2. le bassin norvégien-danois

Ce bassin se situe au sud-ouest de la STZ. La croûte est moins épaisse que dans le bouclier baltique adjacent, avec des croûtes supérieure et inférieure de 12 et 9-15 km respectivement, surmontées d'une couche sédimentaire d'une épaisseur maximale de 9 km.

#### 3. les monts du Ringkøbing Fyn

Sous ces monts, situés au sud sud-ouest du Danemark, nous avons un approfondissement du Moho qui varie entre 30 et 35 km. Ici la couverture sédimentaire est mince, avec seulement 3 km d'épaisseur.

#### 4. le bassin nord-germanique

Sous le bassin nord-germanique le Moho est à 30 km de profondeur approximativement. L'épaisseur de la croûte cristalline varie beaucoup latéralement, ainsi que l'épaisseur des sédiments, avec des valeurs comprises entre 9 et 15 km. Dans cette région, la croûte supérieure est plus épaisse que la croûte inférieure.

La Fig. 6.2, extraite de Tryggvason et al. (1998), reprend les structures précédemment décrites et propose une coupe nord-sud. Elle permet de voir clairement les variations latérales du Moho, des croûtes inférieure et supérieure et de la couverture sédimentaire. Les vitesses des ondes P sont superposées à cette coupe par l'échelle de gris (original en couleur).

D'un point de vue lithologique, il apparaît alors que la STZ ne représente pas la limite entre le bouclier européen précambrien et l'Europe phanérozoïque. En effet, jusqu'au sud des monts du Ringkøbing Fyn nous retrouvons la structure crustale correspondant au bouclier baltique. La coupe de la Fig. 6.2 montre clairement que l'amincissement crustal du nord au sud intervient dans la croûte inférieure, avec une transition très nette au niveau de la STZ, alors que la croûte supérieure garde une épaisseur à peu près constante. Plus au sud, au niveau du bassin

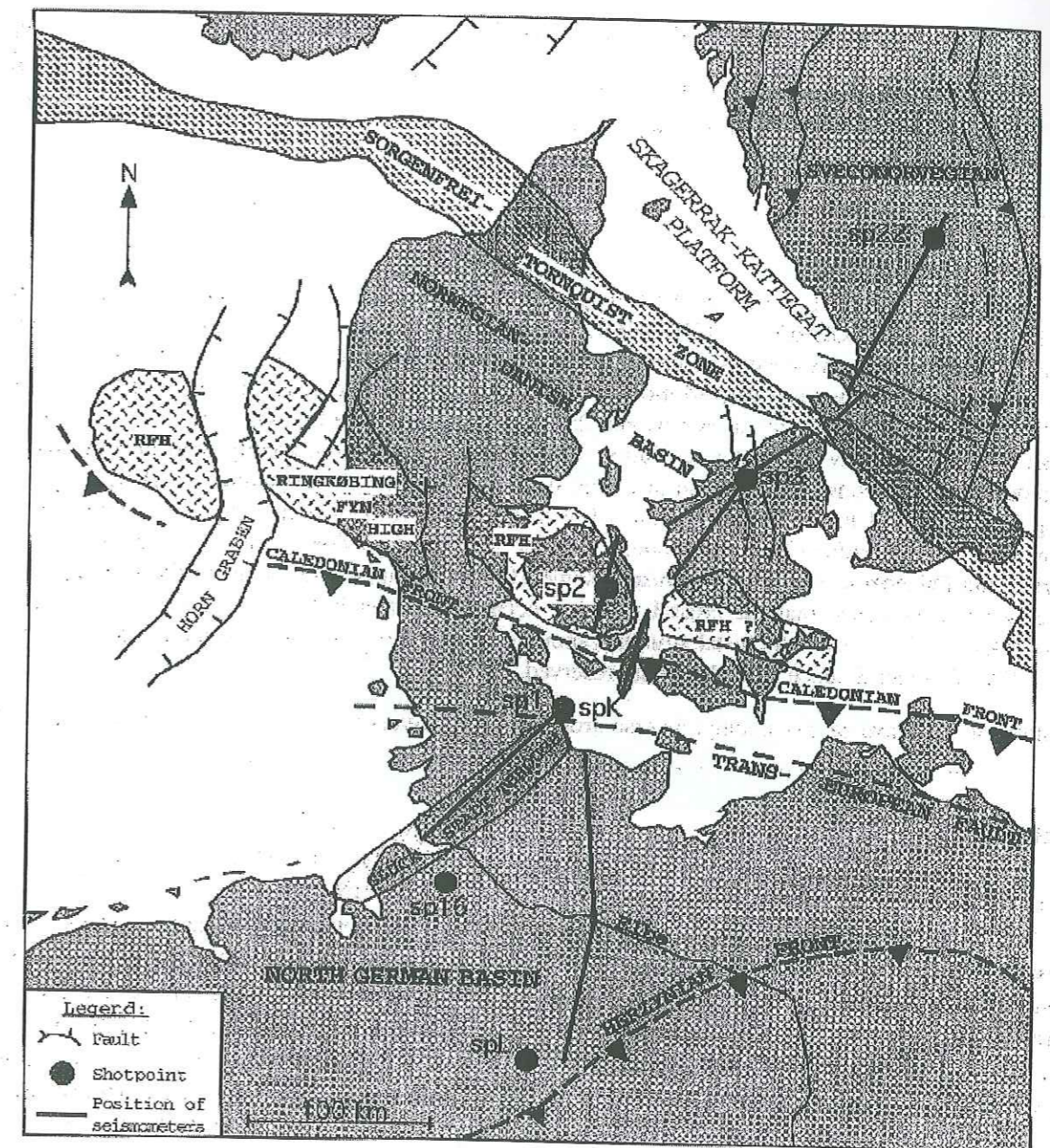


FIG. 6.1 - Carte structurale et tectonique présentant la région étudiée de part et d'autre de la zone de Tornquist, d'après Tryggvason et al. (1998). Du nord-est au sud-ouest nous avons le bouclier baltique (sveconorwegian), le bassin norvégien-danois (norwegian-danish basin), les monts du Ringkøbing Fyn (Ringkøbing Fyn High) et le bassin nord-germanique (north german basin). La STZ (Sorgenfrei-Tornquist Zone) est localisée entre la Suède au nord-est et le Danemark au sud-ouest.

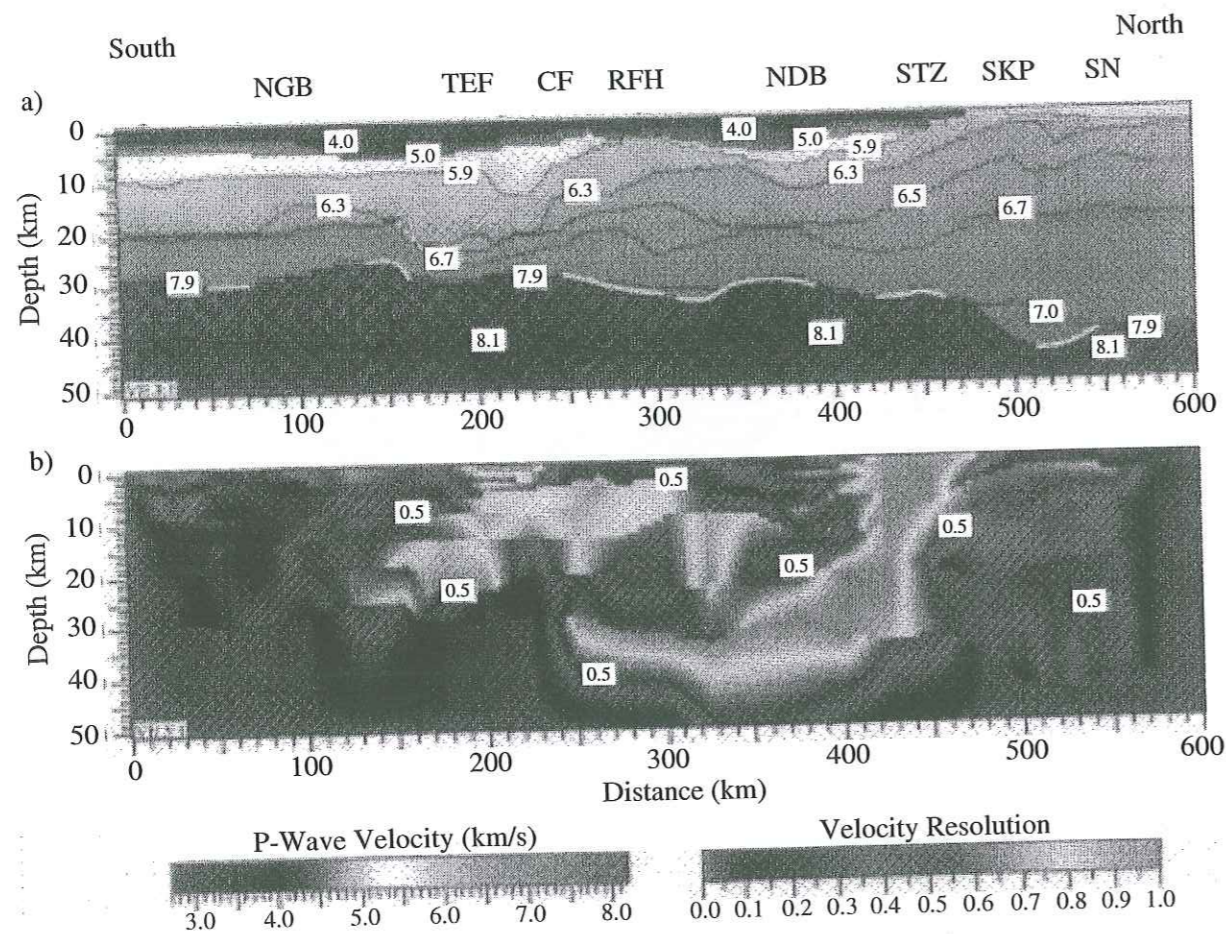


FIG. 6.2 – Coupe sud-nord représentant les variations latérales de croûte de part et d'autre de la STZ, d'après Tryggvason et al. (1998). Superposées à cette coupe figurent en gris (original en couleur) les vitesses des ondes P déterminées par les auteurs. NGB = bassin nord-germanique, TEF = faille trans-européenne, CF = front calédonien, RFH = monts du Ringkøbing Fyn, NDB = bassin norvégien-danois, STZ = zone de Sorgenfrei-Tornquist, SKP = plateforme de Skagerrak-Kattegat, SN = terranes sveconorvégien.

nord-germanique, le modèle de vitesse indique un changement dans la composition crustale. La couche sédimentaire est plus épaisse (15 km) et la croûte supérieure est fine (8 km), avec une augmentation brutale de la vitesse vers la croûte inférieure. Il semblerait donc bien que la discontinuité dans la composition crustale entre les deux blocs continentaux ne soit pas caractérisée par la STZ, mais par une faille située au sud des monts du Ringkøbing Fyn, appelée la faille trans-européenne. En revanche, d'un point de vue tectonique une transition nette s'opère au niveau de la STZ puisque l'épaisseur de la croûte varie brutalement.

En somme, nous avons d'un côté le Danemark qui est rattaché au bouclier baltique (Suède) par les unités précambriennes qui composent sa croûte, et d'un autre côté le Danemark qui se différencie de ce bouclier d'un point de vue tectonique, marqué par un brutal changement dans l'épaisseur crustale au niveau de la STZ.

La croûte est relativement bien connue et contrainte dans cette région, même s'il persiste cette ambiguïté entre la nature lithologique des unités géologiques et leur rapport tectonique. Les investigations géophysiques se tournent maintenant plus sur la détermination de la structure lithosphérique qui semble être moins bien contrainte, et qui permettrait de faire le lien entre l'Europe précambrienne, l'Europe phanérozoïque et la STZ.

### 6.1.3 Présentation de l'expérience TOR1 et enjeux géodynamiques

L'expérience TOR1 a précisément pour but d'étudier les variations latérales de la lithosphère. Nous avons présenté précédemment les connaissances acquises sur la lithosphère en Europe et plus particulièrement ses variations latérales autour de la STZ et de la TTZ. Toutes ces études, souvent faites à grande échelle avec des stations sismologiques placées à des centaines de km les unes des autres, ne permettent pas d'atteindre la résolution latérale qui permettrait de comprendre la transition entre l'Europe précambrienne et l'Europe phanérozoïque. C'est pourquoi l'expérience TOR1 a été mise en place en 1996-97, dans le cadre d'EUROPROBE. Il s'agit d'un programme multinational interdisciplinaire consacré à la détermination de la lithosphère et de l'asthénosphère sur une portion de la STZ (Gregersen et al., 1999). L'expérimentation sismologique a nécessité un réseau de 120 sismomètres répartis sur une bande de 900 km de long et 100 km de large, s'étendant de Göttingen en Allemagne jusqu'à Stockholm en Suède en passant par le Danemark et la STZ, comme le montre la Fig. 6.3. La première des motivations de cette expérience était de définir des modèles de vitesse par tomographie, et c'est de là que vient son nom TOR: "Teleseismic TOMography Experiment across the TORnquist Zone". Des études de fonction-récepteur et d'analyse d'ondes de surface viennent compléter le programme.

Finalement, ce grand projet sismologique européen, le plus grand à ce jour en Europe, a pu être mis en place grâce à la collaboration de nombreuses équipes de recherche dont il convient de citer les membres actifs:

S. Gregersen (coordinateur), A. Berthelsen, H. Thybo, K. Mosegaard, T. Pedersen et P. Voss (Danemark); L. B. Pedersen, R. G. Roberts et H. Shomali (Suède); R. Kind, G. Block, J. Gossler,

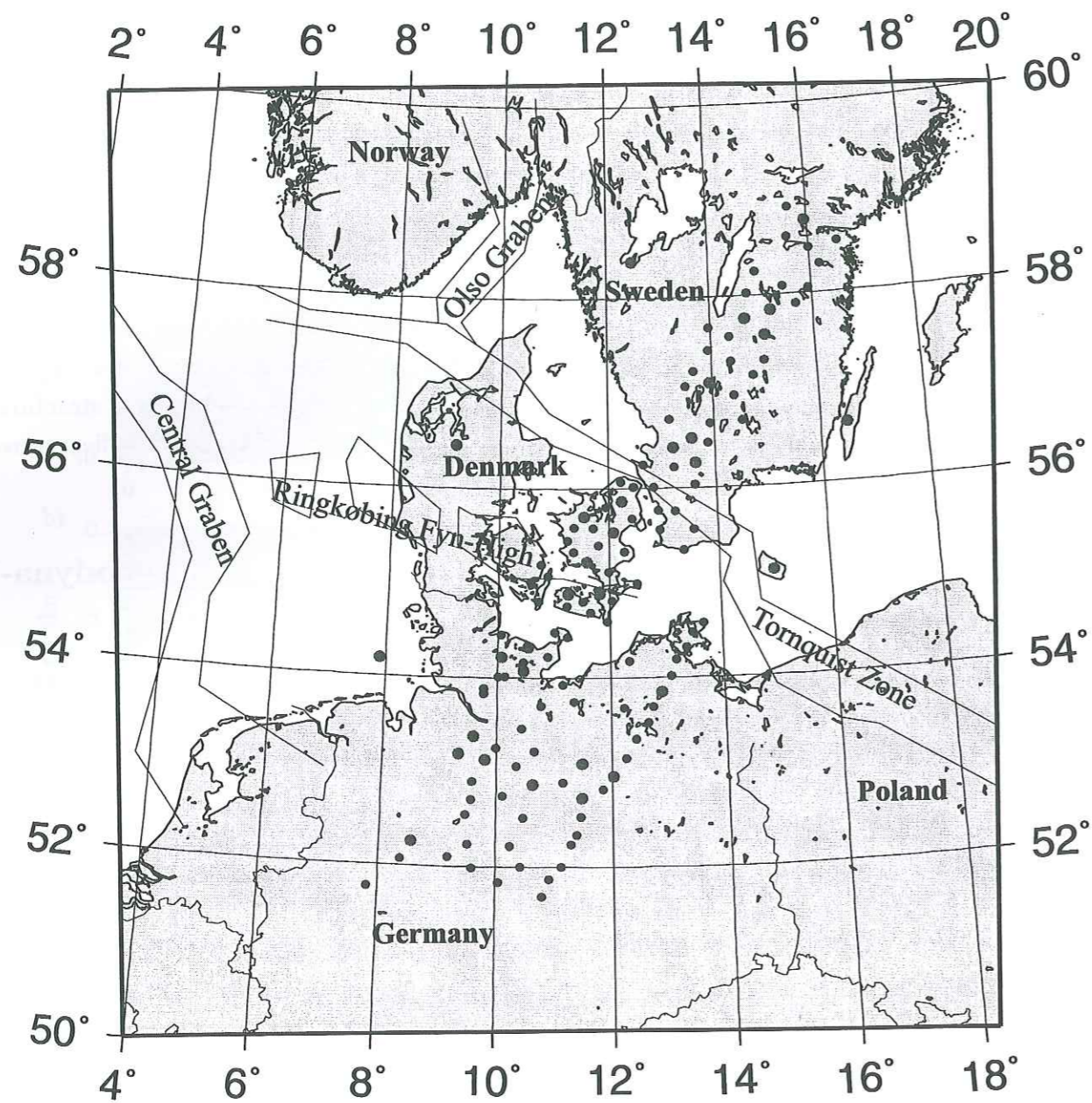


FIG. 6.3 – Carte représentant la région étudiée dans le cadre de l'expérience TOR1, communiquée par S. Gregersen (voir Gregersen et al., 1999). Les gros et petits points localisent respectivement les stations large-bande et les stations courte-période (temporaires et permanentes). Le profil des stations au sud-est correspond au profil de sismique réflexion DEKORP-BASIN'96.

K. Wylegalla, W. Rabbel, I. Woelbern, M. Budweg, H. Busche, M. Korn et S. Hock (Allemagne); A. Guterch, M. Grad, M. Wilde-Piorko et M. Zuchniak (Pologne); J. Plomerova (République tchèque); J. Ansorge, E. Kissling, R. Arlitt, F. Waldhauser et P. Ziegler (Suisse); U. Achauer, H. Pedersen et N. Cotte (France); H. Paulssen (Pays-Bas); E. R. Engdahl (Etats-Unis).

#### 6.1.4 Présentation des données large-bande

Avec les stations permanentes et celles qui ont été installées dans le cadre de l'expérience TOR1, nous avons au total 38 stations large-bande réparties dans la région étudiée (Fig. 6.4). La disposition de ces stations correspond au profil de 900 km de long qui coupe la STZ perpendiculairement. Certaines de ces stations temporaires, installées de septembre 1996 à mai 1997, ont été disposées en triangle de 30-50 km de côté. Ainsi, nous retrouvons deux triangles dans chacun des trois pays, mis en évidence par des cercles sur la Fig. 6.4. La nomenclature associée à chacun de ces mini-réseaux fait référence au pays dans lequel ils se trouvent : S pour la Suède, D pour le Danemark et G pour l'Allemagne. Le but d'une telle installation est de pouvoir faire localement des analyses de réseaux, notamment pour les ondes de surface, afin de pouvoir définir les réfractions latérales qui auront des conséquences sur les mesures de vitesse de phase, et donc de pouvoir mieux contraindre les variations latérales de la structure lithosphérique.

Les stations large-bande, de type STS2, CMG3ESP, CMG3T ou CMG40T, étaient toutes installées dans des granges ou des caves chez l'habitant. Ces installations permettaient d'alimenter les instruments par le secteur et d'éviter de trop fortes variations de température dues à un hiver trop rude qui auraient pu décentrer les masses des sismomètres de façon importante, ou encore qui auraient pu geler le système d'acquisition électronique. La photo de la Fig. 6.5 montre une de ces installations réalisée dans une grange au Danemark. Par la suite, tous les enregistrements ont été corrigés de la réponse instrumentale pour pouvoir faire des mesures de retard entre capteurs différents.

Sur la période totale de la campagne d'enregistrement, nous avons sélectionné pour notre étude 99 événements choisis pour leur bonne couverture azimutale et leur répartition épacentrale. Les épacentres des séismes étudiés sont représentés sur la Fig. 6.6. La plupart de ces séismes sont crustaux, avec une magnitude  $M_b$  variant entre 5.1 et 6.5. Peu d'enregistrements présentent un bon rapport signal/bruit sur les composantes horizontales. Sur la Fig. 6.7 nous présentons un enregistrement d'un séisme du Japon sur les trois composantes d'une station installée au Danemark.

## 6.2 Etude des réfractions latérales des ondes de Rayleigh sur la STZ

Le but de cette étude est de pouvoir estimer les variations de la réfraction latérale des ondes de Rayleigh à l'échelle régionale. Dans ce cas, nous ne nous intéressons pas aux effets de la propagation globale et de la structure locale comme nous l'avons fait pour les Alpes occiden-

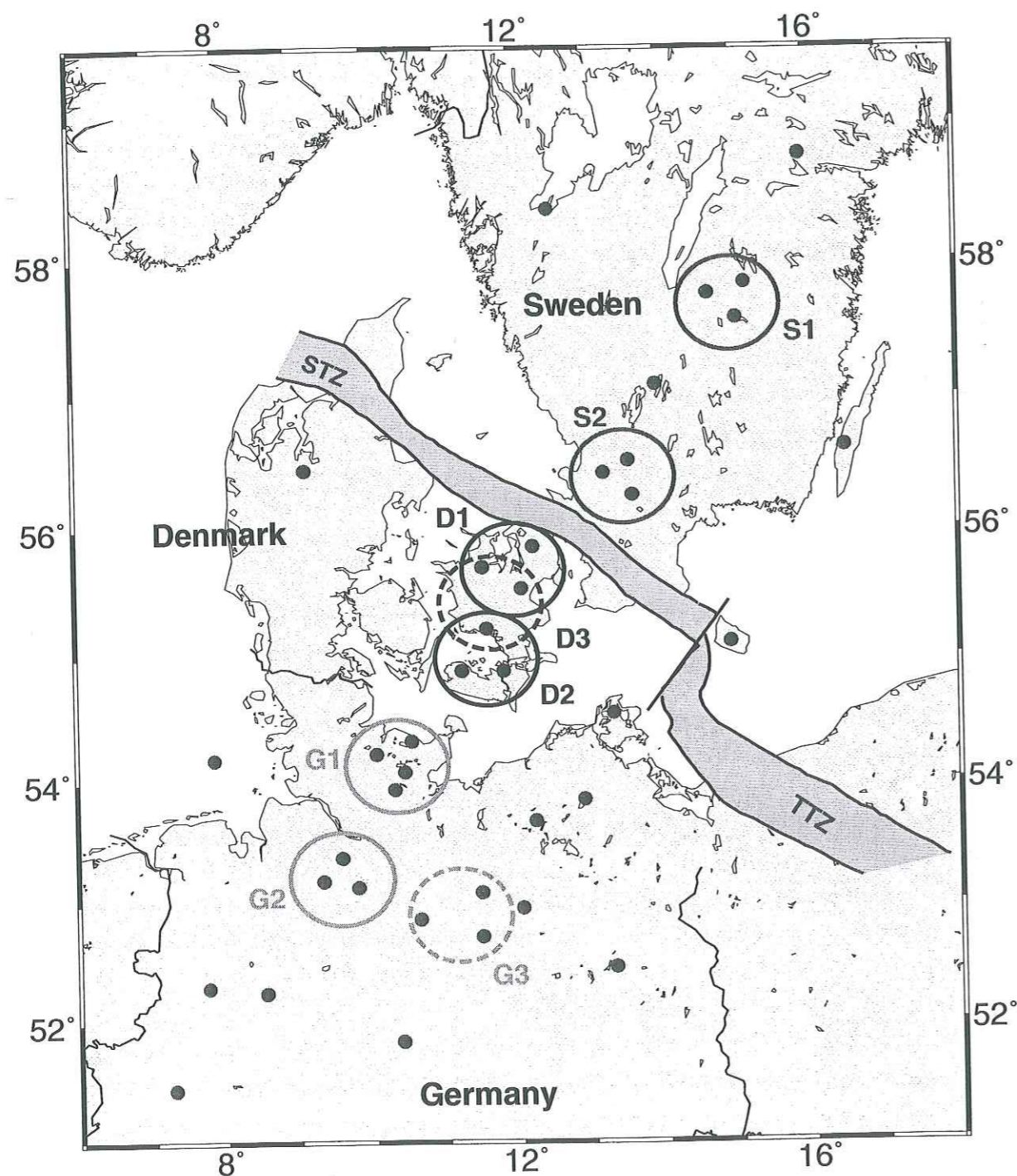


FIG. 6.4 – Carte de localisation des stations large-bande (permanentes et temporaires) qui ont enregistré dans le cadre de TOR1. Les mini-réseaux de stations large-bande, entourés d'un cercle, sont utilisés pour une meilleure détermination des variations latérales de la lithosphère.

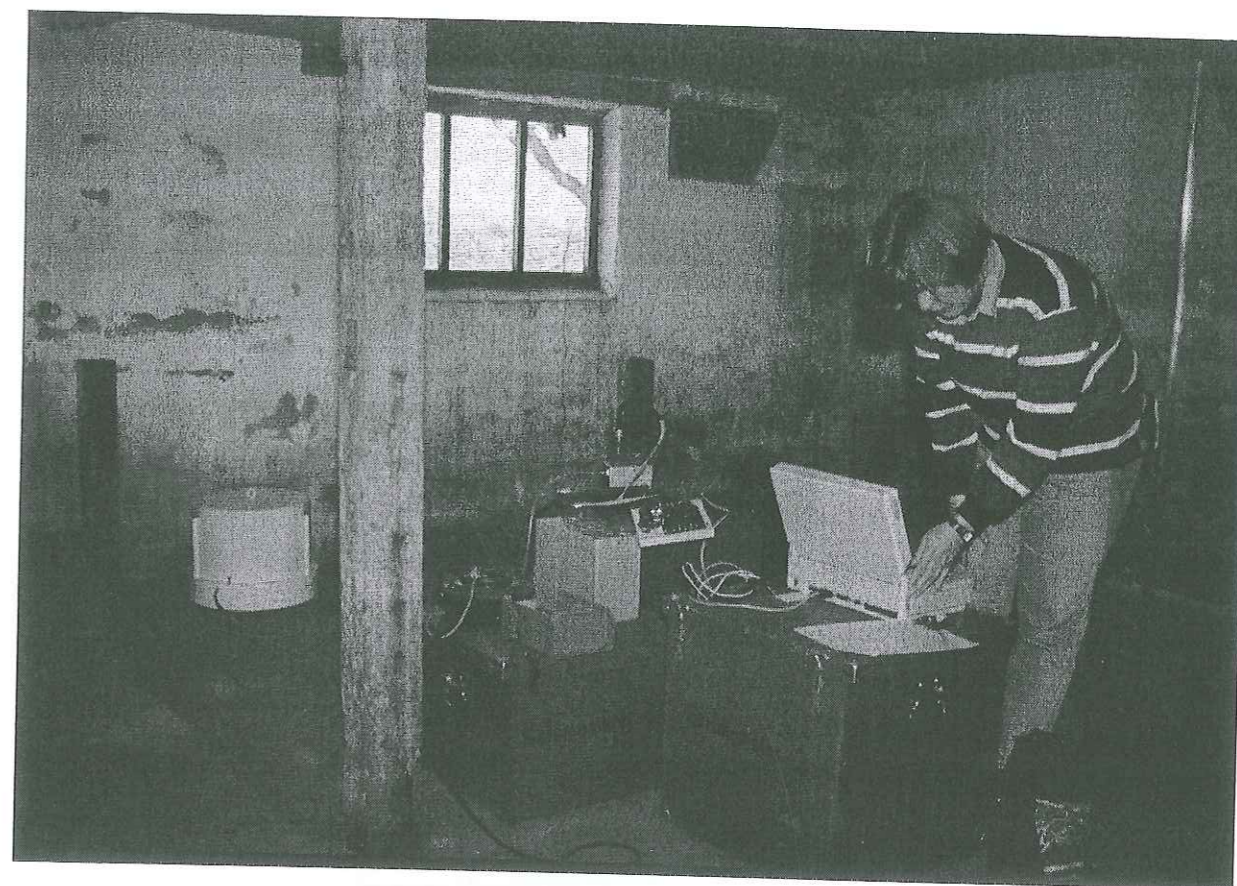


FIG. 6.5 – Photo d'une installation de station large-bande réalisée dans une grange au Danemark. Ici Trine Pedersen relève le disque d'une station Reftek. Le capteur (ici STS2) est placé dans une boîte isolante pour éviter des variations de température trop brusques qui décentreraient les masses.

tales (voir chapitre 3). Notre étude sera basée sur l'analyse de la composante verticale de nos enregistrements. Comme peu de données présentent un bon rapport signal/bruit sur les composantes horizontales, nous ne travaillerons donc pas sur l'onde de Love et nous n'envisagerons pas de développer des méthodes d'analyse basées sur l'étude de la polarisation. Nous verrons successivement les résultats d'analyse de réseau dans le domaine temporel et dans le domaine fréquentiel, puis un exemple de réfraction latérale sera développé.

### 6.2.1 Réfraction dans le domaine temporel

Nous avons utilisé la méthode d'analyse décrite au chapitre 1 et déjà employée pour l'étude des Alpes occidentales (chapitre 3). Les paramètres utilisés (filtrage de la bande fréquentielle, longueur de fenêtre temporelle, taux de recouvrement) sont les mêmes, et nous ne présenterons ici que les résultats obtenus pour la gamme de période 20-40 s.

En Fig. 6.8, nous avons représenté les résultats obtenus avec les réseaux S1 (Fig. 6.8a.) et D2 (Fig. 6.8b.), pour un séisme localisé au Mexique (1<sup>er</sup> mai 1997, 11:37:36 TU). L'enregistrement

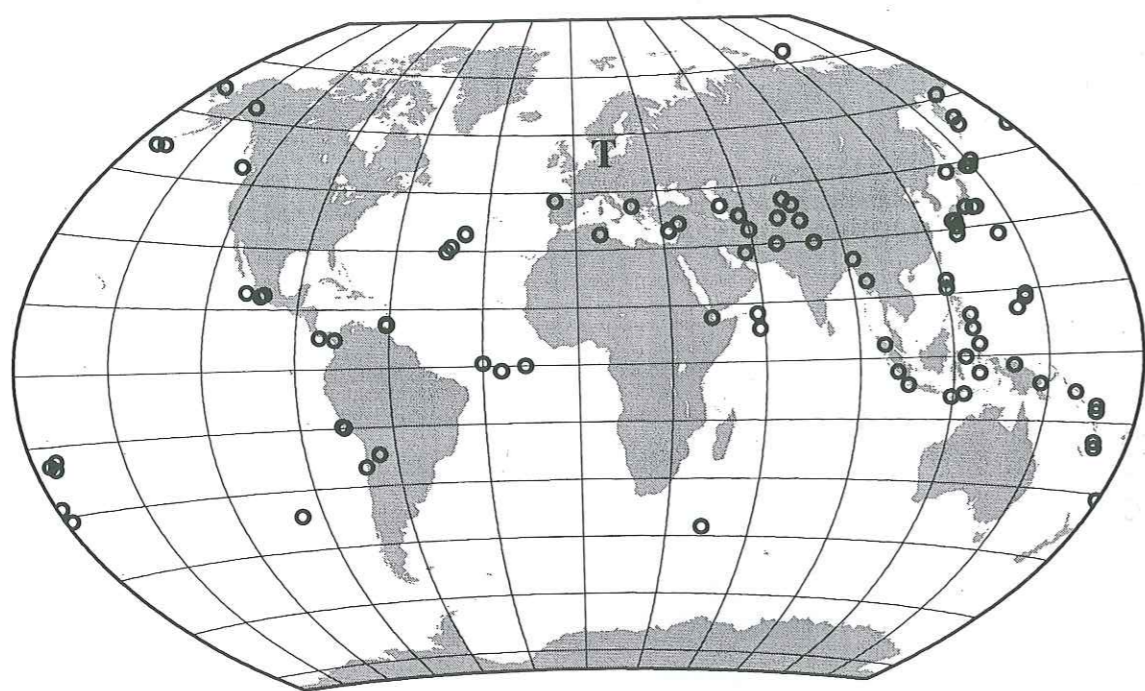


FIG. 6.6 – Carte mondiale représentant la répartition des épicentres des 99 événements sélectionnés pour notre étude. La répartition spatiale étendue permet d'avoir une bonne couverture azimutale et une bonne répartition épicentrale. La lettre **T** situe la région étudiée.

sur la composante verticale dessiné en haut montre l'onde de Rayleigh filtrée entre 20 et 40 s de période par un filtre de Butterworth d'ordre 4. Les résultats montrent des différences d'un réseau à l'autre : au Danemark (réseau D1), le back-azimuth mesuré est plus petit que celui donné par le grand-cercle (en trait plein sur la figure) et en Suède (réseau S1) il est plus grand. Au total, entre ces deux réseaux nous avons une déviation de 15 à 20°.

Les mesures ont été faites pour l'ensemble des données disponibles pour les différents réseaux (S1, S2, D1, D2, G1 et G2) de la Fig. 6.4. Une comparaison des résultats obtenus avec les données filtrées en temps-fréquence et les données brutes montre qu'ils sont identiques. Cela signifie que les effets de multipathing et de recouvrement temporel sont négligeables pour ces données.

Pour certains réseaux, beaucoup de mesures sont impossibles dans le sens où les résultats obtenus n'offrent aucune stabilité et qu'aucune valeur moyenne de déviation ne peut être déterminée. Nous avons reporté en représentation polaire sur les Figs. 6.9, 6.10 et 6.11 la localisation des séismes pour lesquels les données étaient disponibles pour chacun des réseaux en Allemagne, au Danemark et en Suède respectivement (colonne de gauche), en précisant par le code de couleur si la mesure était possible (noir) ou impossible ou instable (gris). Sur la colonne de droite, nous avons représenté la valeur de la déviation mesurée, par des ronds pour les déviations négatives et par des croix pour les déviations positives.

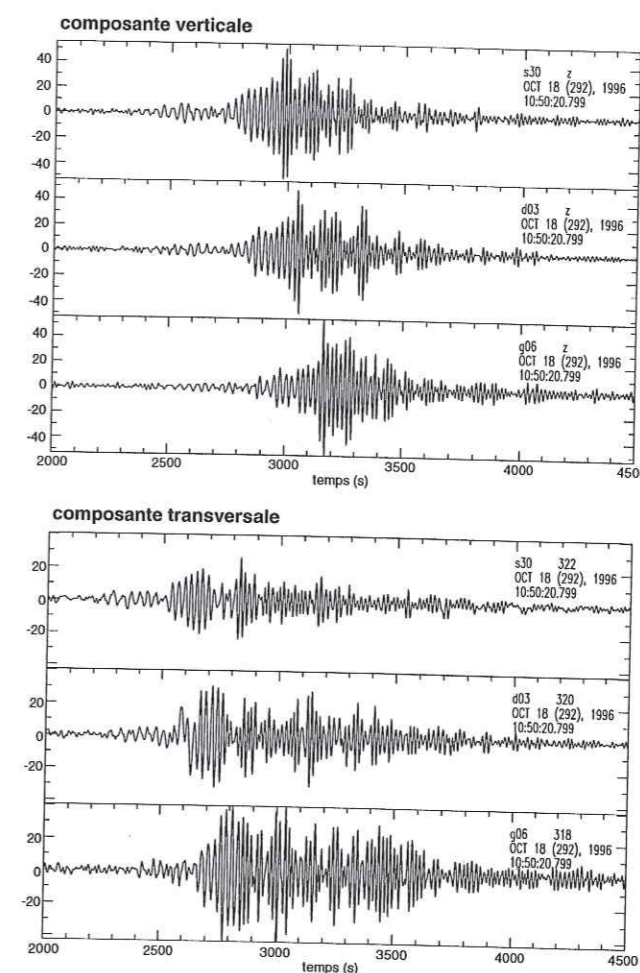


FIG. 6.7 – Sismogrammes enregistrés de haut en bas par des stations localisées en Suède (s30), au Danemark (d03) et en Allemagne (g06) pour un séisme au Japon (18 octobre 1996) de magnitude  $M_s = 6.6$ . Sur la figure du haut nous avons représenté la composante verticale (onde de Rayleigh) et sur la figure du bas nous avons représenté la composante transversale (onde de Love). Les signaux sont filtrés entre 5 et 200 s de période.

Le but d'une telle représentation était de voir s'il y avait une corrélation entre la localisation géographique des épicentres et la stabilité des mesures. Ceci permettrait de mettre en évidence l'influence de grandes structures sur la propagation globale ou régionale, et peut-être de faire ressortir les difficultés d'étude des ondes de surface de période intermédiaire compte-tenu des larges réfractions latérales. Au vu des résultats obtenus, nous ne pouvons tirer aucune conclusion de cause à effet pour les localisations des sources et la stabilité des mesures.

Sur les Figs. 6.9, 6.10 et 6.11 nous pouvons directement comparer les résultats d'un réseau à l'autre. Ceci permet d'estimer qualitativement les déviations de part et d'autre de la STZ. Nous remarquons que peu de données étaient disponibles pour les réseaux localisés en Suède (S1 et S2). En effet, le risque avec des mini-réseaux de trois stations est que l'une d'elles ait un problème d'acquisition, rendant ainsi la mesure par réseau impossible. En outre, et c'est surtout

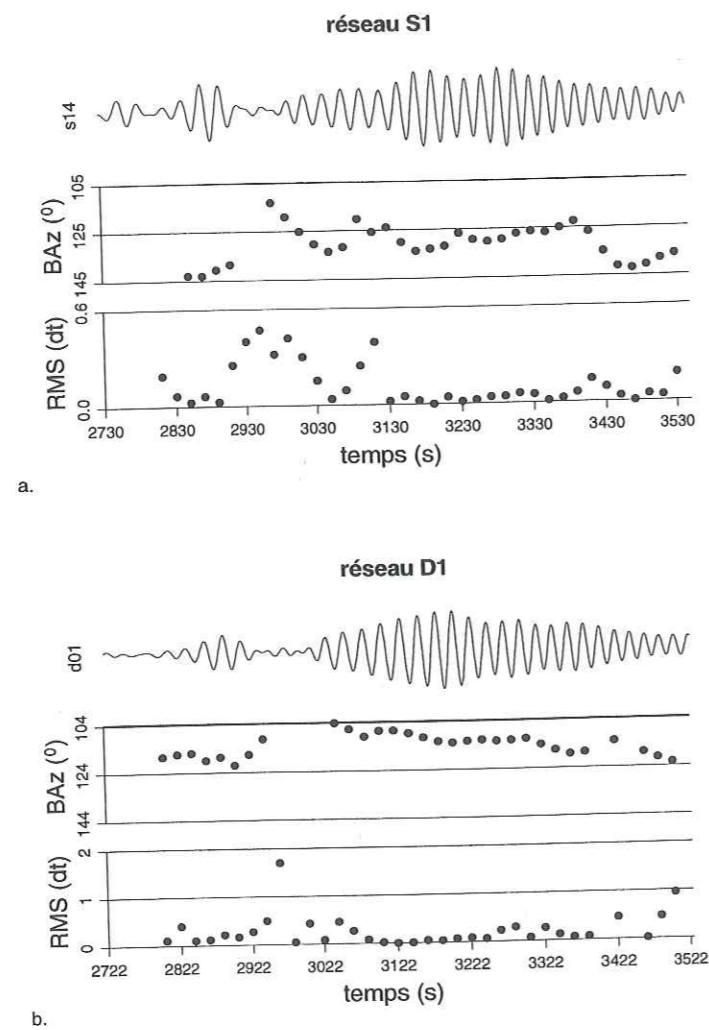


FIG. 6.8 – Résultats de l'analyse de réseau dans le domaine temporel pour le mode fondamental de l'onde de Rayleigh émise par le séisme du Mexique (1<sup>er</sup> mai 1997, 11:37:36 TU). Les mesures présentées ont été faites pour les réseaux S1 (graphe a) et D1 (graphe b).

vrai pour les stations en Suède, la plupart des mesures sont impossibles à cause de la qualité des données qui présentent un rapport signal/bruit trop grand. Ceci s'explique en partie par le fait que les capteurs installés en Suède étaient pour la plupart des CMG40, avec une période de coupure à 40 s. Quant aux réseaux localisés au Danemark et en Allemagne, ils offrent beaucoup plus de mesures exploitables, à l'exception du réseau D2 dont une des stations présentait un temps GPS non défini.

Cette analyse montre clairement que de larges déviations au grand-cercle existent pour des ondes de Rayleigh enregistrées autour de la STZ. C'est un résultat dont il faudra tenir compte pour les mesures de vitesse de phase.

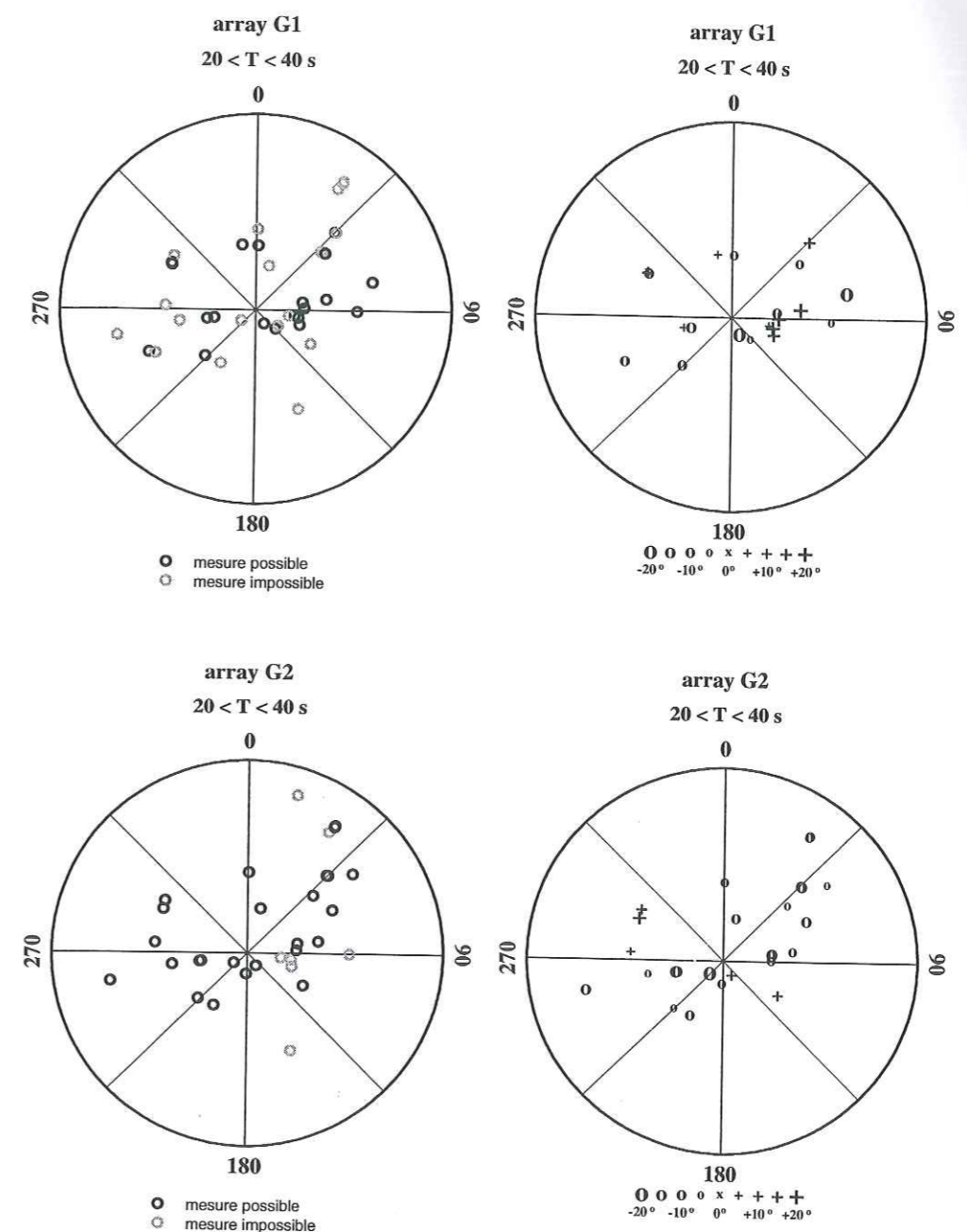


FIG. 6.9 – Résultats des mesures de back-azimuth dans le domaine temporel pour les réseaux G1 (haut) et G2 (bas) localisés en Allemagne. Colonne de gauche : représentation polaire de la localisation des séismes dont les données sont disponibles pour l'analyse de réseau. Les cercles noirs et gris indiquent la localisation des épicentres pour lesquels les mesures de back-azimuth sont respectivement possibles ou impossibles. Colonne de droite : valeurs des mesures possibles, représentées par des ronds pour des déviations mesurées négatives ou des croix pour des déviations positives.

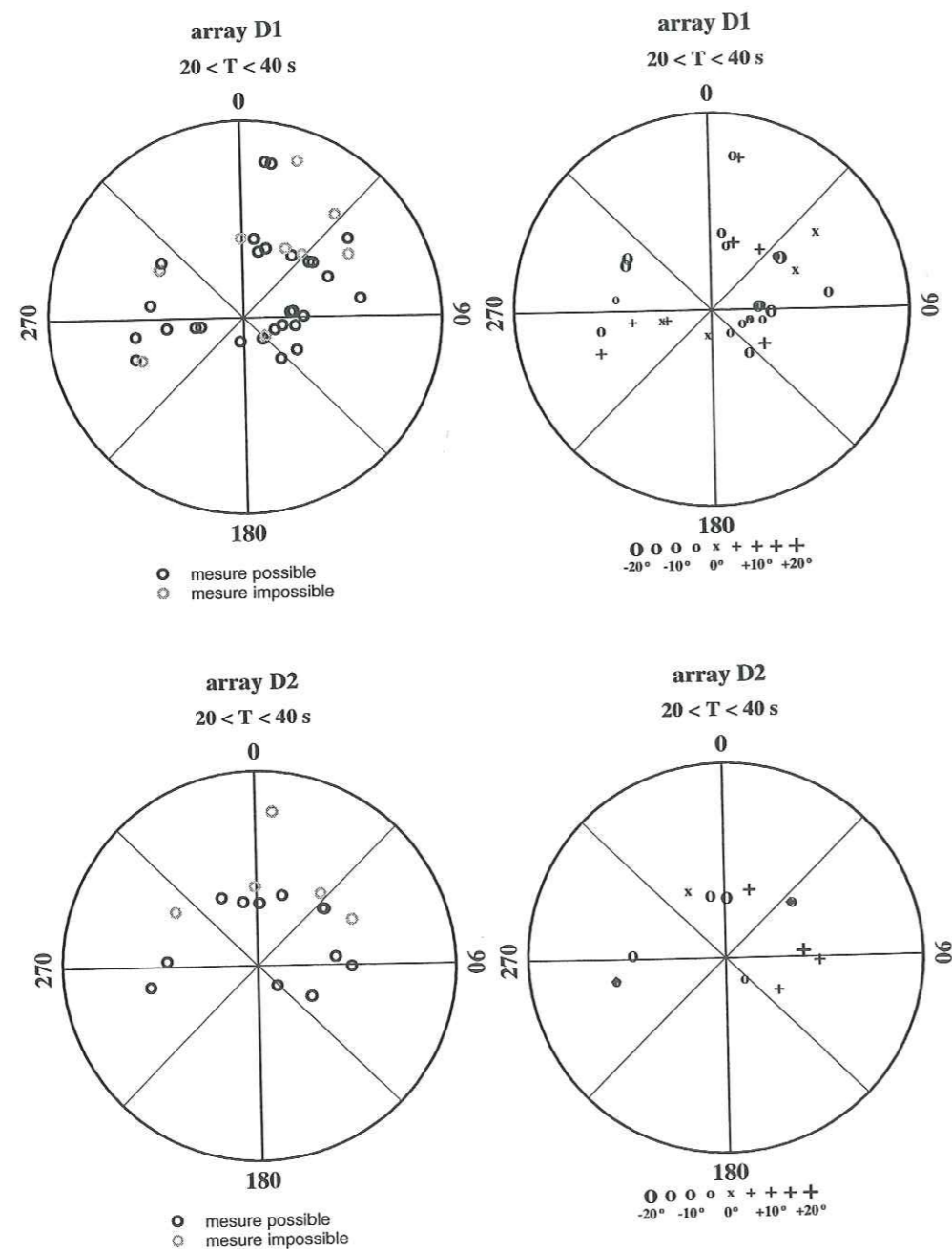


FIG. 6.10 – Résultats des mesures de back-azimuth dans le domaine temporel pour les réseaux D1 (haut) et D2 (bas) localisés au Danemark. Colonne de gauche : représentation polaire de la localisation des séismes dont les données sont disponibles pour l'analyse de réseau. Les cercles noirs et gris indiquent la localisation des épicentres pour lesquels les mesures de back-azimuth sont respectivement possibles ou impossibles. Colonne de droite : valeurs des mesures possibles, représentées par des ronds pour des déviations mesurées négatives ou des croix pour des déviations positives.

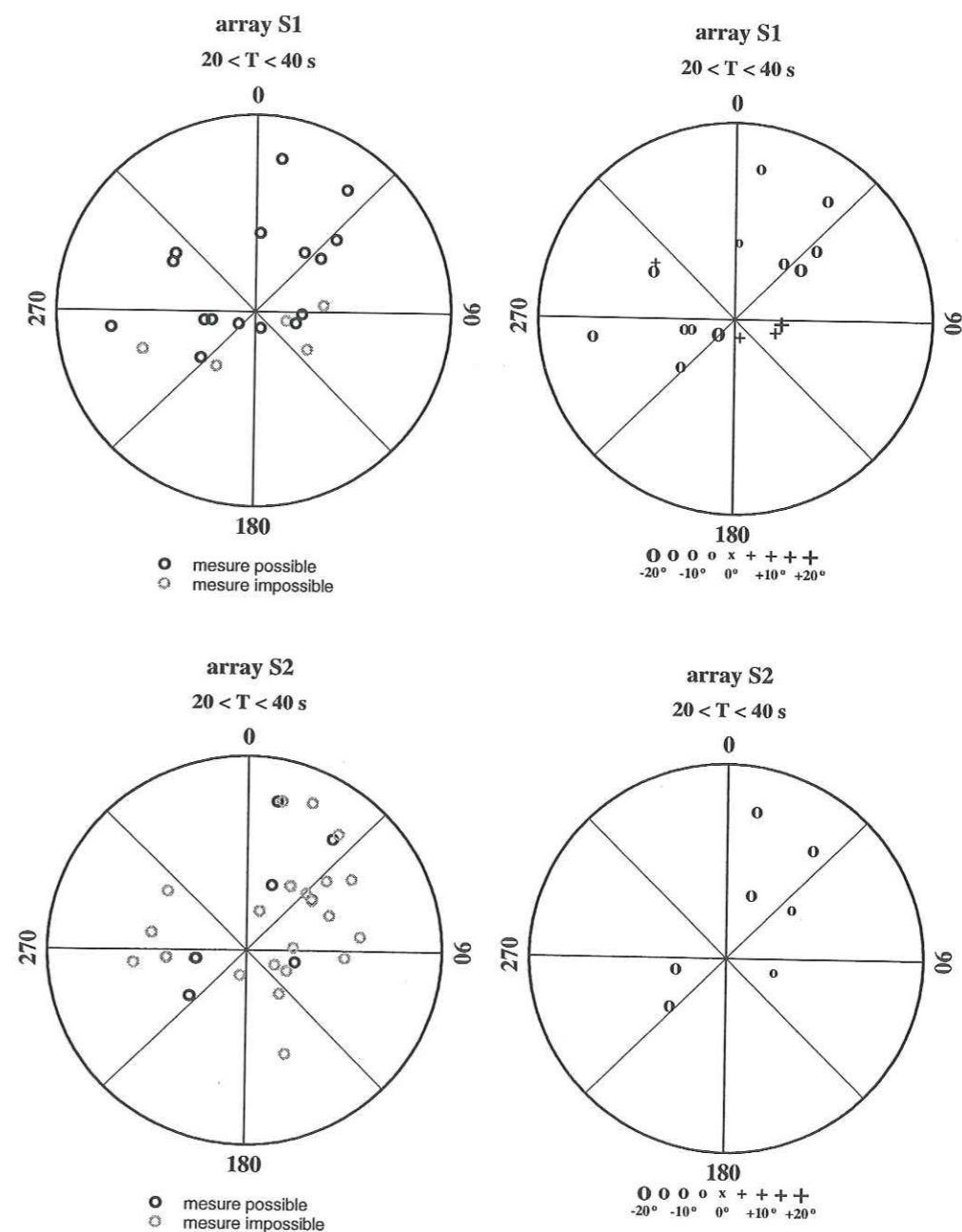


FIG. 6.11 – Résultats des mesures de back-azimuth dans le domaine temporel pour les réseaux S1 (haut) et S2 (bas) localisés en Suède. Colonne de gauche : représentation polaire de la localisation des séismes dont les données sont disponibles pour l'analyse de réseau. Les cercles noirs et gris indiquent la localisation des épicentres pour lesquels les mesures de back-azimuth sont respectivement possibles ou impossibles. Colonne de droite : valeurs des mesures possibles, représentées par des ronds pour des déviations mesurées négatives ou des croix pour des déviations positives.

### 6.2.2 Réfraction dans le domaine fréquentiel

Dans le but de déterminer les écarts au grand-cercle non plus sur une gamme fréquentielle mais fréquence par fréquence, nous avons développé une analyse décrite dans le chapitre 1. Ainsi, nous mesurons pour chaque fréquence à la fois la déviation par rapport au grand-cercle et la vitesse de phase, corrigée ou non de cette déviation.

Cette approche en domaine fréquentiel nous semble justifiée dans la mesure où les ondes de surface sont dispersives, ce qui implique des back-azimuths et des vitesses de phase dépendant de la fréquence. En contre-partie, nous obtenons moins de résultats stables qu'avec la méthode en domaine temporel, et ceux-ci sont trop peu nombreux pour justifier une représentation polaire.

C'est pourquoi nous ne présentons que deux exemples de mesure de back-azimuth, avec la vitesse de phase qui leur est associée. En Fig. 6.12 et Fig. 6.13 nous avons représenté les résultats de cette analyse pour un séisme localisé dans l'océan Atlantique (10 décembre 1996, 08:36:18 TU) de magnitude  $M_S = 6.2$ , respectivement pour les réseaux D3 et G2. Notons que le back-azimuth théorique est de  $227^\circ$ .

Avec ces deux exemples, nous voyons là encore les différences existant d'un réseau à un autre, en particulier pour les longues périodes ( $> 60$  s) pour lesquelles le réseau au Danemark (D3) montre de plus grands écarts au grand-cercle que le réseau en Allemagne (G2).

### 6.2.3 Exemple de réfraction latérale sur la STZ

Nous avons vu comment dans les domaines temporel et fréquentiel il est possible de déterminer les écarts au grand-cercle de la propagation de l'onde de Rayleigh incidente sur la région étudiée. Nous nous proposons de suivre sur un exemple la réfraction latérale de réseau en réseau.

L'événement choisi est celui présenté précédemment et localisé dans l'océan Atlantique, de back-azimuth  $277^\circ$  sur la STZ. L'intérêt de cet événement est que la propagation de l'onde se fait distinctement de part et d'autre de la STZ et qu'ainsi nous n'avons pas de problèmes d'interférence de deux trains d'onde qui se propageraient chacun parallèlement à la STZ. Par contre, le rai arrive presque perpendiculairement à la STZ et l'effet de la réfraction est théoriquement petit. Les réseaux qui ont enregistré cet événement sont G2, G1, D3 et S2, classés par distance épiscopale croissante. Notons que la STZ est située entre les réseaux D3 et S2. Les valeurs des écarts au grand-cercle mesurés par chacun de ces réseaux pour quatre périodes (30, 40, 50 et 60 s) sont reportées dans le tableau 6.1.

Nous avons représenté sur la Fig. 6.14 la déviation (flèche noire) au grand-cercle (trait noir) mesurée pour chacun des réseaux G2, G1, D3 et S2 pour la période 50 s. Nous avons délibérément choisi la période pour laquelle nous avons la plus grande variation angulaire  $\alpha$  de l'écart au grand-cercle lors de la traversée de la STZ ( $\alpha = 10.7^\circ$ ). La loi de Snell-Descartes appliquée à ces résultats montre que la vitesse de phase à 50 s de période est plus forte en Suède qu'au Danemark du fait de la réfraction observée. En anticipant sur les résultats de la section suivante, nous déterminons d'après les courbes de dispersion de la Fig. 6.18 le rapport des vitesses moyennes entre la Suède et le Danemark à 50 s de période. A partir de ces vitesses

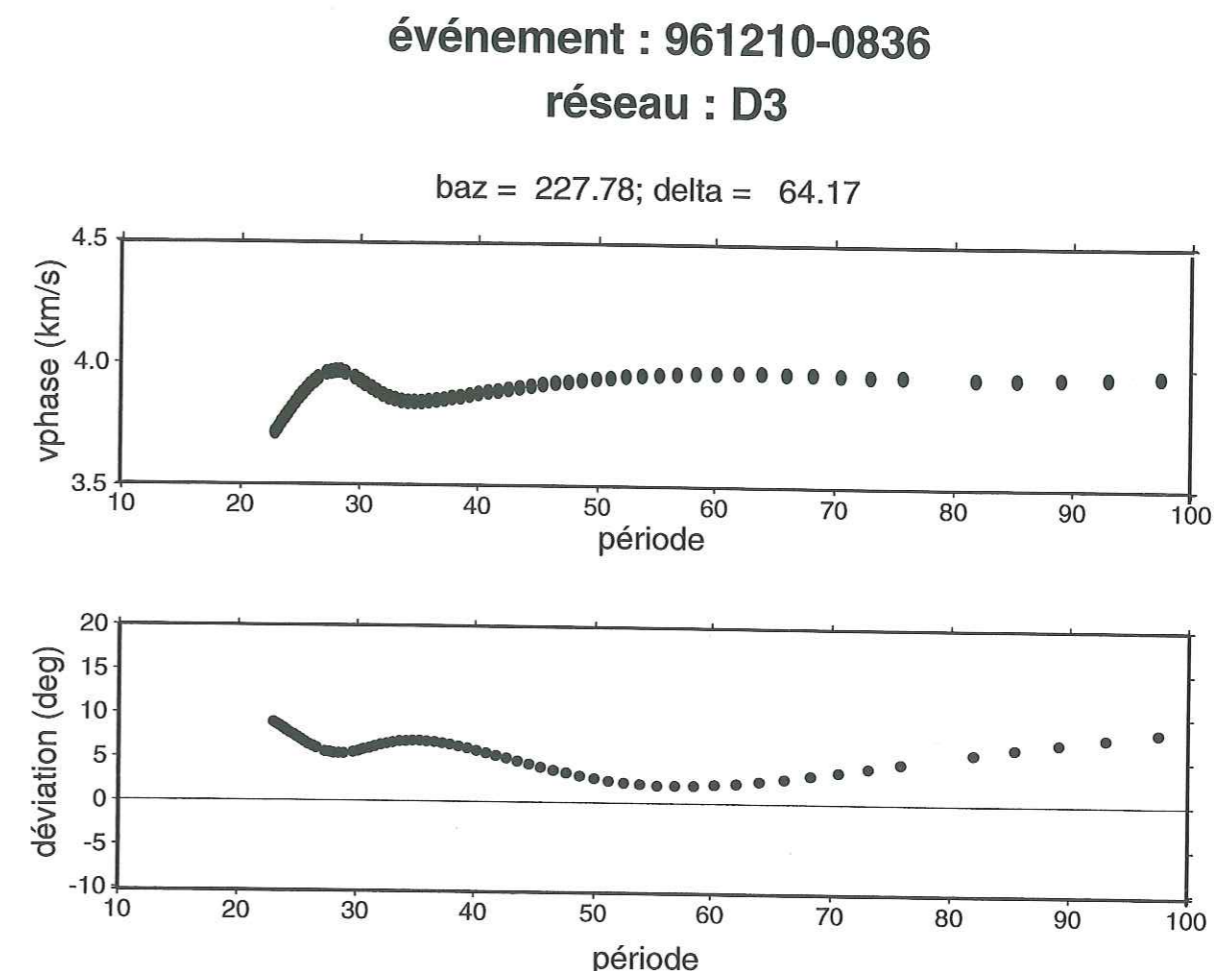


FIG. 6.12 - Analyse pour le réseau D3 dans le domaine fréquentiel pour un séisme dans l'océan Atlantique (10 décembre 1996, 08:36:18 TU). Les résultats montrent la vitesse de phase corrigée de la déviation au grand-cercle (haut) et la valeur de cette déviation en degré (bas) par rapport au back-azimuth donné par le grand-cercle (trait plein).

nous déduisons l'angle d'incidence ( $i$ ) sur la STZ pour  $\alpha = 10.7^\circ$  :

$$\left(\frac{V_{Smoy}}{V_{Dmoy}}\right)_{50s} = \frac{4.10}{4.00} = \frac{\sin(i + \alpha)}{\sin(i)} = 1.025$$

$$\Rightarrow i = 77.1^\circ$$

En considérant les incertitudes sur les vitesses de phase, et en prenant la vitesse maximale pour la Suède et minimale pour le Danemark, alors :

$$\left(\frac{V_{Smax}}{V_{Dmin}}\right)_{50s} = \frac{4.17}{3.77} = \frac{\sin(i + \alpha)}{\sin(i)} = 1.106$$

$$\Rightarrow i = 56.4^\circ$$

Même en surestimant le rapport des vitesses de phase entre la Suède et le Danemark, l'angle de réfraction mesuré à 50 s de période est plus grand que celui prédit par la loi de Snell-Descartes.



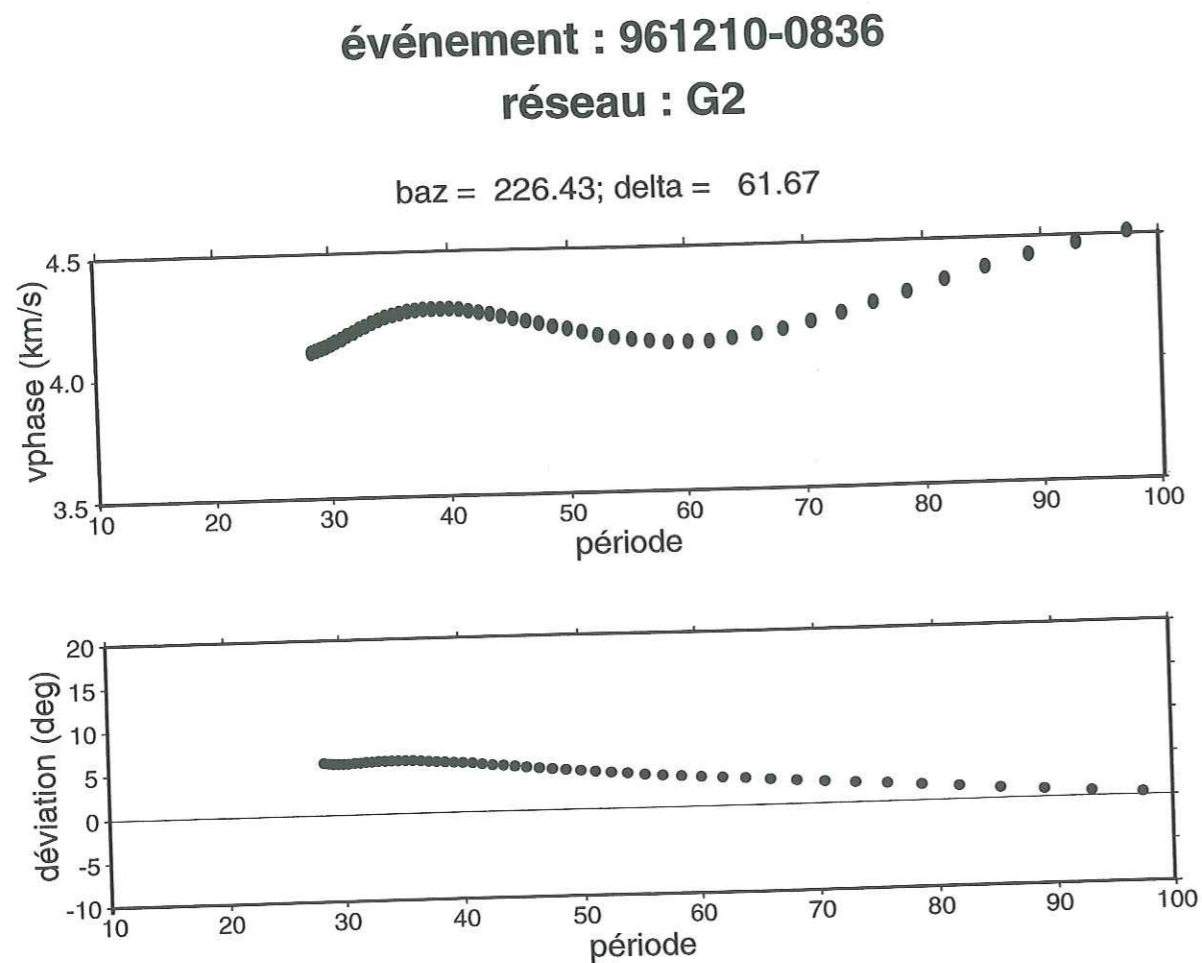


FIG. 6.13 – Analyse pour le réseau G2 dans le domaine fréquentiel pour un séisme dans l’océan Atlantique (10 décembre 1996, 08:36:18 TU). Les résultats montrent la vitesse de phase corrigée de la déviation au grand-cercle (haut) et la valeur de cette déviation en degré (bas) par rapport au back-azimuth donné par le grand-cercle (trait plein).

Avec les vitesses de phase que nous mesurons, l’angle de déviation théorique est  $1.1 - 2.2^\circ$  pour une incidence de  $10 - 20^\circ$  sur la STZ. La surestimation de l’angle de réfraction sur la STZ est due soit à un modèle de vitesse localement plus complexe avec de très grandes hétérogénéités latérales de petite longueur d’onde, soit à une très forte déformation du front d’onde entre les réseaux D3 et S2. Néanmoins, nous montrons par cet exemple simple de réfraction des ondes de Rayleigh sur la STZ non seulement que les déviations sont localement très fortes, mais aussi qu’elles peuvent conduire à surestimer le rapport des vitesses de phase. Elles doivent donc être prises en compte pour les mesures de vitesse.

période (s)	écart au grand-cercle mesuré				
	G2	G1	D3	STZ	S2
30	+5.8°	+7.1°	+5.7°	*	+11.9°
40	+5.6°	+9.6°	+5.9°	*	+10.9°
50	+4.4°	+4.2°	+2.8°	*	+13.5°
60	+3.4°	+0.5°	+2.1°	*	+6.1°

TAB. 6.1 – Ecart au grand-cercle mesurés pour chacun des réseaux G2, G1, D3 et S2 (voir Fig. 6.14), pour les périodes 30, 40, 50 et 60 s.

### 6.3 Mesures des vitesses de phase en Suède, Danemark et Allemagne pour l’onde de Rayleigh

Nous avons vu précédemment comment nous pouvions mesurer les déviations au grand-cercle dans la région étudiée, autour de la STZ. La connaissance de ces écarts au grand-cercle est très importante pour avoir une meilleure précision des vitesses de phase mesurées. Dans ce travail, les vitesses de phase mesurées dans les réseaux sont systématiquement corrigées de ces déviations. Dans le cas de vitesses mesurées sur de longs profils, nous n’avons pas toujours accès à cette déviation. En outre nous ne pouvons pas toujours faire l’hypothèse d’un milieu latéralement homogène entre les stations qui n’induirait aucune réfraction du rai ou aucune déformation du front d’onde.

Nous allons présenter les mesures de vitesse de phase faites par analyse de réseau, et entre couples de stations. Nous travaillons entre 10 et 100 s de période pour étudier les 200 premiers km de profondeur. Les courbes obtenues seront discutées, et nous verrons à quel point la structure lithosphérique sous-jacente est hétérogène.

#### 6.3.1 Mesures avec des réseaux

Le but des mini-réseaux installés le long de la bande étudiée (voir Fig. 6.4) étaient de pouvoir étudier précisément les variations latérales de structure. Nous avons vu dans un premier temps comment ils permettaient de mesurer la direction d’arrivée des ondes de surface incidentes sur le réseau, en faisant l’hypothèse d’une onde plane à l’intérieur du réseau. Contrôler la direction d’arrivée et prendre en compte ces effets d’écart au grand-cercle sont un point essentiel pour avoir une bonne mesure de vitesse de phase. En effet, ces écarts au grand-cercle se traduisent par un trajet parcouru différent de celui suggéré par le grand-cercle, et la distance parcourue par le front d’onde entre deux stations sismologiques peut alors être radicalement différente. De plus, par analyse de réseau nous ne sommes pas obligés de sélectionner les événements en fonction de leur back-azimuth et de la direction de l’alignement des stations, ce qui permet d’élargir la masse de données disponibles pour le traitement.

Les ondes de surface étant dispersives, la façon la plus appropriée de procéder est de mesurer fréquence par fréquence les distances réelles parcourues, comme il l’a été décrit au chapitre 1.

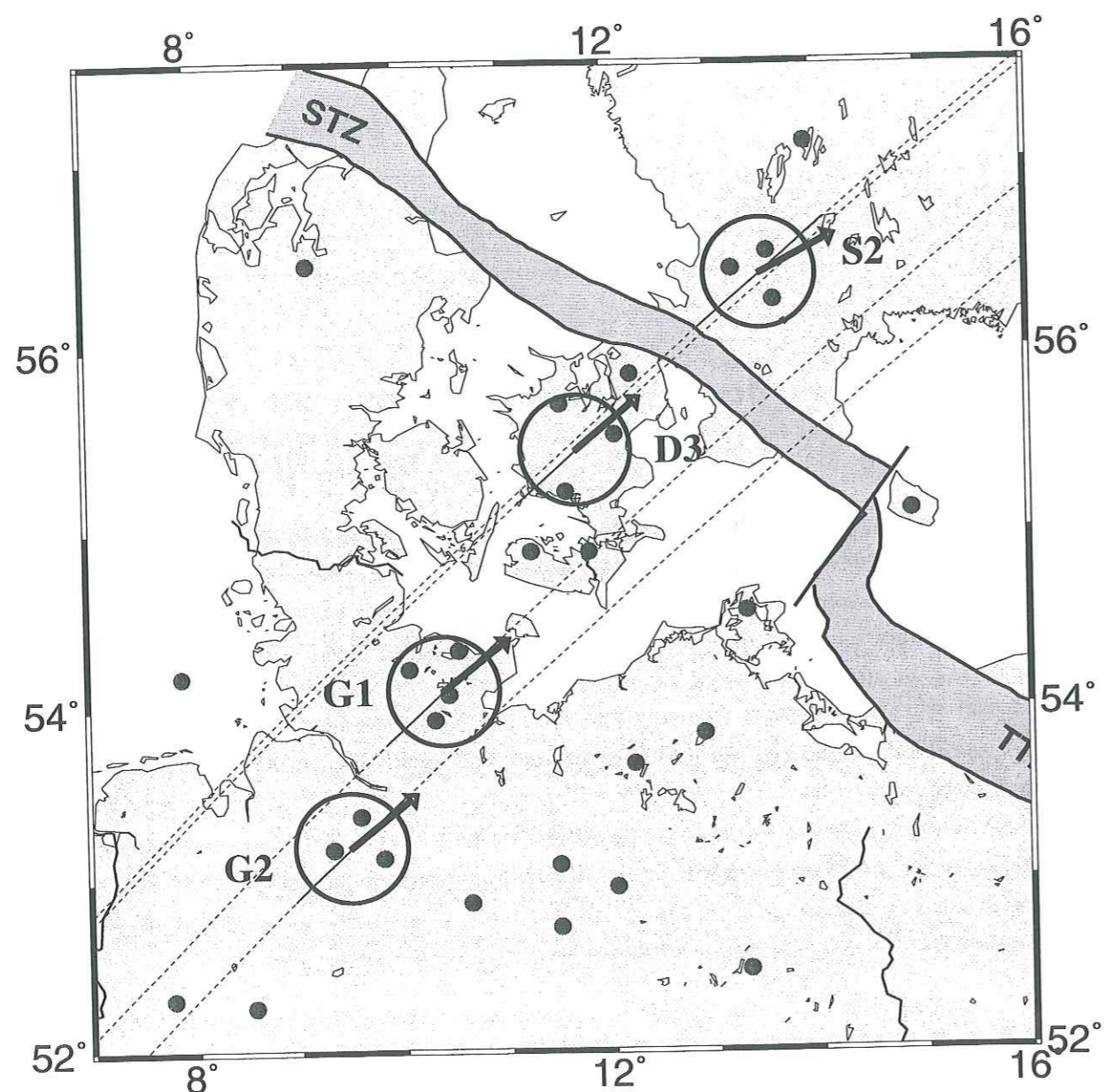


FIG. 6.14 – Carte représentant les écarts (flèches noires) au grand-cercle (traits noirs) mesurés pour chacun des réseaux G2, G1, D3 et S2, à 50 s de période (séisme dans l’océan Atlantique, le 10 décembre 1996, 08:36:18 TU). La plus grande déviation est mesurée en Suède, et montre la réfraction latérale des ondes de Rayleigh sur la STZ due à des variations de la structure lithosphérique.

Nous avons donc mesuré pour chaque événement et chaque réseau la distance parcourue par le front d’onde et le retard temporel entre couples de stations constituant le réseau, et ce pour chaque fréquence. Au final, une régression linéaire dans le plan temps (retard) - distance sur l’ensemble des mesures faites pour tous les événements à un réseau donné nous permet de déterminer la vitesse de phase associée à chaque fréquence.

Compte-tenu de la nature des capteurs sismologiques (CMG40) installés en Suède pour constituer les réseaux, et qui coupent le signal à 40 s, nous n’avons pas de mesures de vitesse de phase exploitables au nord de la STZ au delà de 40 s. C’est pourquoi nous préférons ne pas les présenter.

Nous avons représenté en Fig. 6.15 les courbes mesurées pour les réseaux D1 et D3 du Danemark. Des problèmes de temps GPS liés à l’une des stations du réseau D2 nous ont contraint d’abandonner ce réseau et de proposer une solution de remplacement avec le réseau D3 (voir Fig. 6.4). Les points noirs sont les valeurs moyennes de la vitesse mesurée. Ces valeurs moyennes sont obtenues par analyse de 9 mesures pour le réseau D1 (3 événements) et 24 mesures pour le réseau D3 (8 événements). L’aire en gris clair représente l’intervalle de confiance de 95%, et celle en gris foncé l’intervalle sur les mesures qui nous a servi pour l’inversion dans la section suivante. Lorsque les mesures sont bien contraintes comme dans le cas du réseau D1, les deux aires sont confondues, mais lorsque les mesures présentent de grandes instabilités comme dans le cas du réseau D3, qui est un réseau a priori non optimisé pour ce genre d’étude, alors l’aire en gris foncé représente l’intervalle de confiance, définie ici entre 50 et 90 s de période. La décision de réduire l’intervalle de confiance est tout-à-fait arbitraire et dans notre cas elle est indispensable pour avoir un minimum de contrainte sur la courbe de dispersion. Ceci évite d’obtenir par inversion une population de modèles trop disparate et dont aucune tendance ne ressortirait. Nous voyons déjà qu’avec des réseaux si proches les résultats ne sont pas superposables, et que sous le réseau D1 nous avons des vitesses de phase plus élevées que sous D3.

En Allemagne, nous avons les résultats pour les réseaux G1 et G2, obtenus respectivement avec l’analyse de 12 et 15 mesures (sur 4 et 5 événements). La Fig. 6.16 montre ces résultats. Avec le réseau G2 les contraintes sur les mesures sont moins bonnes que celles obtenues avec le réseau G1, aussi nous avons arbitrairement réduit l’aire de confiance à 98% (aire en gris foncé) pour l’inversion. Là encore, entre les deux courbes de dispersion nous remarquons des différences, notamment pour les périodes inférieures à 50 s et supérieures à 90 s.

Enfin, notons que les vitesses de phase pour des périodes comprises entre 50 et 90 s sont globalement plus élevées sous le Danemark que dans le nord de l’Allemagne. Nous voyons donc déjà avec les courbes de dispersion que la lithosphère est latéralement hétérogène dans la région et que les variations de structure sont détectables sur les distances séparant les différents réseaux.

### 6.3.2 Mesures sous des profils

Pour compléter notre étude, nous avons aussi mesuré les vitesses de phase sur des profils comme cela se fait classiquement dans les études d’onde de surface. Pour cela, nous avons choisi les profils de façon à minimiser l’influence des variations latérales des structures, i.e. en prenant des stations localisées dans une même zone tectonique. La Fig. 6.17 montre ces différents profils.

Les mesures de déviation au grand-cercle ne peuvent être faites de façon systématique,

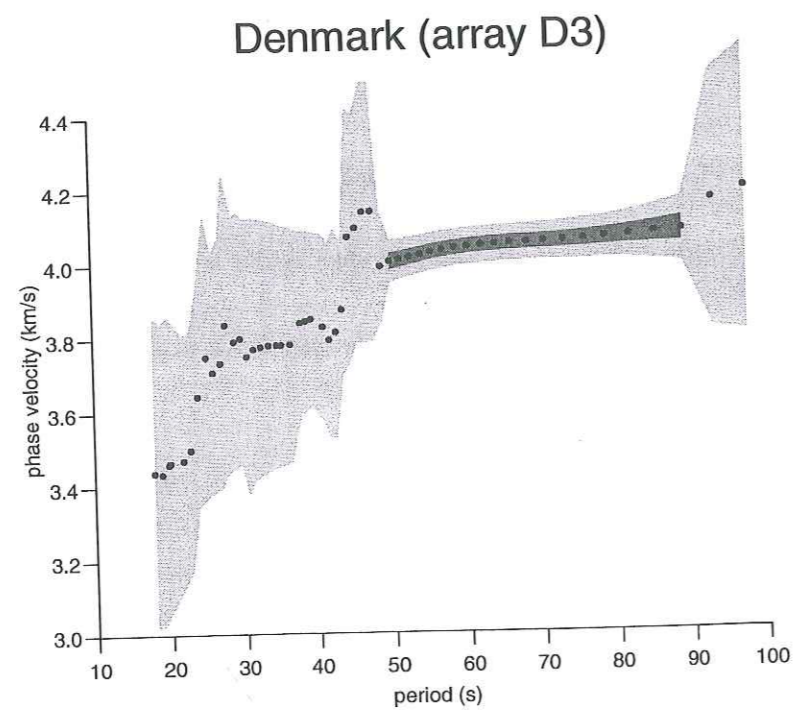
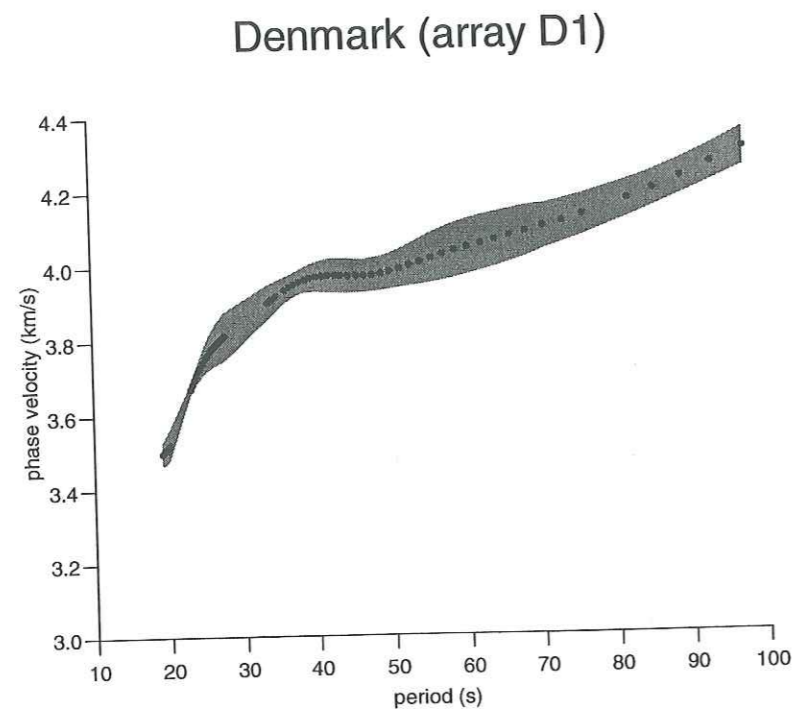


FIG. 6.15 – Courbes de dispersion (vitesse de phase) mesurées par les réseaux D1 et D3 du Danemark (programme TOR1).

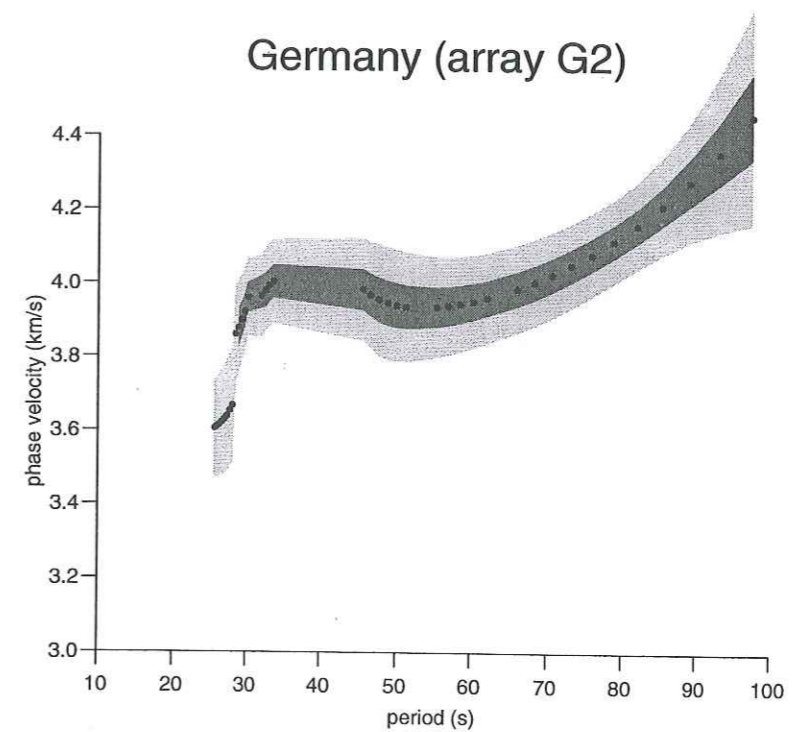
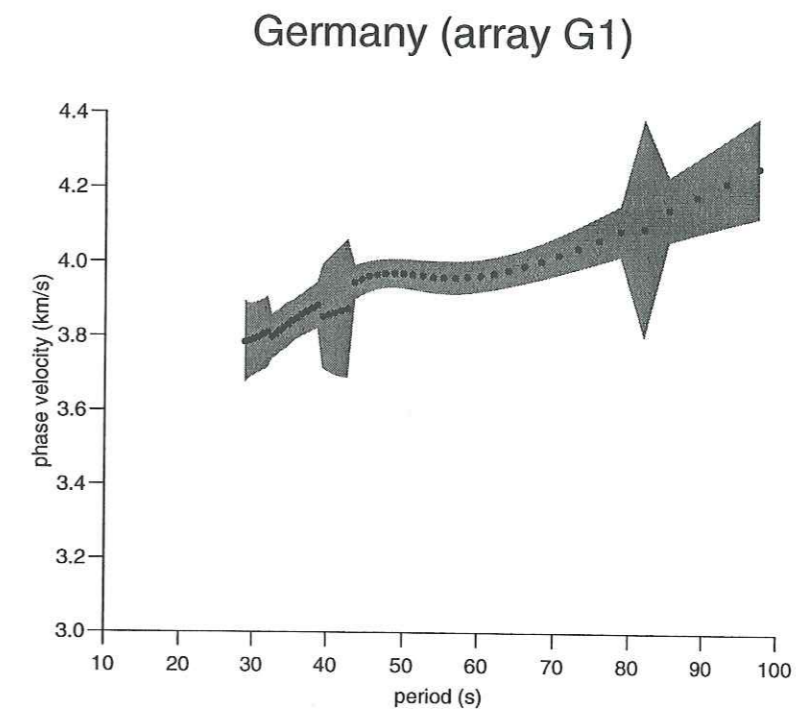


FIG. 6.16 – Courbes de dispersion (vitesse de phase) mesurées par les réseaux G1 et G2 en Allemagne du nord (programme TOR1).

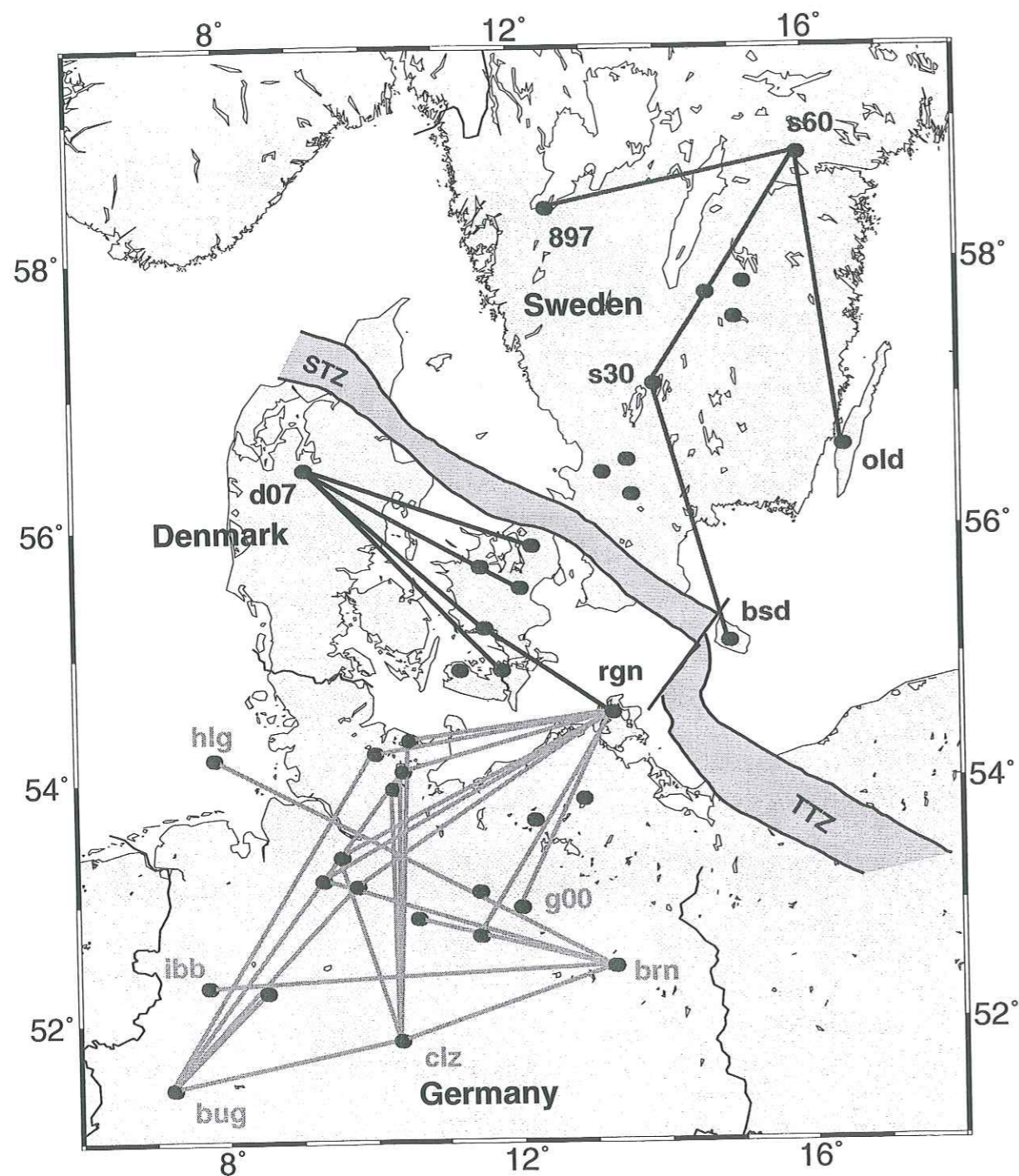


FIG. 6.17 – Ensemble des profils, représentés par des segments entre stations, ayant fait l'objet de mesure de vitesse de phase.

nous avons préféré moyenniser l'ensemble des mesures. Pour la sélection des événements, nous avons choisi un angle entre l'alignement des stations et le grand-cercle inférieur à  $5^\circ$ . La vitesse de phase entre couples de stations est mesurée par le filtre de Wiener à partir des données

filtrées dans le plan temps-fréquence (cf chapitre 1). En regroupant les mesures par pays, ce qui correspond à un regroupement par unité tectonique, nous proposons les courbes de dispersion moyennes pour l'Allemagne, le Danemark et la Suède. Ces courbes sont la moyenne de 47, 11 et 9 mesures respectivement pour ces trois pays (sur 28, 7 et 8 événements) et sont présentées en Fig. 6.18. Là encore, nous voyons de grandes différences entre ces trois courbes, notamment pour la courbe de dispersion mesurée en Suède qui présente des vitesses globalement beaucoup plus élevées que celles mesurées au Danemark et en Allemagne. En outre, la vitesse de phase augmente considérablement avec les longues périodes au nord de la STZ, alors qu'au sud, les vitesses mesurées tendent à présenter une dispersion moindre. Au vu de ces trois courbes de dispersion, il semblerait qu'une grande variation latérale de structure existe entre la Suède et le Danemark, et qui correspondrait en surface à la STZ. Ces résultats sont compatibles avec les études de la réfraction présentées dans la section précédente. L'inversion de ces courbes de dispersion dans la section suivante va nous permettre de proposer des modèles lithosphériques pour l'ensemble de la région étudiée, en montrant les variations latérales du milieu sous-jacent.

#### 6.4 Détermination de la structure lithosphérique autour de la STZ par l'inversion des courbes de dispersion des ondes de Rayleigh

A partir des courbes de dispersion présentées précédemment, la procédure d'inversion décrite dans le chapitre 1 nous permet de définir les modèles en vitesse des ondes S jusqu'à 200 km de profondeur. Nous présentons successivement les résultats obtenus pour les réseaux et sur les différents profils. Nous avons imposé des contraintes sur la position du Moho et sur les vitesses crustales et mantelliques, d'après les résultats de l'EUGENO-S Working Group (1988), de l'European Geotraverse (1992) et de Tryggvason (1998). A ceux-là nous pourrions aujourd'hui ajouter les compilations de Pedersen et al. (1999) et Arlitt et al. (1999). En revanche, nous avons laissé une grande liberté pour l'épaisseur de la lithosphère et pour sa vitesse à la base. Tous les modèles sont des modèles à trois couches crustales et trois couches mantelliques.

##### 6.4.1 Inversion des mesures de réseaux

La Fig. 6.19 présente les modèles obtenus sous les réseaux D1 et D3 au Danemark (voir Fig. 6.4). Pour le réseau D1, localisé très près de la STZ, nous ne voyons pas la base de la lithosphère car la vitesse en onde S du modèle augmente avec la profondeur jusqu'à plus de 200 km. En revanche, pour le réseau D3, plus éloigné de la STZ, nous obtenons très clairement une lithosphère épaisse de  $120 \pm 20$  km de vitesse  $V_s = 4.60 \pm 0.10$  km.s<sup>-1</sup>, et une vitesse  $V_s = 4.45 \pm 0.15$  km.s<sup>-1</sup> au sommet de l'asthénosphère.

La Fig. 6.20 présente les modèles sous les réseaux G1 et G2 en Allemagne (voir Fig. 6.4). Dans les deux cas la limite lithosphère-asthénosphère est très marquée, avec respectivement des épaisseurs lithosphériques de  $50 \pm 10$  km et  $75 \pm 25$  km. Les vitesses sont identiques dans le

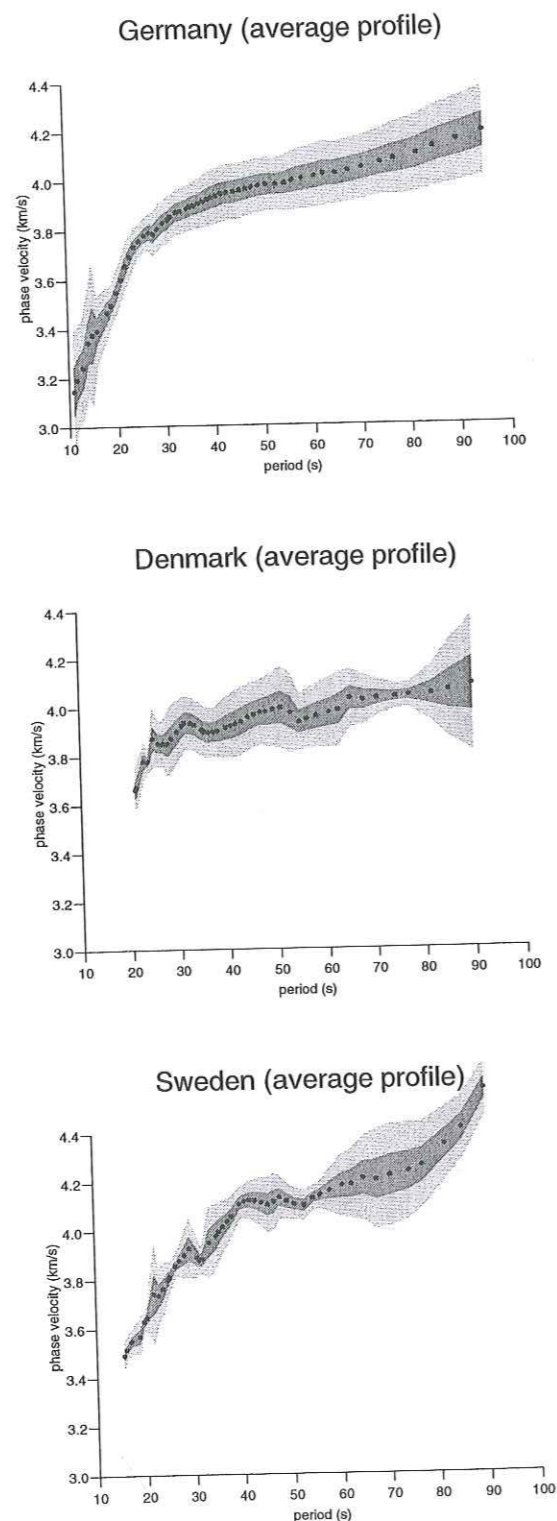


FIG. 6.18 – Courbes de dispersion (vitesse de phase) moyennes mesurées pour des profils de stations sismologiques localisés en Allemagne, au Danemark et en Suède.

manteau supérieur de la lithosphère ( $V_s = 4.55 \pm 0.15 \text{ km.s}^{-1}$ ) et au sommet de l'asthénosphère ( $V_s = 4.35 \pm 0.15 \text{ km.s}^{-1}$ ).

Par cette analyse de réseau, deux points essentiels ressortent. Le premier est l'absence de limite lithosphère-asthénosphère sous le réseau D1 jusqu'à au moins 200 km de profondeur. Le deuxième concerne la lithosphère sous l'Allemagne qui montre des variations latérales dans son épaisseur, mais dont les vitesses sont les mêmes.

#### 6.4.2 Inversion des mesures sur les profils

De même que pour les mesures de réseau, nous avons inversé les mesures de vitesse de phase faites sur les profils localisés en Allemagne, au Danemark et en Suède. Les modèles pour ces trois régions sont présentés en Fig. 6.21 de haut en bas respectivement. Sous l'Allemagne, nous obtenons une lithosphère épaisse de  $100 \pm 20 \text{ km}$  et de vitesse  $V_s = 4.60 \pm 0.10 \text{ km.s}^{-1}$ , et une vitesse  $V_s$  de  $4.40 \pm 0.2 \text{ km.s}^{-1}$  au sommet de l'asthénosphère. La lithosphère déterminée ici est plus épaisse que celle déterminée sous les deux réseaux G1 et G2. Quant à la vitesse, elle est sensiblement plus élevée pour l'ensemble des profils que sous les réseaux.

Sous le Danemark, nous obtenons une lithosphère épaisse de  $120 \pm 20 \text{ km}$  de vitesse  $V_s = 4.62 \pm 0.12 \text{ km.s}^{-1}$ , et  $V_s$  à  $4.40 \pm 0.15 \text{ km.s}^{-1}$  au sommet de l'asthénosphère. Dans ce cas, l'épaisseur de la lithosphère est plus petite que celle sous les réseaux D1 et D3, et la vitesse  $V_s$  est sensiblement plus élevée dans la lithosphère et plus faible dans l'asthénosphère que sous les réseaux.

Finalement, seules des mesures sur des profils nous permettent de proposer un modèle lithosphérique pour la Suède. Ce modèle ne montre pas de limite lithosphère-asthénosphère dans les 200 premiers km étudiés. En outre, la vitesse dans la lithosphère est plus forte que celle déterminée au Danemark ou en Allemagne ( $V_s = 4.65 \pm 0.10 \text{ km.s}^{-1}$ ).

### 6.5 Discussion sur les modèles lithosphériques autour de la STZ

Le tableau 6.2 reprend les épaisseurs de la lithosphère définies dans les trois pays, ainsi que les vitesses  $V_s$  dans la lithosphère et l'asthénosphère. Nos résultats sont classés par localisation géographique, du nord-est (en haut) jusqu'au sud-ouest (en bas). Rappelons que la STZ est localisée juste au nord-est du réseau D1.

Nous avons représenté ces résultats sur les cartes des Figs. 6.22 (carte des épaisseurs lithosphériques) et 6.23 (carte des vitesses des ondes S dans la lithosphère et au sommet de l'asthénosphère). Ces cartes permettent de déterminer les variations lithosphériques de part et d'autre de la STZ. En effet, sous la Suède, i.e. au nord-est de la STZ, aucune limite lithosphère-asthénosphère n'apparaît sur les modèles dans les 200 premiers km étudiés. En revanche, sous l'Allemagne et le Danemark, i.e. au sud-ouest de la STZ, une lithosphère épaisse de 50 à 120 km suivant la localisation géographique est nettement définie, ceci à l'exception du réseau D1 qui

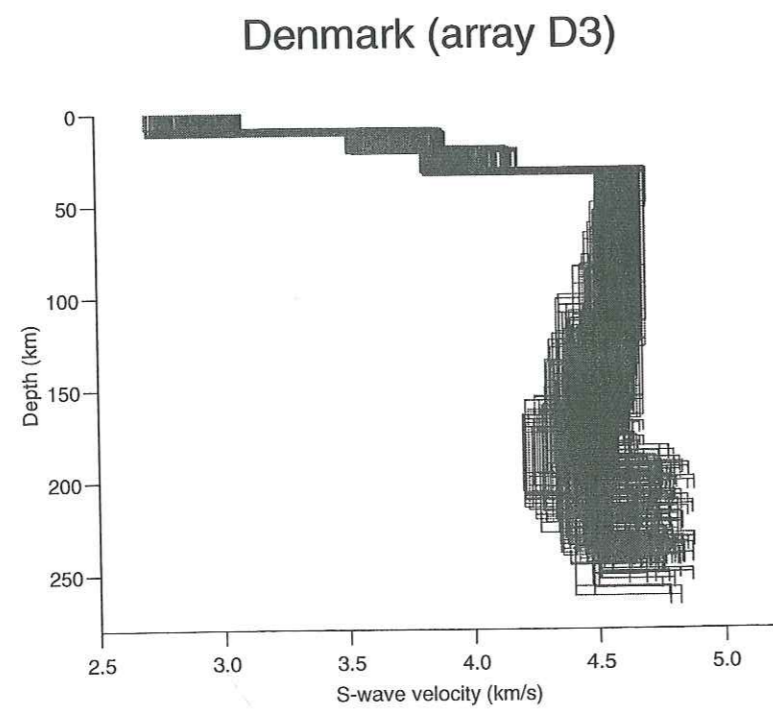
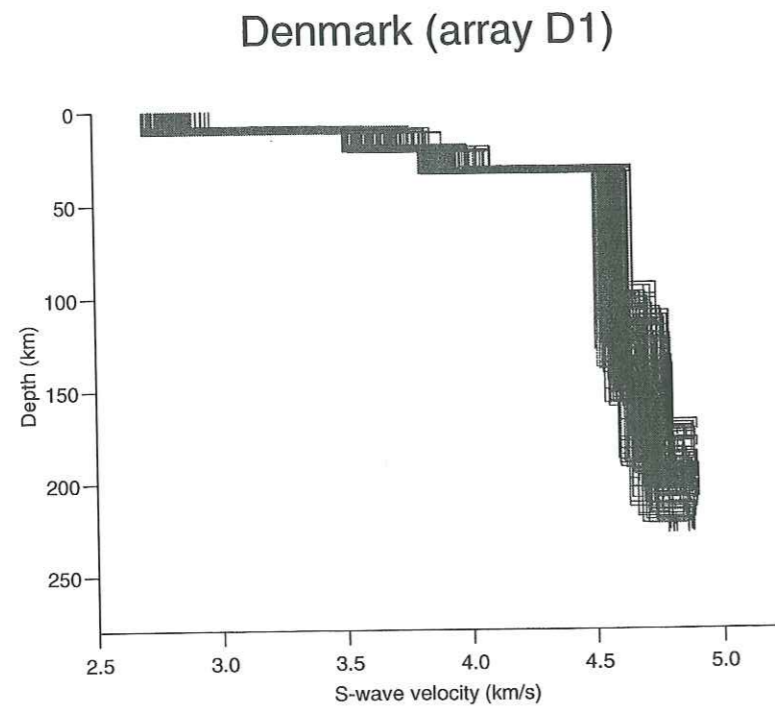


FIG. 6.19 – Modèles lithosphériques en vitesse des ondes S pour les réseaux D1 et D3 localisés au Danemark (voir Fig. 6.4).

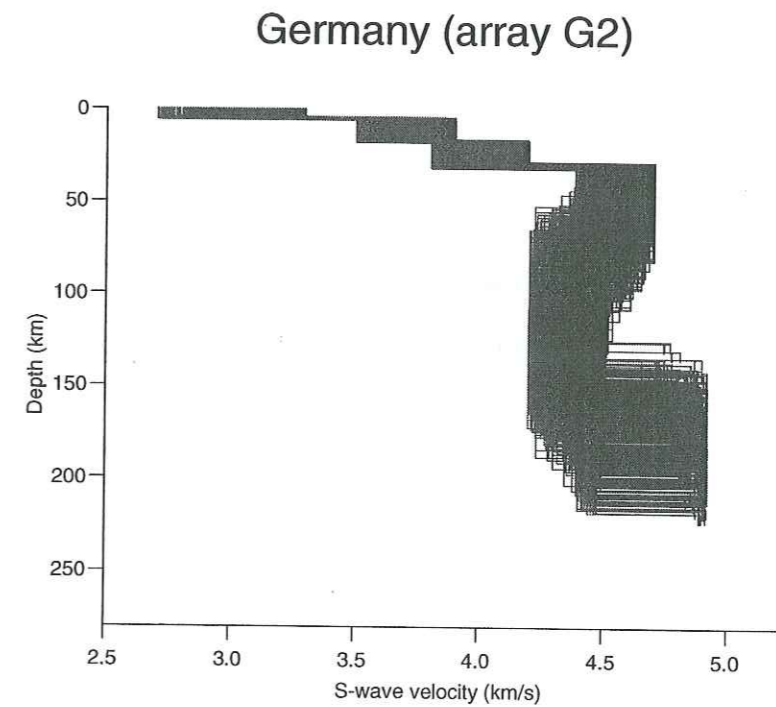
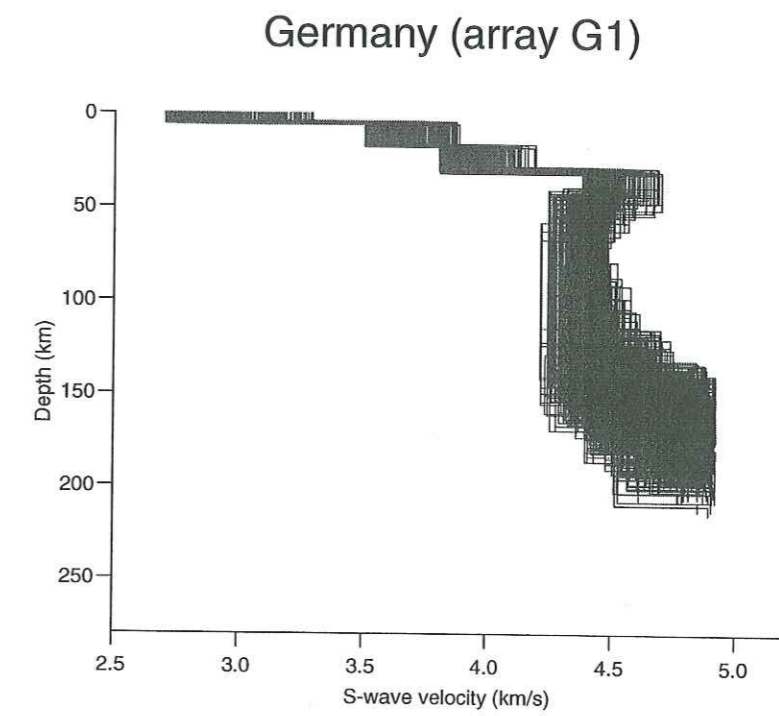


FIG. 6.20 – Modèles lithosphériques en vitesse des ondes S pour les réseaux G1 et G2 localisés en Allemagne (voir Fig. 6.4).

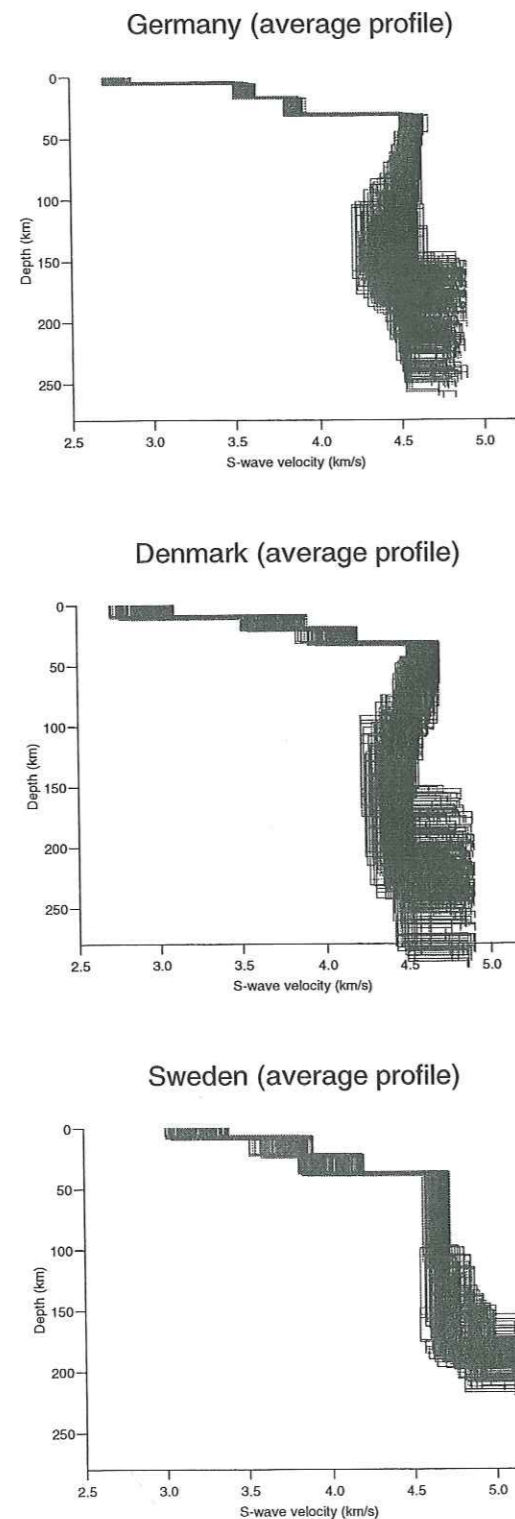


FIG. 6.21 – Modèles lithosphériques en vitesse des ondes  $S$  moyennés sur les profils en Allemagne, au Danemark et en Suède (voir Fig. 6.4).

lieu	Z (km)	$V_s(\text{lithos.})$	$V_s(\text{asth.})$
<b>S</b>	> 200	$4.65 \pm 0.10$	
<b>D1</b>	> 200	$4.57 \pm 0.07$	
<b>D3</b>	$120 \pm 20$	$4.60 \pm 0.10$	$4.45 \pm 0.15$
<b>D</b>	$120 \pm 20$	$4.62 \pm 0.12$	$4.40 \pm 0.15$
<b>G1</b>	$50 \pm 10$	$4.55 \pm 0.15$	$4.35 \pm 0.15$
<b>G2</b>	$75 \pm 25$	$4.55 \pm 0.15$	$4.35 \pm 0.15$
<b>G</b>	$100 \pm 20$	$4.60 \pm 0.10$	$4.40 \pm 0.20$

TAB. 6.2 – Epaisseur de la lithosphère ( $Z$ ) en km et vitesses  $V_s$  dans la lithosphère ( $V_s(\text{lithos.})$ ) et l'asthénosphère ( $V_s(\text{asth.})$ ) en  $\text{km.s}^{-1}$  résultant de l'inversion des courbes de dispersion. Les caractères en gras sont pour les trois pays (Suède, Danemark et Allemagne) et les autres sont pour les réseaux au Danemark (D1 et D3) et en Allemagne (G1 et G2).

offre les mêmes résultats que pour la Suède.

Nous proposons deux hypothèses pour interpréter les résultats sous le réseau D1. La première est que la structure lithosphérique de la Suède présente un plongement vers le sud-ouest sous la STZ. Ainsi, le milieu sous le réseau D1 est à rattacher à la lithosphère précambrienne. La deuxième hypothèse est due à la nature des ondes étudiées. En effet, les trois événements ayant servi à l'analyse de ce réseau ont un back-azimuth entre  $30$  et  $85^\circ$ . Ceci signifie que les ondes se sont propagées en Suède avant d'être enregistrées par le réseau et nous ne pouvons pas exclure une forte influence du milieu échantillonné juste avant celui sous le réseau.

Les premiers résultats d'analyse des ondes de Rayleigh pour l'étude de la Fennoscandinavie (Nolet, 1977; Panza et al., 1980; Calcagnile, 1982) montraient que la lithosphère présente des variations latérales de structure sous cette région. En revanche, ces résultats ne définissaient pas une absence de la limite lithosphère-asthénosphère sous le bouclier baltique. Ceci est en partie dû au fait que les études n'avaient pas la résolution latérale suffisante et que les cartes présentées à l'époque étaient le produit d'une interpolation sur quelques profils en Europe. Plus tard, avec l'analyse des modes fondamentaux et supérieurs de l'onde de Rayleigh, Dost (1986, 1990) et Nolet (1990) montrent à plus petite échelle de forts contrastes de vitesse entre le bouclier baltique (plus rapide) et la jeune Europe (plus lente). Ces variations latérales abruptes de la lithosphère sont ensuite redéfinies dans les modèles EUR-S91 de Zielhuis & Nolet (1994) et EUR-SC'95 de Marquering & Snieder (1996). Tous les résultats précédemment cités, obtenus à partir de l'analyse des ondes de surface, déterminent des variations latérales mais n'offrent pas une résolution suffisante pour voir la transition à petite échelle de part et d'autre de la STZ. Finalement, Pedersen et al. (1994) ont montré par l'inversion de la vitesse de phase mesurée pour le mode fondamental de l'onde de Rayleigh les différences obtenues de part et d'autre de la STZ à l'échelle régionale. Ces auteurs définissent une LVZ sous le Danemark entre 120 et 200 km de profondeur et n'en observent pas sous la Norvège. La Fig. 6.24 montre leurs résultats. Leurs

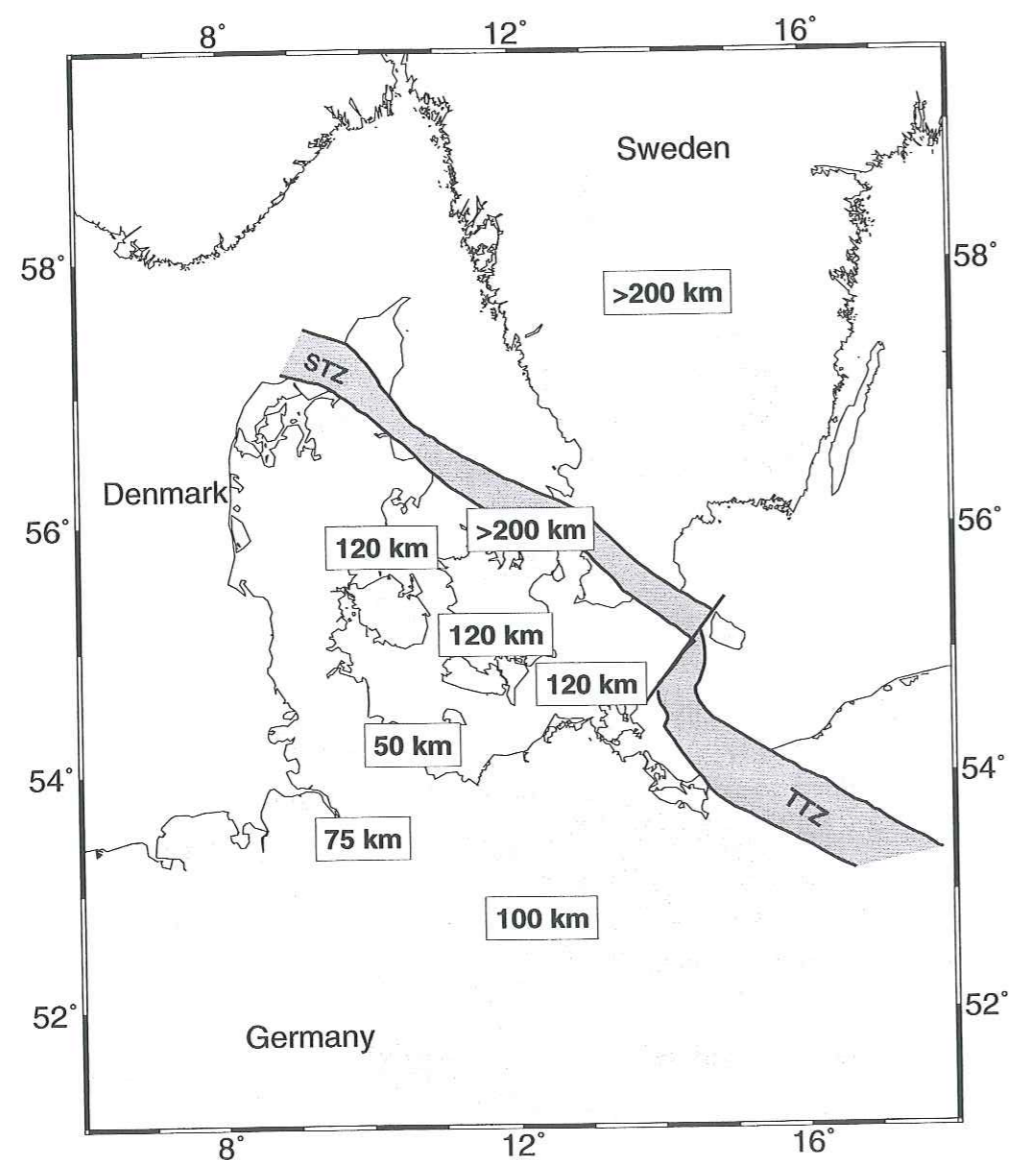


FIG. 6.22 – Carte des épaisseurs de la lithosphère de part et d'autre de la STZ que nous avons déterminée par l'inversion de nos mesures de vitesse de phase.

profils étaient situés plus au nord-ouest de notre région étudiée et malgré tout nous avons une très bonne corrélation entre leurs résultats et les nôtres. En effet, nous ne voyons pas la limite lithosphère-asthénosphère sous la Suède dans nos modèles en vitesse des ondes S, alors que nous la déterminons à  $120 \pm 20$  km de profondeur sous le Danemark.

Les études tomographiques récentes faites à partir des ondes P dans le cadre de TOR1 par Arlitt (1999) montrent que les modèles de vitesse des ondes P ne déterminent pas la limite lithosphère-asthénosphère sous le bouclier baltique et que la transition au niveau de la STZ est brutale. En outre, Arlitt montre qu'il y a un pendage de la structure vers le sud-ouest sous cette zone. Les modèles de vitesses des ondes P sont en excellente adéquation avec ceux des ondes S

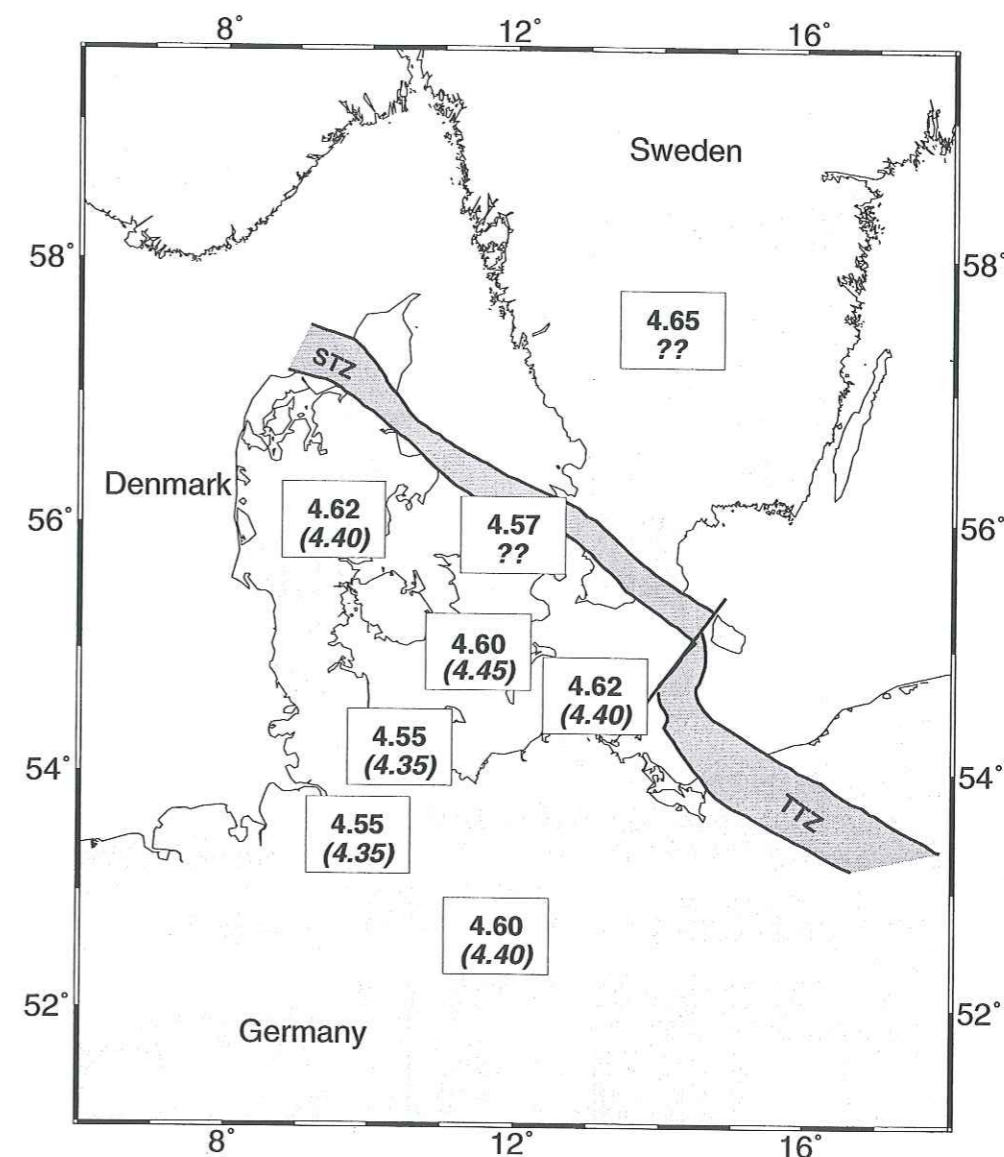


FIG. 6.23 – Carte des vitesses en ondes S de la lithosphère (en gras) et du sommet de l'asthénosphère (en italique) de part et d'autre de la STZ.

que nous avons déterminés.

Les vitesses élevées dans cette lithosphère et l'absence de frontière avec l'asthénosphère soulignent bien une structure de bouclier. De plus, la STZ apparaît comme une transition majeure de la structure mantellique. Les études tomographiques (Arlitt, 1999) et nos résultats pour le réseau D1 font état d'un pendage de la STZ vers le sud-ouest. La combinaison de ces résultats avec ceux à venir des études des fonctions-récepteurs (Potsdam, Varsovie) dans le cadre de TOR1 permettra de définir avec plus de précision la structure de la STZ et donc la transition entre l'Europe protérozoïque à l'est et l'Europe phanérozoïque à l'ouest.



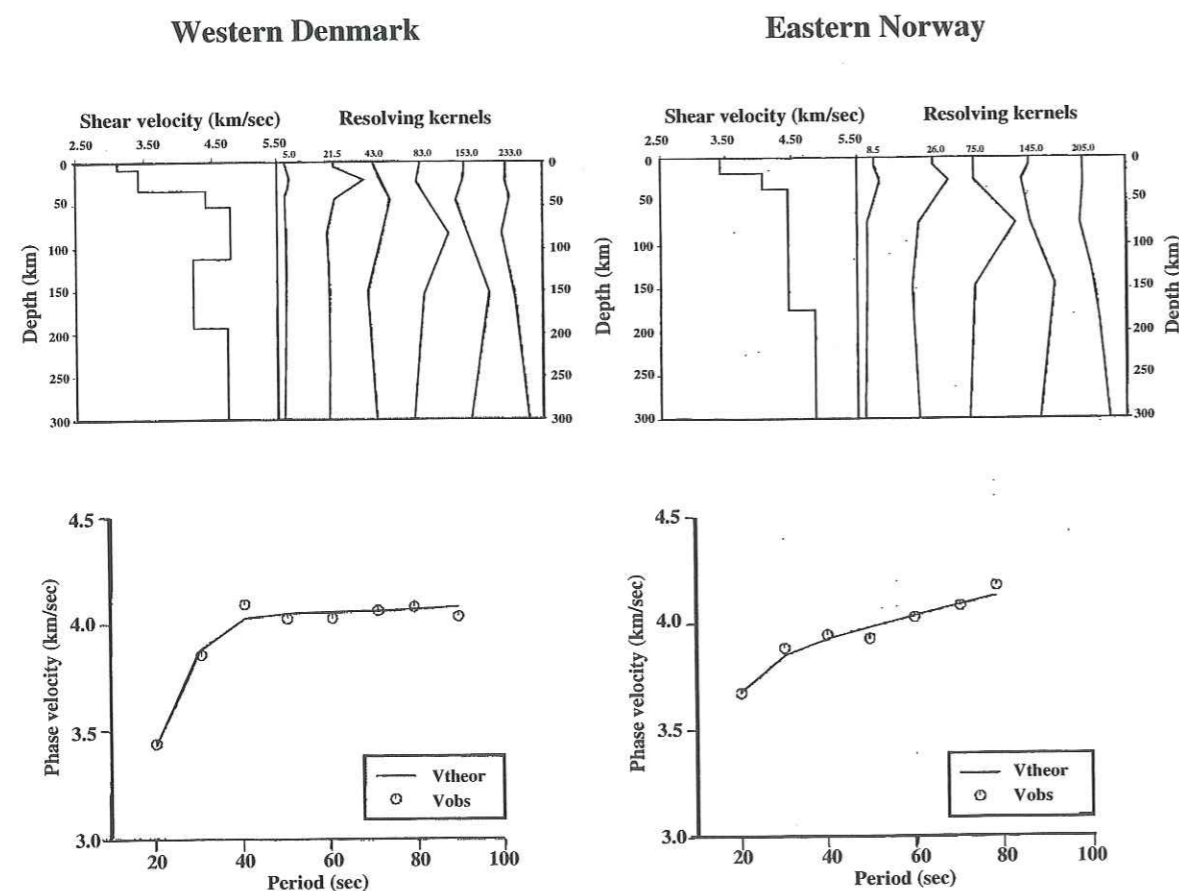


FIG. 6.24 – Modèles de vitesse obtenus par Pedersen et al. (1994) à partir de l'analyse de l'onde de Rayleigh pour l'ouest du Danemark (gauche) et l'est de la Norvège (droite). Pour chacune des deux régions, nous avons en haut le modèle en vitesse des ondes S obtenu par inversion. En bas nous avons les vitesses de phase mesurées pour l'onde de Rayleigh (ronds) superposées avec les vitesses théoriques du modèle.

## 6.6 Bibliographie

- Alsina, D., and R. Snieder, 1996. Constraints on the velocity structure beneath the Tornquist-Teisseyre Zone from beam-forming analysis, *Geophys. J. Int.*, **126**, 205-218.
- Arlitt, R., E. Kissling, J. Ansorge, and TOR Working Group, 1999. 3-D crustal structure beneath the TOR array and effects on teleseismic wavefronts, *Tectonophysics*, **314**, ??-??.
- Arlitt, R., 1999. Teleseismic Body Wave Tomography across the Trans-European Suture Zone between Sweden and Denmark, *Ph.D thesis*, ETH Zürich, Switzerland.
- Babuška, V., J. Plomerová, and J. Šílený, 1984. Spatial variations of P residuals and deep structure of the European lithosphere, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **79**, 363-383.
- Babuška, V., J. Plomerová, and P. Pajdušák, 1988. Lithosphere-Asthenosphere in Central Europe: models derived from P residuals. In: G. Nolet and B. Dost (Eds), Proc. 4th EGT Workshop: The upper mantle. European Science Foundation, Strasbourg, 37-48.
- Babuška, V., and J. Plomerová, 1993. Lithospheric thickness and velocity anisotropy - seismological and geothermal aspects, *Tectonophysics*, **225**, 79-89.
- Berthelsen, A., 1992. Mobile Europe. In: Blundell, D., Freeman, R., Mueller, S. (Eds), The European Geotraverse: A Continent Revealed, *Cambridge Univ. Press*, Cambridge, 153-164.
- Calcagnile, G., 1991. Deep structure of Fennoscandia from fundamental and higher mode dispersion of Rayleigh waves, *Tectonophysics*, **195**, 139-149.
- Dost, B., 1986. Preliminary results from higher-mode surface wave measurements in western Europe using the NARS array, *Tectonophysics*, **128**, 289-301.
- Dost, B., 1990. Upper mantle structure under western Europe from fundamental and higher mode surface waves using the NARS array, *Geophys. J. Int.*, **100**, 131-151.
- EUGENO-S Working Group, 1988. Crustale structure and tectonic evolution of the transition between the Baltic Shield and the North German Caledonides (the EUGENO-S Project), *Tectonophysics*, **150**, 253-348.
- European Geotraverse, 1992. In: Blundell, D., Freeman, R., Mueller, S. (Eds), The European Geotraverse: A Continent Revealed, *Cambridge Univ. Press*, Cambridge.
- Gregersen, S., and Tor Working Group, 1999. Important findings expected from Europe's largest seismic array, *EOS Trans.*, **80**, 1-2.
- Husebye, E. S., and J. Hovland, 1982. The upper mantle seismic heterogeneities beneath Fennoscandia, *Tectonophysics*, **90**, 1-17.

- Husebye, E. S., and F. Ringdal, 1978. Seismic mapping of the fennoscandian lithosphere and asthenosphere with special reference to the Oslo graben, *In: Tectonics and Geophysics of Continental Rifts*, I. B. Ramberg and E.-R. Neumann (Eds), Dordrecht, Holland, 297-311.
- Marquering, H., and R. Snieder, 1996. Shear-wave velocity structure beneath Europe, the northeastern Atlantic and western Asia from waveform inversion including surface-wave mode coupling, *Geophys. J. Int.*, **127**, 283-304.
- Nolet, G., 1977. Upper mantle under western Europe inferred from the dispersion of Rayleigh waves, *J. Geophys. Res.*, **43**, 265-285.
- Nolet, G., 1990. Partitioned waveform inversion and two-dimensional structure under the Network of Autonomously Recording Seismographs, *J. Geophys. Res.*, **95**, 8499-8512.
- Panza, G. F., S. Mueller, and G. Calcagnile, 1980. The gross features of the lithosphere-asthenosphere system in Europe from seismic surface waves and body waves, *Pure and Applied Geophys.*, **118**, 1209-1213.
- Pedersen, H. A., M. Campillo, and N. Balling, 1994. Changes in the lithospheric structure across the Sorgenfrei-Tornquist Zone inferred from dispersion of Rayleigh waves, *Earth and Plan. Sc. Lett.*, **128**, 37-46.
- Pedersen, T., S. Gregersen, and TOR Working Group, 1999. Project TOR: deep lithospheric variation across the Sorgenfrei-Tornquist Zone, Southern Scandinavia, *Bull. Geol. Soc. of Denmark*, **46**, ??-??.
- Pollack, H. N., and D. S. Chapman, 1997. On the regional variation of heat flow, geotherms and lithospheric thickness, *Tectonophysics*, **38**, 279-296.
- Sacks, I. S., J. A. Snoke, and E. S. Husebye, 1979. Lithosphere thickness beneath the Baltic shield, *Tectonophysics*, **56**, 101-110.
- Snieder, R., 1988. Large-scale waveform inversions of surface waves for lateral heterogeneity, 2. Application to surface waves in Europe and the Mediterranean, *J. Geophys. Res.*, **93**, 12,067-12,080.
- Schweitzer, J., 1995. Blockage of regional seismic waves by the Teisseyre-Tornquist zone, *Geophys. J. Int.*, **123**, 260-276.
- Thybo, H., 1990. A seismic velocity model along the EGT profile from the North German Basin into the Baltic Shield. *In: Freeman, R., Giese, P., Mueller, S. (Eds), The European Geotraverse: integrative studies*. European Science Foundation, Strasbourg, 99-108.
- Thybo, H., E. Perchúé, and S. Gregersen, 1998. Interpretation in statu nascendi of seismic wide-angle reflections based on EUGENO-S data, *Tectonophysics*, **289**, 281-294.

- Tryggvason, A., C.-E. Lund, and M. Friberg, 1998. A two-dimensional seismic velocity model across the transition zone between the Baltic Shield and the North German Basin - the EUGENO-S profile 1 revisited, *Tectonophysics*, **290**, 47-58.
- Zielhuis, A., and G. Nolet, 1994. Deep seismic expression of an ancient plate boundary in Europe, *Science*, **265**.

## Conclusion générale

Les approches habituellement faites pour les études régionales des ondes de surface ne permettent pas de bien résoudre les fortes variations latérales de la structure lithosphérique. L'hypothèse de base suppose un milieu 1D latéralement homogène, ou un modèle lissé, et elle néglige donc les variations de structure à différentes échelles (entre la source et une station ou entre stations).

Afin de mieux déterminer les variations latérales de la lithosphère par l'analyse des ondes de surface, nous avons eu dans ce travail de thèse trois approches différentes :

- dans le cas des mesures faites avec de grandes distances interstation ou sur des réseaux rectilignes, nous avons choisi des couples de stations localisés sur une même unité géologique pour éviter les trop fortes variations de structure. Au sud du plateau tibétain, nous avons séparé la région au nord de la suture du Tsangpo de celle au sud. Dans le cas de la Scandinavie, nous avons découpé notre zone en trois (Allemagne, Danemark et Suède), correspondant à trois modèles crustaux très différents. Finalement, seule notre étude dans les Alpes occidentales ne respecte pas entièrement cette règle puisque les distances entre les stations disponibles sont grandes devant la longueur d'onde des hétérogénéités de la lithosphère. Néanmoins, avec les différents profils répartis sur la région nous avons montré de fortes variations latérales dans l'épaisseur de la lithosphère.
- dans le cas où la région étudiée présente de trop grands changements latéraux de la lithosphère, nous avons proposé des analyses de réseau. Cette alternative présente l'avantage de réduire considérablement les distances entre stations et donc de minimiser l'effet des hétérogénéités. Il s'agit d'une nouvelle approche pour l'étude des ondes de surface à l'échelle régionale, rendue possible grâce au développement récent des stations large-bande portables. A l'intérieur d'une zone de 20-40 km de diamètre, la direction d'arrivée de l'onde incidente et la vitesse de phase sont mesurées. Ceci permet l'étude de régions très hétérogènes latéralement, comme dans le cas des Alpes occidentales, et les variations latérales de la structure lithosphérique sont étudiées sur des distances inférieures à celles des profils habituellement utilisés. Dans ce cas, nous avons montré autour de la zone de Sorgenfrei-Tornquist comment la structure variait sur des distances décakilométriques.
- enfin, nous avons vu aussi comment en combinant l'analyse de plusieurs paramètres nous pouvions apporter de fortes contraintes sur nos études. Pour la structure de part et d'autre de la suture du Tsangpo (sud Tibet), l'étude menée sur les amplitudes des ondes de Rayleigh a permis non seulement de valider les résultats issus des mesures de vitesse de phase, mais aussi de contraindre la taille de la transition entre les deux croûtes étudiées.

Par ailleurs, la combinaison de la direction d'arrivée et de la phase permet de ne plus faire l'approximation du grand-cercle et d'améliorer les mesures de vitesse de phase locale. Nous l'avons montré pour l'étude des Alpes et de la Scandinavie.

Nos résultats en terme de structure de ces trois régions étudiées sont les suivants : de part et d'autre de la suture du Tsangpo, au sud du plateau tibétain, nous trouvons que la croûte garde une épaisseur constante de 70 km. Au nord de cette suture nous déterminons une couche à moindre vitesse pour les ondes de cisaillement dans la croûte inférieure épaisse de 30 km, alors qu'au sud de cette suture la vitesse augmente continuellement avec la profondeur. Nous interprétons cette zone à moindre vitesse comme la signature de fusion partielle due à l'épaississement du plateau tibétain du fait de la convergence de l'Inde et de l'Asie.

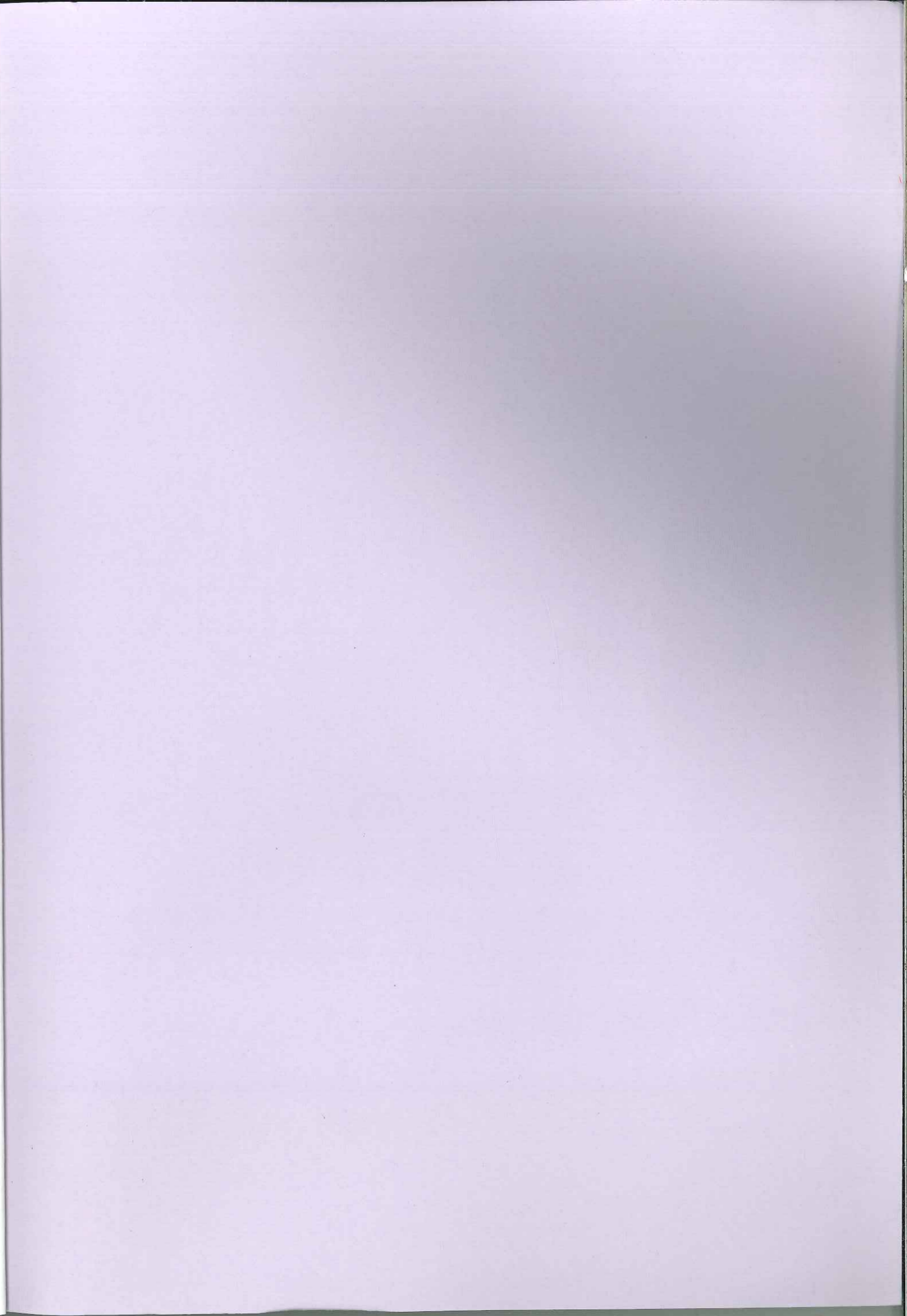
Dans la partie française des Alpes occidentales, nous avons montré que la lithosphère présentait une épaisseur de 85-100 km à l'ouest de la chaîne et s'épaississait vers l'est. A l'est de la zone Briançonnaise, la limite lithosphère-asthénosphère se perd pour des profondeurs supérieures à 200 km. Nous interprétons ces résultats par la subduction de la plaque européenne (à l'ouest) sous la plaque apulienne (à l'est), avec une signature de la présence d'un slab à l'est de la zone Briançonnaise.

Quant à la Scandinavie, nous observons que la lithosphère est épaisse de 50 à 100 km sous l'Allemagne, de 100 à 120 km sous le Danemark, et sous la Suède nous n'observons pas la limite entre la lithosphère et l'asthénosphère jusqu'à des profondeurs de 200 km. En surface, la frontière entre le Danemark et la Suède est marquée par la zone de Sorgenfrei-Tornquist qui délimite le bouclier baltique (Suède) de l'Europe phanérozoïque (Danemark). Cette zone est une transition tectonique importante à l'échelle lithosphérique. Nos résultats sont directement corrélés avec la nature de ces deux blocs car sous le bouclier nous n'observons pas la limite lithosphère-asthénosphère. En outre, nous montrons que juste à l'ouest de la zone de Sorgenfrei-Tornquist au Danemark nous avons une signature de ce bouclier baltique. Deux hypothèses permettent d'interpréter cette observation. La première est que les ondes de surface enregistrées dans cette région, et qui ont traversé auparavant la Suède, ont gardé en mémoire la structure du bouclier baltique. La deuxième hypothèse suppose que la zone de Sorgenfrei-Tornquist n'est pas une transition verticale, et qu'elle présente un pendage vers le sud-ouest qui fait que sous le Danemark nous retrouvons en profondeur le bouclier baltique.

La taille du dispositif expérimental doit être adaptée à l'objet de l'étude. La distribution actuelle des stations permanentes permet de déterminer les structures de grande longueur d'onde uniquement, à l'échelle de la centaine de kilomètres tout au mieux. Les réseaux permanents ont néanmoins un rôle essentiel dans la détermination des modèles globaux, la surveillance sismologique et nucléaire. Il semble maintenant incontournable de plus se tourner vers les études à partir de réseaux mobiles. Pour se focaliser sur les structures de plus petite échelle et déterminer les fortes variations latérales de la lithosphère, nous proposons l'installation de réseaux temporaires très denses, avec des distances entre stations n'excédant pas 30-40 km. En revanche, pour les études de déformation du front d'onde et de la propagation des ondes de surface, nous

proposons un réseau à l'échelle régionale. Les distances entre stations doivent dépendre dans ce cas de la longueur d'onde des hétérogénéités déterminées par ailleurs par la tomographie des ondes P. Typiquement, elles seront comprises entre 50 et 100 km. Un tel réseau ne permettra de résoudre que les structures à relativement grande longueur d'onde. Dans les deux cas, la configuration du réseau est bidimensionnelle et si la maintenance des stations est bien assurée une durée d'expérimentation de six mois est suffisante.

Dans la perspective d'étude à partir de réseaux denses ou régionaux, le développement méthodologique doit se faire dans le sens de la cartographie 2D de la vitesse de phase (par tomographie ou mesure de la phase dans des réseaux denses) et de son inversion en appliquant de fortes perturbations dans le modèle. Par ailleurs, il devient indispensable de confronter les mesures aux résultats de simulations numériques (tracé de ray, calcul de sismogrammes synthétiques, simulation de la distorsion de front d'onde...). Finalement, les hétérogénéités étudiées étant de plus en plus de petite longueur d'onde, les effets de réflexion et de diffraction sur les petites structures ne peuvent plus être négligés et pour aller plus loin l'information contenue dans la coda devra être exploitée.



Thèse de Doctorat de l'Université  
Joseph Fourier - Grenoble I

*Titre de l'ouvrage :*

**Détermination des variations latérales de la lithosphère par l'analyse des ondes de surface enregistrées par des réseaux régionaux.**

*Auteur :*

**Nathalie COTTE**

*Etablissement :*

**Observatoire de Grenoble  
Laboratoire de Géophysique Interne  
et Tectonophysique**

*Résumé :* Les ondes de surface de période 10-100 secondes sont sensibles à la rigidité de la lithosphère échantillonnée. Dans ce travail de thèse, nous nous sommes intéressés à l'étude des variations latérales de la lithosphère par l'analyse des ondes de surface. La longueur d'onde des variations latérales étudiées est de l'ordre de grandeur décakilométrique. Les méthodes habituellement utilisées avec des stations sismologiques espacées de plusieurs centaines de kilomètres ne sont donc plus satisfaisantes. C'est pourquoi nous avons développé des analyses dites de réseaux denses ou régionaux. Ainsi nous pouvons déterminer les variations latérales de la structure lithosphérique et étudier la propagation des ondes de surface à l'échelle régionale.

Nous avons appliqué ces analyses de réseau pour trois études régionales différentes. Tout d'abord nous avons montré les variations brutales de la structure crustale de part et d'autre de la suture du Tsangpo au sud du plateau tibétain. Pour cela, nous avons analysé la vitesse de phase locale ainsi que les variations d'amplitude au travers de la suture. Au nord de la suture du Tsangpo nous avons déterminé une zone à moindre vitesse dans la croûte inférieure alors que nous ne l'observons pas au sud de la suture. Nous avons aussi étudié la lithosphère dans les Alpes françaises et nous avons montré qu'elle s'épaississait d'ouest en est, de 85 à plus de 200 km d'épaisseur sous l'axe de la chaîne alpine. Par ailleurs, nous nous sommes intéressés aux anomalies de la propagation des ondes de surface dans cette région en dissociant les effets dus aux échelles globale et locale. Finalement, nous avons aussi travaillé sur la zone de Sorgenfrei-Tornquist qui sépare l'Europe phanérozoïque à l'ouest de l'Europe paléozoïque à l'est. Nous montrons qu'au sud-ouest de cette zone la lithosphère est peu épaisse, autour de 50-100 km, et qu'au nord-est elle atteint une épaisseur supérieure à 200 km sous le bouclier baltique. Au niveau de la transition, la lithosphère est épaisse de 120 km.

*Mots Clefs :* Ondes de surface, analyse de réseau, lithosphère, croûte, suture du Tsangpo, Alpes occidentales, zone de Sorgenfrei-Tornquist