



**HAL**  
open science

**Sismologie large-bande: des ondes de volume aux structures de la croute et du manteau superieur. - application aux Alpes Maritimes (France) et a la Campanie (Italie)**

Etienne Bertrand

► **To cite this version:**

Etienne Bertrand. Sismologie large-bande: des ondes de volume aux structures de la croute et du manteau superieur. - application aux Alpes Maritimes (France) et a la Campanie (Italie). Géophysique [physics.geo-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2000. Français. NNT : . tel-00756679

**HAL Id: tel-00756679**

**<https://theses.hal.science/tel-00756679>**

Submitted on 23 Nov 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.

**THÈSE**

présentée par

**Etienne BERTRAND**

pour obtenir le titre de DOCTEUR de

**L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER-GRENOBLE I**Spécialité: **Géophysique-Géochimie**

**SISMOLOGIE LARGE-BANDE : DES ONDES DE VOLUME  
AUX STRUCTURES DE  
LA CROÛTE ET DU MANTEAU SUPÉRIEUR.  
-APPLICATION AUX ALPES MARITIMES (FRANCE) ET À LA CAMPANIE (ITALIE)-**

Soutenue le 11 Février 2000 devant le jury composé de :

M<sup>elle</sup> Anne DESCHAMPS  
M<sup>r</sup> Ulrich ACHAUER  
M<sup>r</sup> Georges POUPINET  
M<sup>r</sup> Michel CAMPILLO  
M<sup>r</sup> Jean-François STEPHAN  
M<sup>r</sup> Gérard WITTLINGER

Directeur de thèse  
Rapporteur  
Rapporteur  
Examineur  
Examineur  
Examineur

**THÈSE**  
présentée par  
**Etienne BERTRAND**

**SISMOLOGIE LARGE-BANDE : DES ONDES DE VOLUME AUX STRUCTURES DE  
LA CROÛTE ET DU MANTEAU SUPÉRIEUR.  
-APPLICATION AUX ALPES MARITIMES (FRANCE) ET À LA CAMPANIE (ITALIE)-**

**Résumé**

---

En étudiant la propagation des ondes de volume, nous pouvons d'une part caractériser les variations brutales des propriétés physiques des matériaux et d'autre part évaluer l'anisotropie du manteau.

Le calcul des fonctions de transfert apporte une normalisation des signaux sismologiques en supprimant les effets de la source et de la propagation des ondes au voisinage de celle-ci et en isolant les phases converties *PS* sous le point d'enregistrement. Plusieurs traitements ont été appliqués aux fonctions de transfert obtenues à partir des enregistrements du réseau TGRS installé à partir de 1995 dans le sud des Alpes françaises et la Corse.

Afin de compléter les données, nous avons déployé des stations temporaires dans le cadre du programme GéoFrance 3D. L'étude conjointe de la forme des composantes longitudinales et transverses de ces fonctions a permis de mettre en évidence une croûte anormalement fine, sous l'extrême sud-est de la France, accompagnée d'une géométrie complexe de l'interface croûte/manteau. Nous montrons également les fortes variations de profondeur des principales discontinuités du manteau supérieur entre le sud de l'Europe occidentale et l'Afrique du nord. Nous observons ainsi un approfondissement significatif de la discontinuité "410" entre les Alpes Maritimes et le sud algérien tandis que dans un même temps, l'interface "670" s'élève d'une trentaine de kilomètres.

Les données sismologiques acquises lors de la campagne BROADVES nous ont permis d'observer un pendage vers le nord-est du Moho sous la région du Vésuve (Italie). D'autre part, un deuxième réflecteur plus profond est interprété comme la trace fossile d'une subduction européenne.

Dans le sud des Alpes occidentales, l'analyse de l'anisotropie du manteau est menée à partir de l'observation de la biréfringence des ondes SKS. Les données elliptiques que nous étudions fournissent une direction d'axe rapide et un délai moyen pour la région. Les résultats obtenus aux stations sont très homogènes mais ne correspondent pas au mouvement absolu des plaques prédit par le modèle NNR-NUVEL1. La direction de l'axe rapide  $N10^\circ$  refléterait ainsi la déformation de la lithosphère et non la direction d'écoulement du manteau à sa base. Le délai moyen obtenu permet d'estimer l'épaisseur de la zone anisotrope à 130 kilomètres.

**Mots clés**

---

Sismologie large-bande; Ondes converties; Fonction de transfert; Anisotropie sismique;  
Lithosphère; Manteau supérieur; Alpes; Corse; Vésuve

---

Etienne BERTRAND

*Sismologie large-bande : des ondes de  
volume aux structures de la croûte et du  
manteau supérieur.*

*Application aux Alpes Maritimes et à la Campanie (Italie).*

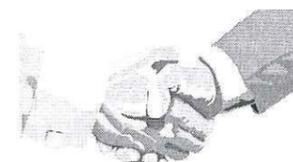
---

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

SOPHIA-ANTIPOLIS 2000

10219386

## Merci :



*à toute les personnes qui de près ou de loin ont contribué au succès de ces trois années et quelques de labeur, de peine mais de joie également. À celles également qui m'ont accompagné, soutenu voir même supporté. Mille et un Mercis particulièrement à :*

Mes parents, Anne Deschamps, Jean Virieux, Nicole Béthoux, Jean-François Stephan, Ulrich Achauer, Gérard Wittlinger, Michel Campillo, Georges Poupinet, Françoise Courboux, Stéphane Gaffet, Marc Sosson, Guy Ouilon, Véronique Farra, Daniele Ricciardella, Georges et Hélène Buffet, Jih-Chuan Tang, Olivia Lesne, Olivier Sardou, Olivier Laurent, Bob Dupuis, Véro Pisot, Florence Bigot-Cormier, Raffaëlla Montelli, Alessandra Ribodetti, Jean-Fred Lebrun, Pino De Natale, Reine Saighi, Suzanne Mifsud, Didier Brunel, Christophe Maron, Estelle Schissele, Jean-mat Nocquet, Loic Galisson, Fred Vincent, Marianne Font, Tanguy Ertlen, Philippe Motte, Jocelyn Guilbert, Anne Paul, Nathalie Cotte, Romain Guerschel, Christophe LGB, Olivier Monnin, toute l'équipe de "court-métrage" : Sabine-Pascale-Isabelle-Denis-Nicolas, Eric, Stéphane, Anne-Gaëlle et Fabien Douté, Lucas Seigneur, Pascale et Marc Wolf, Alexandre Sophie et Rémi Kornmann, Robert et Yolande Fleith, Francine Guy Laure et Anais Gasrel ...

*J'en oublie, c'est sûr !*

## Résumé

En étudiant la propagation des ondes de volume, nous pouvons d'une part caractériser les variations brutales des propriétés physiques des matériaux et d'autre part évaluer l'anisotropie du manteau.

Le calcul des fonctions de transfert apporte une normalisation des signaux sismologiques en supprimant les effets de la source et de la propagation des ondes au voisinage de celle-ci et en isolant les phases converties *PS* sous le point d'enregistrement.

Plusieurs traitements ont été appliqués aux fonctions de transfert obtenues à partir des enregistrements du réseau TGRS installé à partir de 1995 dans le sud des Alpes françaises et la Corse. Afin de compléter les données, nous avons déployé des stations temporaires dans le cadre du programme GéoFrance 3D. L'étude conjointe de la forme des composantes longitudinales et transverses de ces fonctions a permis de mettre en évidence une croûte anormalement fine, sous l'extrême sud-est de la France, accompagnée d'une géométrie complexe de l'interface croûte/manteau. Nous montrons également les fortes variations de profondeur des principales discontinuités du manteau supérieur entre le sud de l'Europe occidentale et l'Afrique du nord. Nous observons ainsi un approfondissement significatif de la discontinuité "410" entre les Alpes Maritimes et le sud algérien tandis que dans un même temps, l'interface "670" s'élève d'une trentaine de kilomètres.

Les données sismologiques acquises lors de la campagne BROADVES nous ont permis d'observer un pendage vers le nord-est du Moho sous la région du Vésuve (Italie). D'autre part, un deuxième réflecteur plus profond est interprété comme la trace fossile d'une subduction européenne.

Dans le sud des Alpes occidentales, l'analyse de l'anisotropie du manteau est menée à partir de l'observation de la biréfringence des ondes SKS. Les données elliptiques que nous étudions fournissent une direction d'axe rapide et un délai moyen pour la région. Les résultats obtenus aux stations sont très homogènes mais ne correspondent pas au mouvement absolu des plaques prédit par le modèle NNR-NUVEL1. La direction de l'axe rapide  $N10^\circ$  reflèterait ainsi la déformation de la lithosphère et non la direction d'écoulement du manteau à sa base. Le délai moyen obtenu permet d'estimer l'épaisseur de la zone anisotrope à 130 kilomètres.

## Abstract

We analyse seismic body-wave propagation to look for small-scale variations of physical properties inside the Earth and S-wave propagation to study mantle anisotropy below a seismic station.

We normalize seismograms with the help of the receiver function approach. This method suppresses the part of the signal which is related to the source-side propagation by isolating the P-to-S converted phases associated with boundaries beneath the recording site.

Several processing approaches have been employed to model and invert the shape of the receiver functions computed from teleseismic broadband recordings of the recent TGRS network. These stations have been operating since 1995 in the southwestern Alps and Corsica. We add to this set of data recordings from temporary broadband stations set up during periods of 3-to-4 months as part of the *Géofrance 3D* program. The simultaneous inversion of the transverse and longitudinal components of the receiver functions gives new evidence of an abnormally thin crust with a complex Moho topography in the study area.

Furthermore, the receiver functions are used to constrain the upper mantle discontinuities. The depth of these discontinuities show strong lateral variations between the south of Europe and the north of Africa. The 410km discontinuity is characterized by an increase in depth from the north to the south whereas the 670 depth decreases.

With seismological data recorded during the *Broadves* experiment, we show a NE dipping Moho beneath the Vesuvius area (Italy). A deeper reflector is interpreted as the trace of an ancient European subduction.

In the southwestern Alps, SKS splitting analysis provides us with a fast velocity direction and delay time. The results that we obtain are similar at all of our stations. We find a  $N10^\circ$  fast direction that does not match the absolute plate motion predicted by the NNR-NUVEL1 model. We infer that this direction is thus related to the deformation of the lithosphere beneath the region. The estimated thickness of the anisotropic layer, deduced from the delay time between the fast and slow polarisation, is close to 130km.

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

## Table des matières

<b>Introduction générale</b>	<b>7</b>
<b>I Ondes converties et Fonctions de Transfert</b>	<b>11</b>
<b>Introduction</b>	<b>13</b>
<b>1 Structure interne de la Terre : apport de la Sismologie.</b>	<b>15</b>
1.1 Réflexion et conversion des ondes de volume sur une discontinuité . . . . .	15
1.2 Description des discontinuités du manteau observées en sismologie . . . . .	19
1.3 Caractérisation pétrologique et sismique de la lithosphère . . . . .	21
1.4 Propagation des ondes de volume dans le manteau . . . . .	23
<b>2 Calcul des fonctions de transfert</b>	<b>27</b>
2.1 Bases de traitement du signal . . . . .	27
2.1.1 Convolution . . . . .	27
2.1.2 Transformation de Fourier . . . . .	28
2.1.3 Système linéaire et stationnaire . . . . .	30
2.2 Déconvolution . . . . .	31
2.2.1 Déconvolution et fonction de transfert . . . . .	31
2.2.2 Intercorrélation . . . . .	32
2.2.3 Division spectrale . . . . .	33
2.2.4 Filtre de Wiener . . . . .	34
2.2.5 Déconvolution dans le domaine temporel . . . . .	35
2.2.6 Comparaison des méthodes . . . . .	36
<b>3 Caractéristiques des fonctions de transfert</b>	<b>41</b>
3.1 Sensibilité des fonctions de transfert . . . . .	41
3.2 Pourquoi des enregistrements large-bande ? . . . . .	58
<b>Conclusion</b>	<b>61</b>
<b>II Inversion des Fonctions de Transfert</b>	<b>63</b>
<b>Introduction</b>	<b>65</b>

<b>4 Spectre de Vitesse : l'imagerie des structures mantelliques</b>	<b>67</b>
4.1 Correction dynamique dans le cas plan	67
4.2 Spectre de vitesse dans le cas plan	70
4.3 Correction de sphéricité	71
4.4 Synthétiques	71
4.4.1 Le modèle	72
4.4.2 Sismogrammes synthétiques	74
4.5 Fonctions de transfert	75
4.6 Spectres de vitesse	78
4.6.1 Calcul direct	78
4.6.2 Correction multicouche	80
4.7 Limites de la méthode	82
<b>5 Investigation lithosphérique</b>	<b>85</b>
5.1 Inversion : la méthode d'Ammon	85
5.1.1 L'inversion semi-linéarisée	87
5.1.2 Discussion	91
5.2 Analyse des polarisations : détermination de la direction de pendage des interfaces.	96
5.2.1 Fonctions de transfert synthétiques	96
5.2.2 Conséquence de l'inclinaison des interfaces sur les fonctions de transfert	97
5.2.3 Conclusion	100
5.3 Analyse en réseau	103
5.3.1 Diffraction isotrope	104
5.3.2 Grille de diffraction	106
<b>6 Cas d'une structure tabulaire : Tamanrasset</b>	<b>119</b>
6.1 Les données	120
6.2 Fonctions de transfert	121
6.3 Structure crustale	129
6.4 Discontinuités mantelliques	132
<b>Conclusion</b>	<b>136</b>
<b>III Applications : Les Alpes Maritimes et la région Campanienne</b>	<b>139</b>
<b>Introduction</b>	<b>141</b>
<b>7 Introduction à la tectonique de l'ouest de la Méditerranée</b>	<b>143</b>
7.1 Évolution géodynamique	143
7.2 La région Campanienne	146
7.2.1 Le Vésuve : un volcan à haut risque	146
7.2.2 Les Champs Phlégréens	147
7.3 Épaisseur crustale sous les Alpes et le nord-ouest de l'Italie	148

<b>8 Les Alpes Maritimes</b>	<b>153</b>
8.1 Présentation des campagnes de mesure	153
8.2 Fonctions de transfert	155
8.2.1 Réseau TGRS	155
8.2.2 Les stations temporaires	162
8.3 Structures lithosphériques	163
8.3.1 Inversion : Ammon	163
8.3.2 Pendage du Moho	167
8.3.3 Grille de diffraction	168
8.3.4 Profondeur du Moho	171
8.4 Spectre de vitesse	172
8.4.1 Partie continentale	172
8.4.2 Corse	173
<b>9 La région Campanienne</b>	<b>177</b>
9.1 Présentation des campagnes de mesure	177
9.2 Fonctions de transfert	178
9.3 Structures lithosphériques	183
9.3.1 Inversion	183
9.3.2 Pendage du Moho	185
9.3.3 Grille de diffraction	186
<b>Conclusion</b>	<b>190</b>
<b>IV Caractérisation sismologique de l'Anisotropie Mantellique</b>	<b>193</b>
<b>Introduction</b>	<b>195</b>
<b>10 Caractérisation Sismologique de l'Anisotropie</b>	<b>197</b>
10.1 Anisotropie et Biréfringence des ondes SKS.	197
10.1.1 Localisation et nature de l'anisotropie.	197
10.1.2 Biréfringence des ondes SKS.	202
10.2 La méthode rotation-corrélation	204
10.2.1 Explications	204
10.2.2 La pratique	206
10.2.3 Limites de la méthode	211
<b>11 Anisotropie sous 9 stations du sud-est de la France</b>	<b>217</b>
11.1 Les stations et les données	217
11.1.1 Les stations	217
11.1.2 Les données	218
11.2 Un exemple de traitement	220
11.3 Les résultats	222
11.3.1 Stations TGRS	222
11.3.2 Stations temporaires	227

11.3.3 Synthèse des résultats . . . . .	229
Conclusion	233
Conclusion générale	237
Bibliographie	241
<b>Annexes</b>	<b>253</b>
Décomposition en valeurs singulières	253
Liste des stations	255
Liste des séismes	256
Paramètres des fonctions de transfert pour les Alpes Maritimes	260
Article accepté à PEPI	263

## Liste des figures

1.1 Déplacements associés aux ondes de volume. . . . .	16
1.2 Réflexion et conversion d'une onde P sur une interface plane. . . . .	16
1.3 Répartition de l'énergie au passage d'une interface plane et d'épaisseur nulle	18
1.4 Coupe pétrologique et profil de vitesse des ondes <i>P</i> pour la croûte océanique (Lowrie, 1997). . . . .	21
1.5 Coupe pétrologique et profil de vitesse des ondes <i>P</i> pour la croûte conti- nentale (Lowrie, 1997). . . . .	22
1.6 Propagation des ondes <i>P</i> dans le manteau : tracé de rais dans le modèle Iasp91. . . . .	24
1.7 Hodochrone des principales phases pour un foyer en surface calculé dans le modèle Iasp91 (Kennett & Engdahl, 1991) . . . . .	25
2.1 Modélisation d'un sismogramme obtenu par la convolution d'un "log im- pulsionnel" et de l'onde P incidente. . . . .	32
2.2 Blanchiment d'un spectre. . . . .	34
2.3 Synthétique utilisé pour tester les méthodes. . . . .	36
2.4 Autocorrélation de la composante verticale et intercorrélacion des deux composantes verticales et horizontale . . . . .	37
2.5 Comparaison des résultats obtenus par les trois méthodes de déconvolution.	39
3.1 Modèle plan utilisé pour le calcul des sismogrammes synthétiques. . . . .	42
3.2 Construction du sismogramme synthétique. . . . .	43
3.3 Sismogramme synthétique et fonction de transfert qui en est dérivée. . . . .	45
3.4 Valeurs singulières de la déconvolution. . . . .	46
3.5 Résultats de la déconvolution de la composante longitudinale. Cas non bruité. . . . .	47
3.6 Comparaison des résultats obtenus par la déconvolution et les réponses im- pulsionnelles ayant servies à la modélisation des sismogrammes synthétiques.	48
3.7 Modélisation du simogramme synthétique bruité. . . . .	49
3.8 Valeurs singulières de la déconvolution. Cas bruité. . . . .	51
3.9 Résultats de la déconvolution de la composante longitudinale bruitée. . . . .	52
3.10 Sélection du facteur de seuillage donnant a priori la meilleure fonction de transfert. . . . .	53
3.11 Sismogramme synthétique dans le cas où une phase pP suit la phase P principale. . . . .	54
3.12 Superposition des résultats de la déconvolution du cas pP (rouge) et des résultats obtenus à partir du cas simple. . . . .	55

3.13	Zoom sur les 30 premières secondes des fonctions de transfert calculées pour trois facteurs de seuillage différents 0.0005%, 10% et 30%. . . . .	56
3.14	Résultats de l'auto-déconvolution de la composante verticale. . . . .	57
3.15	Comparaison CP, LP et LB. . . . .	59
4.1	Phase convertie P-SV dans un modèle d'une couche sur un demi-espace homogène (Gurrola <i>et al.</i> , 1994). . . . .	68
4.2	Correction dynamique et principe de sommation. . . . .	69
4.3	Phase P2p1s dans un modèle d'une couche sur un demi-espace homogène (Gurrola <i>et al.</i> , 1994). . . . .	70
4.4	Modèle à symétrie sphérique utilisé. . . . .	72
4.5	Courbes de vitesse et de densité du modèle. . . . .	73
4.6	Valeurs des sauts de vitesse et de densité du modèle. . . . .	73
4.7	Ondelette source utilisée pour la synthèse des sismogrammes . . . . .	74
4.8	Exemple de sismogramme synthétique. . . . .	75
4.9	Exemple de fonction de transfert. . . . .	76
4.10	Effet du filtrage passe-bas de fréquence de coupure de 0.3 Hz sur la fonction de transfert. . . . .	77
4.11	Fonctions de transfert calculées pour le modèle IASP91. . . . .	78
4.12	Spectres de vitesse calculés pour les synthétiques du modèle IASP91. . . . .	79
4.13	Convention de notation du cas simple à deux couches . . . . .	80
4.14	Conversion <i>PS</i> dans un milieu à plusieurs couches. . . . .	81
4.15	Spectres de vitesse corrigés pour les profondeurs de 410 km et 660 km. . . . .	82
4.16	Échantillonnage des interfaces du manteau supérieur par les phases télé-sismiques <i>P</i> converties <i>S</i> . . . . .	83
4.17	Variations latérales des discontinuités majeures du manteau supérieur d'après Thiriot, 1995. . . . .	84
5.1	Synthétique calculé pour illustrer l'inversion de Ammon <i>et al.</i> (1990). . . . .	86
5.2	Test du facteur de lissage. . . . .	89
5.3	Profil de référence utilisé dans l'inversion et famille de modèles de départ qui en dérive. . . . .	91
5.4	Étapes clés de la procédure d'inversion. . . . .	92
5.5	Illustration de la surface de la fonction coût type dans une inversion de fonction de transfert. . . . .	93
5.6	Inversion de la fonction de transfert de la figure 5.1 en considérant un modèle de référence plus éloigné du modèle vrai. . . . .	94
5.7	Variations azimutales des fonctions de transfert synthétiques en présence d'une interface pentée. . . . .	99
5.8	Temps d'arrivée des phases converties en fonction de l'azimut d'arrivée de l'onde <i>P</i> . . . . .	101
5.9	Hodochrones synthétiques des phases converties en présence d'une interface pentée. . . . .	102
5.10	Conventions de notation pour la détermination des isochrones de diffraction. . . . .	105
5.11	Isochrones des points diffractants dans un milieu homogène. . . . .	106

5.12	Schéma explicatif de la méthode d'inversion des sismogrammes en termes de points diffractants sous le point d'enregistrement. . . . .	107
5.13	Comparaison entre l'isochrone de diffraction <i>PS</i> théorique et la grille de diffraction obtenue avec une fonction de transfert synthétique. . . . .	108
5.14	Sismogrammes synthétiques modélisant une diffraction unique <i>PS</i> dans un milieu homogène. . . . .	110
5.15	Coupe verticale dans la grille de diffraction. . . . .	111
5.16	Modèle et fonctions de transfert synthétiques associées. . . . .	113
5.17	Section verticale au travers de la grille de diffraction. . . . .	114
5.18	Grilles de diffractions pour une forme d'onde complète, phases converties et diffractées. . . . .	116
6.1	Répartition des télé-séismes enregistrés à la station TAM entre 1990 et 1999. . . . .	120
6.2	Distribution des paramètres de rai associés aux phases <i>P</i> analysées selon l'azimut d'arrivée de l'onde. . . . .	121
6.3	Extrait de l'enregistrement à la station TAM du séisme péruvien du 30 mai 1990 à 2:34:07 UTC. . . . .	122
6.4	Résultats de la déconvolution de la composante longitudinale par la composante verticale du sismogramme selon le facteur de seuillage utilisé. . . . .	123
6.5	Extrait de l'enregistrement à la station TAM du séisme du 14 août 1990 à 21:46:11 UTC. . . . .	124
6.6	Création des ondes <i>pP</i> et <i>sP</i> au voisinage de la source . . . . .	124
6.7	Même représentation du résultat de la déconvolution que pour la figure 6.4. . . . .	126
6.8	Diagramme des fonctions de transfert obtenues à la station TAM. . . . .	127
6.9	Résultat de la sommation des fonctions de transfert. . . . .	128
6.10	Résultat de l'inversion de la fonction de transfert longitudinale de la figure 6.9. . . . .	130
6.11	Coupe verticale dans la grille de diffraction selon un profil ouest-est . . . . .	131
6.12	Spectres de vitesse obtenus pour TAM. . . . .	133
7.1	Principales structures tectoniques de la Méditerranée nord-occidentale (Stampfli et Marchant, 1997). . . . .	144
7.2	Reconstruction paléotectonique de l'Ouest de la Méditerranée au Miocène inférieur (Gueguen <i>et al.</i> , 1998). . . . .	145
7.3	Tectonique actuelle. (Gueguen <i>et al.</i> , 1998) . . . . .	145
7.4	Image satellite du Vésuve. . . . .	146
7.5	Coupe à l'échelle crustale d'après un profil sismique au sud de la région Campanienne (Scarascia <i>et al.</i> , 1994). . . . .	148
7.6	Compilation des isobathes du Moho coordonnée par l'IPSN (1992). . . . .	149
7.7	Cartographie de la topographie du Moho, d'après Waldhauser <i>et al.</i> , 1998. . . . .	151
8.1	Répartition des stations sismologiques large-bande permanentes et temporaires des Alpes du sud sur une carte schématique des principales unités tectoniques extraite de Laurent, 1998. . . . .	154
8.2	Distribution, selon l'azimut d'arrivée et le paramètre de rai théoriques de l'onde <i>P</i> , des événements dont les enregistrements aux stations TGRS ont été étudiés. . . . .	156

8.3	Composantes longitudinale (à gauche) et transverse (à droite) des fonctions de transfert obtenues à la station CALF. . . . .	157
8.4	Composantes longitudinale (à gauche) et transverse (à droite) des fonctions de transfert obtenues à la station STET. . . . .	158
8.5	Composantes longitudinale (à gauche) et transverse (à droite) des fonctions de transfert obtenues à la station SAOF. . . . .	159
8.6	Composantes longitudinale (à gauche) et transverse (à droite) des fonctions de transfert obtenues à la station SMPL. . . . .	160
8.7	Résultats de la sommation des fonctions de transfert pour les stations permanentes. Deux groupes de séismes ont été choisis regroupant des événements dont la localisation est proche. . . . .	161
8.8	Distribution, selon l'azimut d'arrivée et la paramètre de rai théoriques de l'onde <i>P</i> , des événements dont les enregistrements aux stations temporaires ont été étudiés. . . . .	162
8.9	Résultats de la sommation des fonctions de transfert pour les stations temporaires. . . . .	163
8.10	Résultat de l'inversion d'Ammon pour les stations des Alpes. . . . .	164
8.11	Profil de sismique réfraction au travers de la Corse. Le profil est nord-sud et passe dans le Golfe de Saint-Florent à l'ouest du cap Corse (Scarascia et al., 1994). . . . .	165
8.12	Distribution des polarités des phases <i>P</i> et <i>Ps</i> convertie sur le Moho en fonction de la distance épacentrale et de l'azimut théorique de l'onde <i>P</i> . Fonctions de transfert de la station CALF (Bertrand & Deschamps, 2000, article en annexe). . . . .	167
8.13	Distribution des polarités de la phase <i>Ps</i> convertie sur le Moho en fonction de la distance épacentrale et de l'azimut théorique de l'onde <i>P</i> . Fonctions de transfert de la station STET (Bertrand & Deschamps, 2000, article en annexe). . . . .	168
8.14	Coupes verticales dans la grille de diffraction calculée à partir des fonctions de transfert obtenues aux stations des Alpes Maritimes. . . . .	169
8.15	Grille de diffraction individuelle pour CALF et STET. . . . .	170
8.16	Grille de diffraction individuelle pour SAOF. . . . .	171
8.17	Profondeur du Moho dans le sud-est de la France. . . . .	172
8.18	Spectres de vitesse obtenus à partir des fonctions de transfert de CALF, STET et SAOF. . . . .	174
8.19	Spectres de vitesse obtenus à partir des fonctions de transfert de SMPL. . . . .	176
9.1	Localisation du réseau temporaire BROADVES 1996. . . . .	178
9.2	Répartition géographique des séismes dont l'enregistrement aux stations BROADVES ont été utilisés. . . . .	180
9.3	Fonctions de transfert calculées à partir des sismogrammes des séismes des îles Aléoutiennes. . . . .	181
9.4	Résultats de la sommation des fonctions de transfert aux stations CAP, FAI, CIC et TOR. . . . .	182
9.5	Résultat de l'inversion des fonctions de transfert pour la recherche des structures crustales de la Campanie. . . . .	184

9.6	Interprétation des résultats de l'inversion des fonctions de transfert des stations CAP, FAI et TOR. . . . .	185
9.7	Distribution des polarités de la composante transverse du pic principal aux stations CIC et SARN. . . . .	186
9.8	Coupes verticales dans la grille de diffraction calculée à partir des fonctions de transfert des stations BROADVES. . . . .	187
9.9	Grille de diffraction tenant compte du critère angulaire de Snell-Descartes. . . . .	188
10.1	Comparaison entre deux textures de roche formées sous deux régimes de contraintes différents (Skinner & Porter, 1995). . . . .	198
10.2	Réorientation de minéraux longiformes ou tabloïdes placés dans une matrice ductile. . . . .	199
10.3	Directions rapides moyennes déduites de la biréfringence des ondes SKS, compilation par Kubo & Hiramatsu (1998). . . . .	201
10.4	Mouvement absolu des plaques lithosphériques donné par le modèle NNR-NUVEL1. . . . .	201
10.5	Illustration de la biréfringence des ondes de cisaillement. . . . .	203
10.6	Définition des repères (Z,L,T) et (P,Sv,Sh) (a. et b.), trajet schématique des ondes issues du foyer comme des ondes transversales et intéressant le manteau, le noyau et la graine (c.) et hodochrones correspondantes (d.). . . . .	205
10.7	Décomposition de l'onde SKS en deux composantes S1 (rapide) et S2 (lente). . . . .	207
10.8	Forme de l'onde cisillante synthétique de polarisation purement Sv. . . . .	210
10.9	Premier essai synthétique. La forme de l'onde SKS avant le passage au travers de la zone anisotrope est une sinusoïde apodisée. . . . .	212
10.10	Deuxième essai synthétique. La forme de l'onde SKS avant le passage au travers de la zone anisotrope est la même que pour le premier essai. . . . .	213
10.11	Troisième essai synthétique. . . . .	214
11.1	Répartition géographique des stations sismologiques utilisées pour l'analyse de l'anisotropie sous le sud-est de la France. . . . .	217
11.2	Répartition géographique des séismes utilisés pour l'analyse de l'anisotropie sous le sud-est de la France. . . . .	218
11.3	Histogramme des azimuts relevés à la station CALF pour l'étude de l'anisotropie. . . . .	219
11.4	Composante longitudinale (L) d'une phase SKS extraite d'un sismogramme enregistré à la station de Saorge (SAOF). . . . .	220
11.5	Sismogramme enregistré à la station de Calern (CALF). L'enregistrement est présenté dans le repère géographique (Z,N,E). . . . .	221
11.6	Exemple de traitement. L'onde SKS a été prélevée sur le sismogramme de la figure 11.5. . . . .	223
11.7	Exemple à SAOF. Séisme référencé <b>a24</b> provenant de la Bolivie ( $baz = 243^\circ$ , $\Delta = 93.8^\circ$ ). . . . .	224
11.8	Exemple à CALF. Séisme référencé <b>a24</b> provenant de la Bolivie ( $baz = 242^\circ$ , $\Delta = 93.3^\circ$ ). . . . .	225
11.9	Exemple à STET. Séisme référencé <b>a57</b> provenant des Philippines ( $baz = 62^\circ$ , $\Delta = 104.3^\circ$ ). . . . .	225

11.10 Exemple à SMPL. Séisme référencé <b>a57</b> provenant des Philippines ( $baz = 65^\circ$ , $\Delta = 104.9^\circ$ ). . . . .	226
11.11 Diagrammes en rose regroupant les directions rapides obtenues pour les stations du réseau TGRS. . . . .	226
11.12 Exemple à REGF. Séisme référencé <b>z05</b> provenant de Taiwan ( $baz = 54^\circ$ , $\Delta = 93.9^\circ$ ). . . . .	227
11.13 Exemple à SLEG. Séisme référencé <b>a89</b> provenant du Japon ( $baz = 45^\circ$ , $\Delta = 89.2^\circ$ ). . . . .	228
11.14 Exemple à GILY. Séisme référencé <b>a49</b> provenant du Japon ( $baz = 45^\circ$ , $\Delta = 90.7^\circ$ ). . . . .	228
11.15 Diagrammes en rose regroupant les directions rapides obtenues pour les stations temporaires. . . . .	229
11.16 Directions et délais obtenus pour les 9 stations. . . . .	230
11.17 Résultats de l'analyse de l'anisotropie lithosphérique sous le sud-est de la France. . . . .	232
11.18 Mesures de biréfringence dans l'Europe de l'ouest. . . . .	235

## Introduction générale

L'étude de la propagation des ondes émises lors d'un tremblement de terre ou par une source artificielle, permet de connaître les propriétés physiques des milieux traversés et en particulier la vitesse des ondes sismiques. Ainsi, parmi les méthodes géophysiques, la sismologie est celle qui a apporté le plus d'informations sur la structure interne de la Terre. Bien que les premiers travaux théoriques datent du *XVII<sup>ème</sup>* siècle avec l'énoncé de la loi de Hooke en 1676, la sismologie est une science récente. En effet, ce n'est qu'à partir du *XIX<sup>ème</sup>* siècle que des développements majeurs sont faits aussi bien du point de vue théorique que technique (Sheriff et Geldart, 1995). Ainsi, Navier et Cauchy établissent en 1821 les équations différentielles du mouvement des ondes sismiques, Poisson développe aux alentours de 1828 la théorie des ondes *P* et *S* mais ce n'est qu'en 1875 que le sismomètre est inventé en Italie par Filippo Cecchi (Lay et Wallace, 1995) tandis que le 3 novembre 1880 Milne et Gray, au Japon, enregistrent un séisme pour la première fois.

La sensibilité des premiers sismographes augmente rapidement et en 1889 Von Rebeur Pashewitz enregistre à Potsdam le premier télé-séisme<sup>1</sup>. En 1892, Milne développe à Tokyo un sismomètre suffisamment compact pour être installé dans près de 40 observatoires à travers le monde. Ceci marque le début des réseaux sismologiques à l'échelle mondiale.

Au fil du temps, les techniques d'enregistrement des mouvements du sol progressant, la sismologie a permis d'avoir un moyen d'imager la structure interne du globe. Les premiers modèles sismologiques de Terre (Jeffreys et Bullen, 1935, Dziewonski et Anderson, 1981) sont des modèles à symétrie sphérique. Ces modèles ne décrivent pas la réalité physique de la Terre, mais une "Terre moyenne". Ils permettent cependant de calculer un temps de trajet théorique des ondes dans le globe avec une précision de quelques secondes pour les ondes de volumes. Depuis une dizaine d'années, on voit apparaître des modèles 3D globaux et régionaux décrivant les propriétés élastiques de la Terre. Ces modèles sont beaucoup plus proches de la réalité physique de la Terre. Malgré les récentes avancées, un travail important reste à faire dans l'utilisation et l'interprétation des mouvements du sol enregistrés à la surface sous l'effet de la propagation des ondes sismiques à l'intérieur du globe.

L'étude des variations de temps de parcours en fonction de la distance épacentrale des ondes de volume générées lors des séismes a montré qu'il existe à l'intérieur du globe plusieurs discontinuités où, sur quelques kilomètres d'épaisseur, la vitesse des ondes varie rapidement. Ces discontinuités délimitent des zones où les propriétés physiques des

<sup>1</sup>séisme très distant du point d'enregistrement.

matériaux sont très différentes. L'étude de la nature de ces interfaces a permis notamment la détermination de la composition chimique de l'intérieur de la terre. Les principaux sauts de vitesse sont situés à des profondeurs moyennes de :

- 30-35 km pour la discontinuité de Mohorovičić, le "Moho".
- 2900 km pour la discontinuité de Gutenberg.
- 5100 km pour la discontinuité de Lehmann.

Le manteau est alors défini comme étant la partie comprise entre 30 et 2900 km, avec au-dessus la croûte et en-dessous le noyau qui est subdivisé en noyau externe au comportement liquide (jusqu'à 5100 km) et en graine, partie solide.

Les discontinuités peuvent être décrites grâce à l'observation des phénomènes de réflexion et de conversion des ondes sismiques qui les traversent. Pour atteindre ces profondeurs, les sources sont les séismes naturels qui ont lieu en permanence sur la Terre. Les études sont alors limitées par la répartition de ces séismes majoritairement localisés sur les frontières de plaques et plus particulièrement dans la zone circum-Pacifique.

Les profils de sismique réflexion et réfraction sont des techniques d'investigation de la lithosphère ayant *a priori* une résolution très fine puisque basées sur des ondes sismiques relativement haute fréquence. D'un autre côté, les ondes de surface de plus longue période, permettent de sonder plus profondément dans le manteau au détriment de la résolution (surtout latérale). La bande de fréquences entre la sismique explorative (quelques Hertz) et les méthodes utilisant les ondes de surface (quelques dixièmes de Hertz) est couverte par les études se basant sur l'enregistrement des ondes de volume téléseismiques ayant une période de 1 à quelques secondes. Un des objectifs principaux de cette thèse est de vérifier quelles sont les conditions d'application des méthodes d'analyse de ces ondes. Nous proposons dans un même temps d'étudier les structures situées sous la Méditerranée nord-occidentale. Deux régions sont spécialement visées : Le sud des Alpes françaises et la Campanie dans le sud de l'Italie.

La sismologie fournit une image de la stratification de la Terre. Des ondes générées sur les discontinuités sismiques constituent la seule observation directe de ces discontinuités. Dans la première partie de ce mémoire, nous verrons quelles sont les ondes qui naissent aux interfaces du manteau et de la croûte et quelles sont les techniques permettant de les isoler dans les enregistrements téléseismiques. Cette partie sera ensuite suivie de la description des méthodes d'études de ces phases. Les différentes techniques seront analysées en détail pour comprendre leur mode de fonctionnement, les hypothèses qu'elles impliquent ainsi que leur limitation et les incertitudes sur les résultats qu'elles apportent. Une troisième partie proposera les applications que nous avons faites dans les Alpes sud-occidentales et la région du Vésuve.

Le manteau est composé essentiellement de silicates, c'est-à-dire de minéraux à base d'oxyde de silice et est le siège de courants de convection. La connaissance de sa structure est à la base de la compréhension de ces phénomènes convectifs. Les écoulements fluides du manteau provoquent le déplacement en surface des plaques lithosphériques et constituent

le moteur principal de la tectonique des plaques. Ils sont également à l'origine du caractère anisotrope de la structure de la partie sommitale du manteau. Là encore, l'étude de la propagation des ondes de volume permet de déterminer les propriétés anisotropes de ces milieux. La quatrième partie de ce mémoire est consacrée à cet aspect de la sismologie des ondes de volume.

## Partie I

# Ondes converties et Fonctions de Transfert

## Introduction

Les tremblements de terre libèrent une énergie capable de se propager sur une grande distance, sous forme d'onde sismique par déformation du milieu. Ces ondes traversent ainsi la terre de part en part et sont enregistrées par les stations sismologiques réparties à la surface du globe.

Les mouvements du sol enregistrés par une station sous l'effet de l'arrivée d'ondes de volume télé-sismiques dépendent de plusieurs paramètres. Ces mouvements dépendent notamment de la forme de la fonction source<sup>2</sup>, de la structure de la terre autour du foyer du séisme, du milieu entourant le point bas du rai<sup>3</sup> et de la structure du manteau et de la croûte sous le point d'enregistrement. Les phases enregistrées à des distances épacentrales inférieures à 30 degrés ont une forme complexe liée aux triplications engendrées par la structure du manteau supérieur. D'autre part, les ondes enregistrées à des distances supérieures à 90 degrés sont fortement atténuées (Perrot, 1994). Entre 30 et 90 degrés nous évitons ces problèmes.

Diverses techniques ont été mises au point pour isoler dans les sismogrammes<sup>4</sup> la partie du signal influencée par le milieu sous la station afin de retrouver la structure de la croûte et du manteau supérieur. Ces méthodes se basent essentiellement sur la modélisation des phases issues des conversions d'onde *S* en onde *P* et réciproquement aux passages d'interfaces marquées par un saut de la vitesse de propagation des ondes.

Alors que certains auteurs recherchent la structure en modélisant directement la forme de ces phases dans les sismogrammes (voir par exemple Burdick & Langston, 1977; Langston, 1977; Vinnick, 1977 pour les plus anciens) d'autres essaient d'analyser le rapport des spectres d'amplitude des composantes horizontales sur celui de la composante verticale du mouvement du sol associé à l'onde *P* et sa coda<sup>5</sup>. Dès 1964, Phinney développe la méthode et tente d'estimer la structure crustale sous deux stations sismologiques en utilisant des enregistrements longue période. Pour estimer les paramètres du milieu, supposé être horizontalement stratifié, l'auteur compare les rapports observés à la station avec ceux obtenus à partir d'un modèle théorique. Les rapports théoriques sont calculés en utilisant la matrice de Thomson-Haskell (Thomson, 1950; Haskell, 1953). Cette technique a ensuite été utilisée, par exemple, par Fernandez & Careaga (1968) pour trouver l'épaisseur crustale sous le centre des États-Unis d'Amérique. Berzon (1965) montre l'intérêt d'étudier simultanément les spectres de phase et d'amplitude pour améliorer la résolution de la modélisation. L'avantage de cette méthode réside dans le fait qu'elle permet d'ignorer la forme des ondes incidentes. Par contre, elle a le désavantage de présenter une instabilité chronique. D'autre part l'interprétation des résultats semble quelques fois difficile (Burdick & Langston, 1977).

La première étude à introduire le calcul de fonctions de transfert pour la détermination de la structure sous une station sismologique trois composantes<sup>6</sup> est menée par Langston en

<sup>2</sup>énergie élastique libérée par la source en fonction du temps

<sup>3</sup>point sur le trajet de l'onde au niveau duquel la tangente au rai est horizontale.

<sup>4</sup>Enregistrement temporel du mouvement du sol en un point

<sup>5</sup>train d'onde arrivant juste après l'onde *P*, sur une durée allant de une à deux minutes

<sup>6</sup>station enregistrant simultanément le mouvement du sol selon trois directions : la verticale, le Nord et l'Est en général

1979. Il améliore notablement l'analyse et l'interprétation des sismogrammes en développant une technique pour normaliser les enregistrements et s'affranchir de la forme de la source et de l'influence du voisinage du foyer. En isolant les phases converties dans la coda de l'onde  $P$ , Langston détermine le pendage d'une discontinuité sous la station longue période LON située dans l'État de Washington (USA). Depuis, il est possible de comparer directement les enregistrements de divers télé-séismes à une même station sans se soucier de la différence dans la forme de la fonction source.

Beaucoup d'études se sont basées sur cette technique et interprètent des fonctions de transfert (voir par exemple Owens *et al.*, 1984; Owens & Crosson, 1988; Mangino *et al.*, 1993; Kind *et al.*, 1995; Baker *et al.*, 1996). Elle a également été étendue à des réseaux temporaires de stations large-bande (Owens *et al.*, 1988; Abers, 1998; Jones & Phinney, 1998).

Dans cette première partie, nous allons voir pourquoi toutes ces études calculent les fonctions de transfert en déconvoluant les composantes horizontales par la composante verticale des sismogrammes et quelles sont les hypothèses de départ. Nous présenterons également différentes techniques de déconvolution mais avant cela nous rappelons les principes de réflexion, transmission et conversion des ondes de volume au passage d'une interface entre deux milieux où les vitesses de propagation sont différentes. Nous ferons ensuite une rapide mise au point sur les discontinuités du manteau supérieur et de la croûte connues à ce jour, tandis qu'un chapitre énoncera les principes de base de traitement de signal indispensables quand on étudie des phénomènes vibratoires. La partie se terminera par une analyse de la sensibilité des fonctions de transfert et nous montrerons l'intérêt des enregistrements large-bande.

## Chapitre 1

# Structure interne de la Terre : apport de la Sismologie.

### 1.1 Réflexion et conversion des ondes de volume sur une discontinuité

Vers 1828, Poisson établit la théorie des ondes  $P$  et  $S$  : les ondes de volume traversant un milieu élastique sont de deux types :

- Les ondes  $P$  polarisées selon la direction de propagation. Ce sont des ondes compressives dont la vitesse en un point est donnée par :

$$V_P = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}, \quad (1.1)$$

où  $\lambda$  et  $\mu$  sont les paramètres de Lamé et  $\rho$  la densité du milieu en ce point. Le déplacement lié aux ondes  $P$  dérive d'un potentiel scalaire  $\Phi$  :

$$\vec{u}_P = \overrightarrow{\text{grad}} \Phi. \quad (1.2)$$

- Les ondes  $S$  polarisées perpendiculairement à la direction de propagation. Ce sont des ondes de cisaillement dont la vitesse, plus faible que celle des ondes  $P$  pour un même milieu, est donnée par la relation :

$$V_S = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}. \quad (1.3)$$

Ces ondes ne se propagent pas dans les liquides car  $\mu = 0$ . Le déplacement des particules dans ce cas dérive d'un potentiel vecteur  $\vec{\Psi}$  à divergence nulle :

$$\vec{u}_S = \overrightarrow{\text{rot}} \vec{\Psi}. \quad (1.4)$$

L'onde  $S$  a pour composantes une onde  $S_V$  polarisée dans le plan d'incidence vertical et une onde  $S_H$  polarisée perpendiculairement au plan d'incidence.

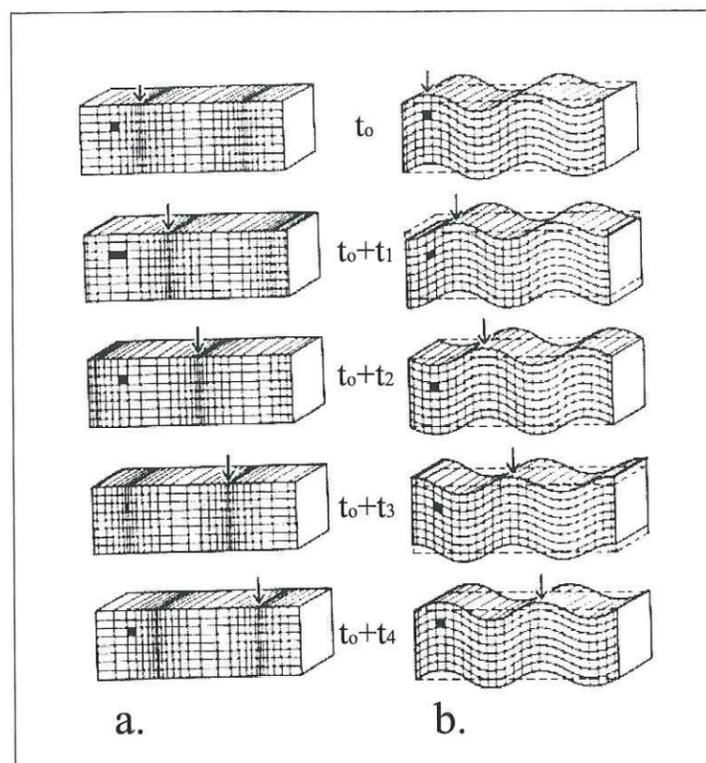


Figure 1.1: Déplacements associés aux ondes de volume. -a.: Onde P. -b.: Onde S

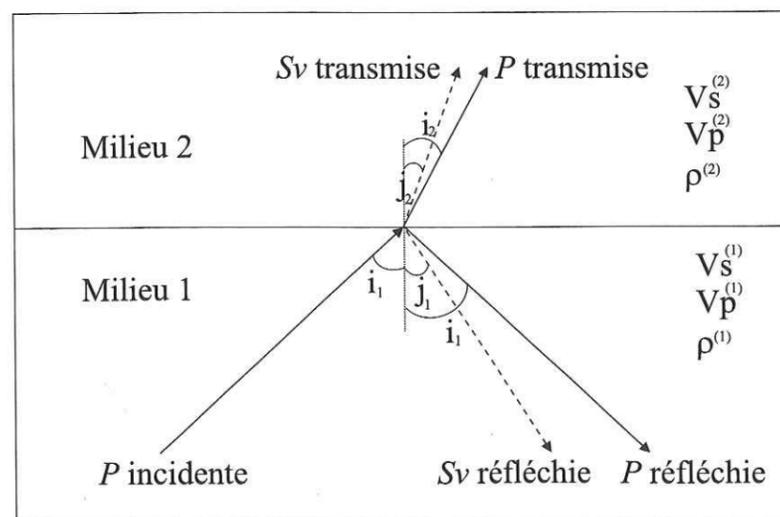


Figure 1.2: Réflexion et conversion d'une onde P sur une interface plane séparant deux milieux solides. Au contact de l'interface, l'onde incidente génère quatre composantes.

Lorsqu'un front d'onde de volume ( $P$  ou  $S$ ) rencontre une interface séparant deux milieux de comportement élastique différent, ou de densité différente, une partie de l'énergie repart dans le milieu incident, l'autre est transmise à travers la surface (Sheriff, 1989). D'autre part, il existe un couplage entre les ondes  $P$  et  $SV$  aux interfaces. C'est-à-dire qu'au passage d'une discontinuité, il se produit une conversion des ondes  $P$  en ondes  $SV$  et inversement. La figure 1.2 illustre les phénomènes de réflexion et de conversion pour une interface plane et d'épaisseur nulle.

Les angles de réflexion et de transmission montrés figure 1.2 sont reliés entre eux par la loi de *Snell-Descartes*,

$$\frac{\sin i_1}{V_P^{(1)}} = \frac{\sin j_1}{V_S^{(1)}} = \frac{\sin i_2}{V_P^{(2)}} = \frac{\sin j_2}{V_S^{(2)}} \quad (1.5)$$

On définit des coefficients de réflexion et de transmission pour chaque type d'onde. Si on désigne par  $A_P^{(0)}$  l'amplitude de l'onde  $P$  incidente et par  $A_j^{(i)}$  ( $j = P, SV$  et  $i = t, r$ ), les amplitudes des phases produites à l'interface, on a :

$$\mathcal{R}_{PS} = \frac{A_{SV}^{(r)}}{A_P^{(0)}} \quad , \text{ pour le coefficient de réflexion en onde } SV, \quad (1.6)$$

$$\mathcal{R}_{PP} = \frac{A_P^{(r)}}{A_P^{(0)}} \quad , \text{ pour le coefficient de réflexion en onde } P. \quad (1.7)$$

$$\mathcal{T}_{PS} = \frac{A_{SV}^{(t)}}{A_P^{(0)}} \quad , \text{ pour le coefficient de transmission en onde } SV, \quad (1.8)$$

$$\mathcal{T}_{PP} = \frac{A_P^{(t)}}{A_P^{(0)}} \quad , \text{ pour le coefficient de transmission en onde } P. \quad (1.9)$$

Dans le cas de la figure 1.2, où la discontinuité est plane et d'épaisseur nulle, les coefficients de réflexion et de transmission ne dépendent pas de la fréquence de l'onde incidente ni de la topographie de l'interface. Par contre, ils sont fonction des contrastes de densité et de vitesse entre les deux milieux ainsi que de l'angle d'incidence des ondes.

Le graphique de la figure 1.3 illustre la répartition de l'énergie entre les quatre ondes générées à une interface, pour des densités et des vitesses fixées en fonction de l'angle d'incidence. L'onde incidente est une onde  $P$  et on considère une chute de la vitesse au passage de l'interface correspondant à la transition manteau-croûte.

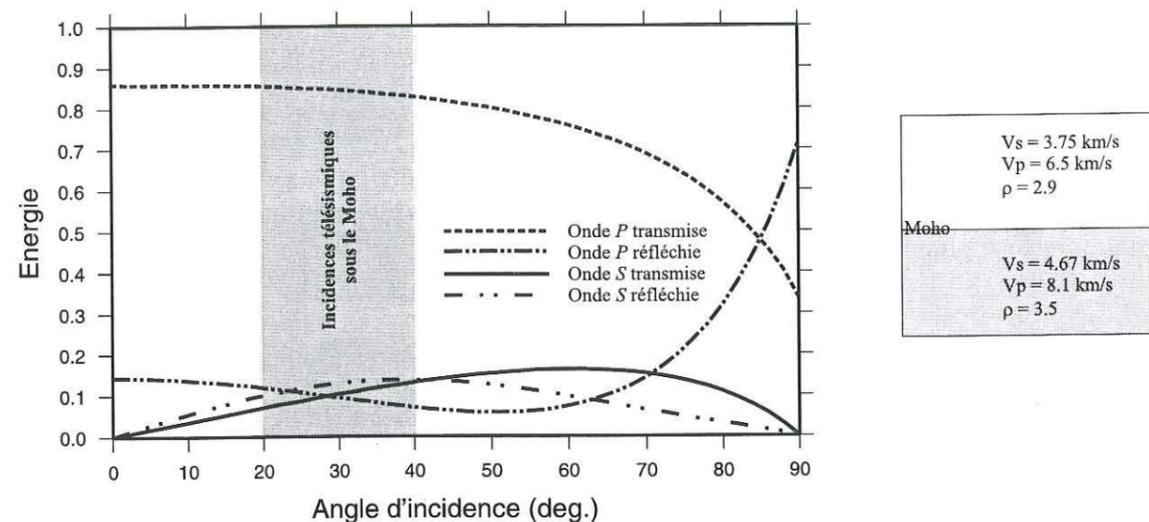


Figure 1.3: Répartition de l'énergie au passage d'une interface plane et d'épaisseur nulle pour des paramètres élastiques fixés, en fonction de l'angle d'incidence de l'onde P. D'après les formules développées dans Aki & Richards, 1980, pp.149-150. La zone en grisé correspond aux angles d'incidence sur le Moho pour le Modèle sphérique Iasp91.

Pour des angles d'incidence très faibles, une partie de l'énergie se transmet sous forme d'onde *P* dans le milieu 2 et l'autre est réfléchie dans le milieu incident sous forme *P* également. Dans ce cas, il n'y a pas création d'onde de cisaillement. Si l'angle augmente, l'onde *P* incidente donne naissance à deux ondes supplémentaires : une onde *S* réfléchie dans le milieu 1 et une deuxième onde *S* se propageant dans le milieu 2. Cette répartition de l'énergie se fait principalement au détriment de l'onde *P* réfléchie et on peut noter que pour des incidences intermédiaires les phases *S* sont plus importantes que la phase *P* réfléchie. Dans le cas de l'onde *P* incidente sur le Moho, l'énergie de l'onde *S* transmise est toujours inférieure à 15% de l'énergie de l'onde *P*. Ceci correspond donc sur les enregistrement sismiques à des amplitudes relativement faibles.

En plus de la réflexion, de la transmission et de la conversion, les ondes traversant la Terre subissent d'autres phénomènes physiques :

- **La diffraction** : Selon le principe de Huygens, chaque point d'un front d'onde peut être considéré comme une source secondaire. Les fronts d'ondes successifs sont l'enveloppe des fronts issus des sources secondaires. En présence d'un milieu très hétérogène, on observe un champ d'onde diffracté.
- **L'atténuation** : Les ondes qui se propagent dans la Terre sont atténuées par des phénomènes anélastiques qui entraînent une perte d'énergie mécanique par dissipation thermique. Les origines de ce phénomène ne sont à l'heure actuelle pas encore parfaitement connues mais il est fort probable que l'atténuation des ondes sismiques est directement liée à la présence de fluides dans les roches. Kenneth & Nur (1979) montrent que l'atténuation causée par des fluages fluides compose l'essentiel des pertes énergétiques. Ainsi, pour les régions volcaniques, l'étude de la dissipation de

l'énergie due à une propagation non adiabatique des ondes est un critère pour détecter la présence de chambres magmatiques ou de fluides géothermiques (Guilbert, 1995).

- **L'anisotropie** : Les ondes *P* traversant un milieu anisotrope vont se propager à des vitesses différentes selon la direction de propagation tandis qu'une onde *S* va se séparer en deux composantes se propageant à des vitesses différentes. Ce dernier phénomène est appelé la biréfringence des ondes de cisaillement et sera étudié plus en détail dans la troisième partie de ce mémoire.

## 1.2 Description des discontinuités du manteau observées en sismologie

Les phases réfléchies ainsi que les phases converties sont le seul moyen d'étude direct des discontinuités internes de la terre. Ces phases sont pourtant difficilement détectables du fait de leur faible amplitude. Nous verrons par la suite comment identifier les phases converties sur les sismogrammes.

Lorsque ces phases sont reconnues, elles permettent l'étude de (Thirot, 1995) :

- La profondeur des discontinuités par le calcul des temps de propagation.
- L'épaisseur des discontinuités, en analysant la variation de l'amplitude de ces phases en fonction de leur fréquence.
- Les sauts de vitesse peuvent être déduits de l'amplitude des phases générées aux interfaces.

Le travail présenté ici s'attache essentiellement à la détermination de la profondeur des discontinuités. Deux discontinuités à 410 km et 660 km de profondeur moyenne ont été mises à jour lors de l'exploitation systématique des données de temps d'arrivée des séismes mondiaux sur un réseau global (WWSNN, 1963; Thirot, 1995 pour une revue des discontinuités).

Leur profondeur varie peu, sauf dans les zones de subduction où la discontinuité de 660 km s'enfonce et celle de 410 s'élève. Les profondeurs moyennes observées sont, d'après Thirot (1995), de  $405 \pm 15$  km et  $665 \pm 20$  km. Elles présentent tout de même des variations latérales dont la longueur d'onde ne semble pas bien définie. D'autre part, leur comportement semble anti-corrélé, c'est-à-dire que lorsque la profondeur de l'une des deux diminue, celle de l'autre augmente.

Thirot (1995) fait remarquer que la discontinuité à 400 km est assez difficile à observer. La faible amplitude des phases générées sur celle-ci pourrait s'expliquer par une épaisseur assez grande, ce qui est encore assez controversé. Quant à l'épaisseur de la discontinuité à 600 km, celle-ci semble assez mal contrainte, certains auteurs suggérant qu'il pourrait s'agir en fait d'une superposition d'une discontinuité fine et d'une zone plus large à fort gradient de vitesse (cf. Thirot, 1995).

L'origine de ces deux discontinuités est à relier à des changements de phase se produisant

dans le manteau. Effectivement, un changement de phase de l'olivine (composant majeur du manteau) est attendu vers 400 km où elle passerait de la forme  $\alpha$  à une forme plus dense (de l'ordre de 7%), la  $\beta$ -olivine. Tandis qu'un second changement de phase aurait lieu à près de 660 km de profondeur, où on passerait à la pérovskite. Ce deuxième changement de phase s'accompagne d'une hausse de densité de l'ordre de 10%.

Ces transformations sont sensibles au flux de chaleur. Ceci explique le comportement des deux discontinuités. En effet, le changement de phase de 410 km étant exothermique (ce qui correspond à une pente positive de la courbe de changement de phase dans un diagramme Pression-Température), la discontinuité qui lui est associée a tendance à remonter dans le cas d'un flux descendant froid (cas des zones de subduction) et à s'enfoncer dans le cas d'un flux ascendant chaud.

La réaction donnant de la pérovskite à 660 km étant au contraire endothermique (pente du diagramme de phase négative), c'est le phénomène inverse qui se produit.

La couche entre ces deux discontinuités est généralement appelée zone de transition.

Il reste à mentionner des discontinuités qui ne sont pas observées par toutes les études portant sur ce sujet, et dont la profondeur varie considérablement d'une étude à l'autre.

Ainsi, certains auteurs (par ex. Thiriot, 1995) mettent en évidence une discontinuité vers 220 km de profondeur que n'a pas retrouvée Gurrola *et al.* (1994) sous la station d'Obninks en Russie, par exemple. Cette controverse se retrouve dans les modèles à symétrie sphérique. Ainsi, par exemple, le modèle PREM (Dziewonski et Anderson, 1981) place à cette profondeur une discontinuité de premier ordre tandis que le modèle IASP91 (International Association of Seismology and Physics of the Earth Interior) (Kennett, 1991), utilisé plus loin, la néglige.

Cette discontinuité correspondrait à la base d'une zone à moindre vitesse (LVZ) dont le sommet serait aux alentours de 110 km.

Par ailleurs, l'existence d'une discontinuité sismique vers 520 km de profondeur est encore plus discutée. Elle a notamment été mise en évidence par Shearer (Shearer, 1990, 1991), et pourrait coïncider avec un changement de phase entre la  $\beta$ -olivine et la  $\gamma$ -olivine, s'accompagnant d'un saut de densité inférieur à 3%. Une discontinuité à cette profondeur d'épaisseur plus importante que les discontinuités de 410 et 660 km et marquant un contraste de vitesse faible, pourrait ne pas être vu par les ondes de courte période (Thiriot, 1995).

Finalement, il faut citer encore une discontinuité possible vers 920 km de profondeur (Souriau, 1986). Mohammadioun en 1967 trouve une discontinuité à 950 km et Whitcomb et Anderson (1970) ont observé un réflecteur entre 910 et 930 km sous la ride médio-océanique ouest-indienne. Le rôle d'une telle discontinuité dans les modèles de convection est absolument fondamental, mais encore trop rarement observée, ses caractéristiques restent floues.

### 1.3 Caractérisation pétrologique et sismique de la lithosphère

La lithosphère peut être définie de trois manières différentes : du point de vue sismologique, du point de vue mécanique et du point de vue thermique. En sismologie, la lithosphère représente une couche comprise entre la surface et une profondeur où on observe une diminution significative de la vitesse des ondes de volume. Cette diminution est associée à un accroissement de la température et de pression. Du point de vue thermique, la limite inférieure de la lithosphère est définie par la température de solidus du basalte, soit environ 1200°C. Enfin, du point de vue mécanique, la lithosphère est définie comme la couche superficielle ayant un comportement élastique.

La croûte et le manteau supérieur constituant la lithosphère forment un milieu très hétérogène dans lequel les vitesses des ondes sismiques varient rapidement aussi bien verticalement que latéralement. La variation de vitesse avec la profondeur diffère très nettement selon que l'on considère les vieux boucliers continentaux, les domaines continentaux plus jeunes ou encore le domaine océanique. Néanmoins, nous pouvons résumer les principales caractéristiques structurales de la lithosphère en distinguant deux types de structures : la lithosphère océanique et la lithosphère continentale. Dans les deux cas, le passage croûte-manteau, mis en évidence par Mohorovičić en 1909, s'accompagne par une hausse brutale de la vitesse des ondes  $P$ . Le modèle PREM (Dziewonski et Anderson, 1981) considère une moyenne globale de 24.4 km pour sa profondeur tandis que le modèle Iasp91 (Kennett, 1991) retient une profondeur de 35 kilomètres.

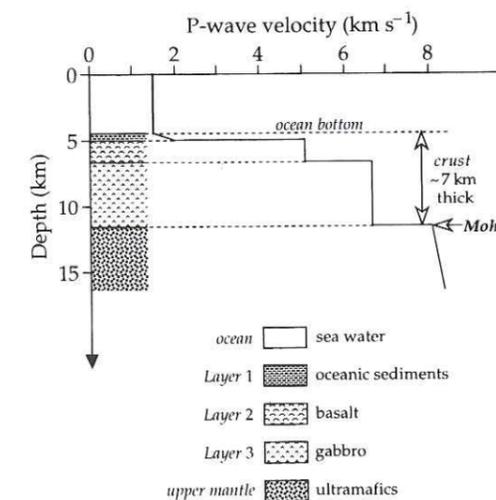


Figure 1.4: Coupe pétrologique et profil de vitesse des ondes  $P$  pour la croûte océanique (Lowrie, 1997).

La figure 1.4 (Lowrie, 1997), présente un modèle de croûte océanique moyen. L'épaisseur crustale n'excède pas 5 à 10 km. Sous la couche d'eau, les premiers mètres de la

croûte sont constitués de sédiments dont l'importance croît quand on s'éloigne de la ride médio-océanique. Sous les sédiments, nous trouvons le socle basaltique dans lequel existe un fort gradient de vitesse pour les ondes  $P$ . Le haut de cette partie est essentiellement constitué de laves plus ou moins altérées (environ 0.5 km d'épaisseur) tandis que la partie la plus profonde est constituée de gabbros. Entre ces deux parties se situent des basaltes de type intrusif formant des dykes. La discontinuité de Mohorovičić est nette sauf sous les dorsales.

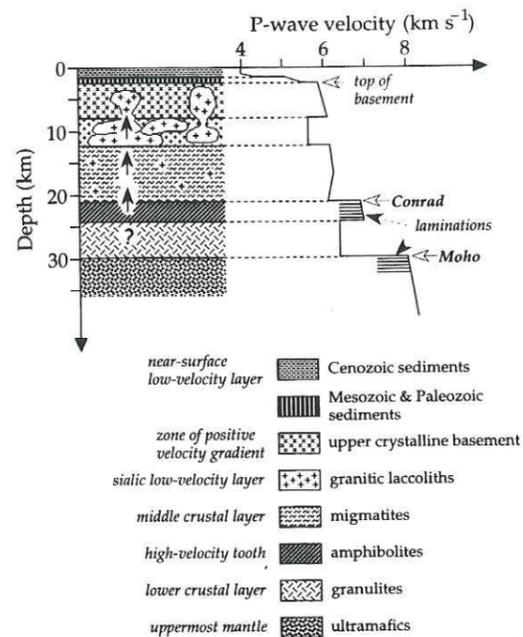


Figure 1.5: Coupe pétrologique et profil de vitesse des ondes  $P$  pour la croûte continentale (Lowrie, 1997).

La structure verticale de la croûte continentale est plus compliquée que dans le cas océanique. De plus, elle change radicalement selon l'endroit (craton, bassin sédimentaire, chaîne de montagne ...). Dans ces conditions, il est plus difficile de généraliser un modèle représentatif. Lowrie (1997) en présente un d'après Mueller (1977) (Fig. 1.5). La croûte continentale est nettement plus épaisse que la croûte océanique. Sous les vieux domaines continentaux les plus stables elle atteint jusqu'à 40 km. Sous les chaînes de montagne elle peut s'épaissir pour atteindre parfois 60 km. Le Moho peut ne pas être clairement défini à certains endroits. Il est alors remplacé par une zone de transition stratifiée. La discontinuité sismique de Conrad semble dans certains cas séparer une partie supérieure à dominante granitique de la croûte inférieure gabbroïque. Différentes analyses sismiques ont montré l'existence de deux couches à moindre vitesse au sein de la croûte. La première, autour de 10 km de profondeur, pourrait être due à du magmatisme granitique ou granodioritique intrusif dans un environnement principalement formé d'anciennes roches sédimentaires ou volcaniques déformées et métamorphosées. Cette zone à faible vitesse surmonte une couche composée de migmatites qui est limitée en profondeur par la dis-

continuité de Conrad. La croûte inférieure semble dans certains endroits être finement litée. Elle est constituée de roches métamorphiques du faciès granulites (faciès de haute pression, haute température). Ce sont des roches denses et sèches qui ont été préservées de la fusion par leur pauvreté en eau.

Le manteau lithosphérique allant du Moho jusqu'à 80-120 km de profondeur est rigide et est composé essentiellement de trois minéraux : olivine (de 45% à 80%), pyroxènes (jusqu'à 50%) et grenat (10% au maximum). La vitesse des ondes  $P$  et  $S$  y croît régulièrement. Avec la croûte, il forme une fine pellicule qui est subdivisée en plaques tectoniques en mouvement les unes par rapport aux autres.

## 1.4 Propagation des ondes de volume dans le manteau

Les ondes générées par les séismes se propagent à l'intérieur de la terre. En utilisant une approximation haute fréquence, leur trajet peut être décrit par la théorie des rais. Cette théorie permet de déterminer le temps de parcours d'une onde connaissant les propriétés physiques du milieu traversé. Le trajet des ondes se fait selon des courbes perpendiculaires au front d'onde. Ces courbes sont appelées les rais. Le front d'onde est une surface qui réunit les points du milieu qui vibrent en même temps avec la même phase.

La figure 1.6 présente un tracé de rais  $P$  dans le modèle de terre Iasp91 (Kennett, 1991). Nous remarquons que les rais se courbent vers les régions de plus faible vitesse ce qui leur permet de pénétrer plus ou moins profondément à l'intérieur de la Terre selon leur angle d'émission à la source, avant de remonter vers la surface.

Les ondes émergent à moins de 8 degrés du foyer du séisme se propagent essentiellement dans la croûte et ne seront pas utilisées dans notre étude. Pour des distances source-station sismologique inférieures à 30 degrés, les phases enregistrées se sont propagées entièrement dans le manteau supérieur où la vitesse n'est pas une fonction régulière de la profondeur (Choudhury, 1973). Pour ces distances relativement modestes, la propagation des ondes est tracée dans un modèle plan. Les premières secondes des enregistrements faits à ces distances sont complexes car composées de plusieurs phases dont le temps de propagation est très proche. Il s'agit de l'onde  $P$  directe et de diverses réflexions sur les discontinuités du manteau supérieur.

Aux distances comprises entre 30 et 90 degrés émergent les ondes  $P$  ayant traversé le manteau inférieur. Le point le plus bas de leur rai est compris entre 700 kilomètres de profondeur et le noyau. Contrairement à l'aspect multiple des ondes  $P$  enregistrées à des distances épacentrales inférieures, les sismogrammes observés dans cet intervalle de distance sont relativement simples. En effet, les points bas des rais  $P$  concernés se situent dans un milieu où les variations de vitesse sont assez lisses et où il n'existerait pas de discontinuité de vitesse de premier ou second ordre (Choudhury, 1973). L'onde  $P$  n'est donc pas suivie (ou précédée) de près par des phases multiples. Dans ces conditions, les sismogrammes sont caractérisés par l'arrivée de phases séparées les unes des autres.

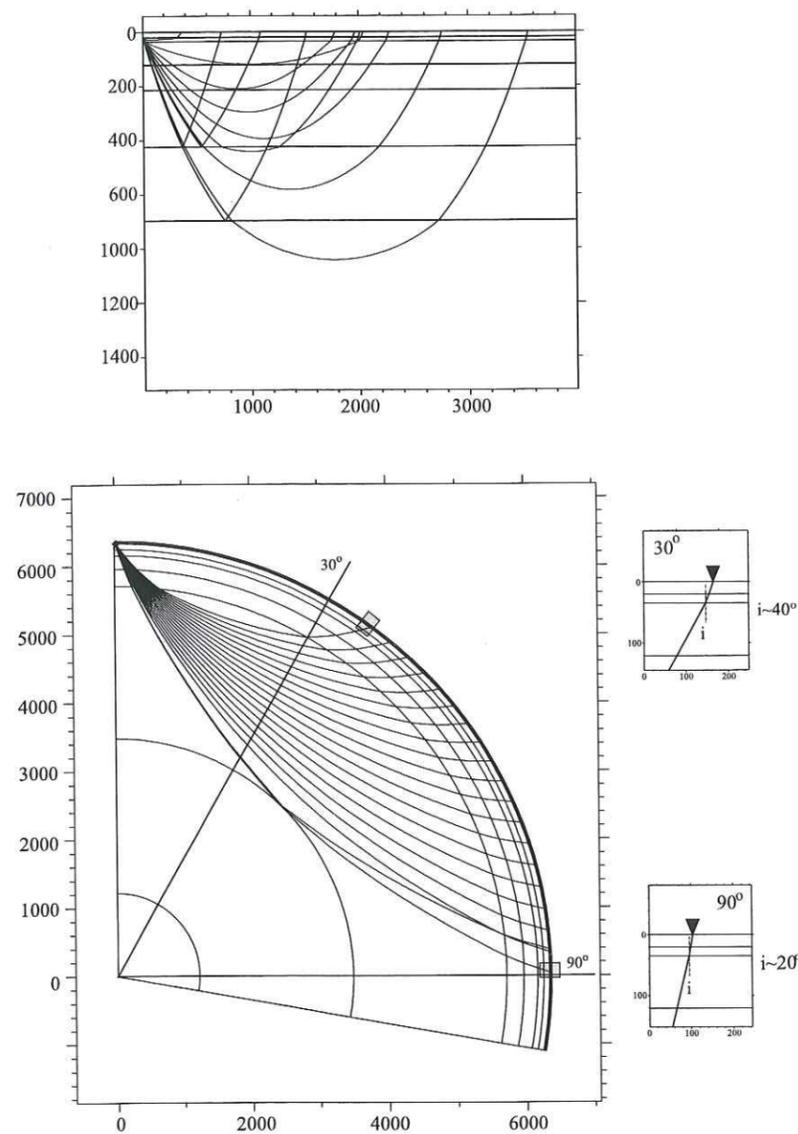


Figure 1.6: Propagation des ondes  $P$  dans le manteau : tracé de raies dans le modèle Iasp91. En haut : distances épicentrales inférieure à 30 degrés. Les ondes se propagent dans le manteau supérieur et la croûte. En bas : Entre 30 et 90 degrés de distance épicentrale, les ondes  $P$  traversent le manteau inférieur. Les zooms montrent l'incidence des ondes à la base du Moho. Pour les distances épicentrales concernées, cet angle varie entre 20 et 40 degrés.

D'autre part, le tracé de raies (Figure 1.6) nous permet de suivre l'évolution de l'angle d'incidence de l'onde  $P$  au passage des sauts de vitesse. Ainsi, sous le Moho, cet angle varie entre 20 degrés, pour les distances épicentrales voisines de 90 degrés et 40 degrés, pour les distances proches de 30 degrés. Pour un rai fixe, l'angle d'incidence augmente avec la profondeur de la discontinuité. Ainsi, pour le même intervalle de distance épicentrale, l'incidence des ondes  $P$  sous l'interface à 660 kilomètres de profondeur varie entre 27 et 60 degrés. Ces intervalles angulaires assurent une amplitude non nulle aux phases

converties  $PS$  sur ces interfaces. Il faut également noter que sous la surface, les raies sont redressées et l'angle d'émergence de l'onde  $P$  est compris entre 13 et 27 degrés dans le modèle Iasp91 pour les distances épicentrales que nous considérons.

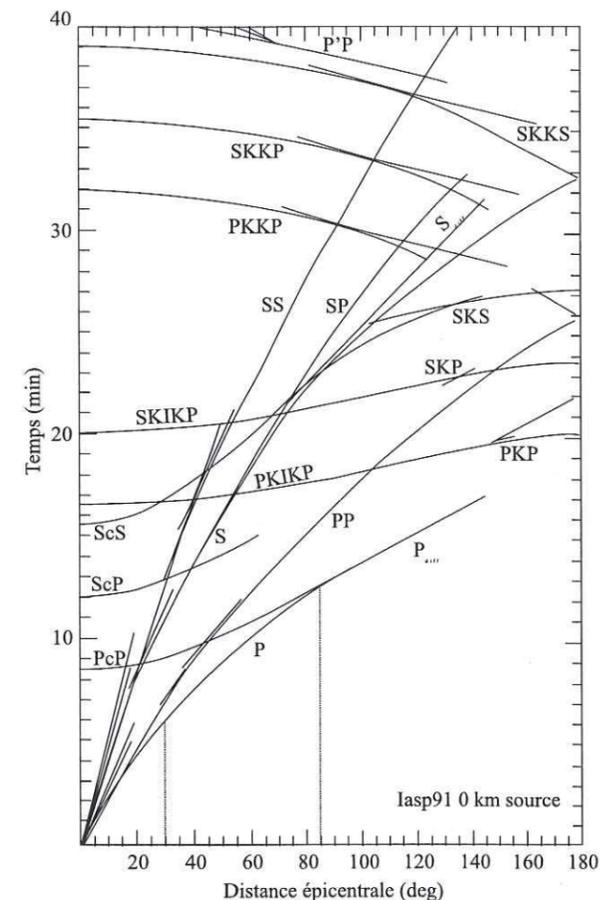


Figure 1.7: Hodochrone des principales phases pour un foyer en surface calculé dans le modèle Iasp91 (Kennett & Engdahl, 1991)

Les temps de propagation des principales phases sismiques en fonction de la distance épicentrale pour un foyer superficiel peut être lu sur le graphique de la figure 1.7. Nous observons très clairement sur cette figure l'isolement de l'onde  $P$  entre 30 et 80 degrés. Il existe d'autres phases bien isolées également. Certaines phases se propageant dans le noyau ( $PKP$ ,  $PKiKP$ ,  $PKKP$ , etc ...) présentent cet avantage lorsqu'elles sont observables. Par contre, leur amplitude est généralement assez faible et leur incidence aux interfaces du manteau trop proches de la verticale pour générer des phases converties significatives. Nous pourrions alors analyser la coda de la phase  $PP$  qui non seulement est isolée dans les sismogrammes entre 60 et 120 degrés de distance épicentrale, mais qui arrive sous le Moho avec des angles autorisant des conversions  $PS$  d'amplitude conséquente. Cette phase se réfléchissant à mi-trajet à la surface de la terre pourrait cependant se révéler de forme complexe. Nous préférons donc ne pas nous en servir.

## Chapitre 2

### Calcul des fonctions de transfert

#### 2.1 Bases de traitement du signal

Dans cette partie, volontairement succincte, vont être définies les conventions et notations utilisées par la suite. Les formules qui y sont mentionnées ne feront pas l'objet de démonstration, celles-ci pouvant se trouver facilement dans un ouvrage portant sur le traitement du signal (e.g. Van Den Enden, 1992).

##### 2.1.1 Convolution

###### Fonction de Dirac

La fonction  $\delta(t)$ , appelée fonction de Dirac, est en fait une distribution pouvant être définie par :

$$\begin{cases} \delta(t) = 0 & \text{pour tout } t \neq 0 \\ \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(t) dt = 1 \end{cases} \quad (2.1)$$

C'est donc un signal très particulier, n'existant pas réellement, mais qui est largement utilisé en théorie du traitement du signal, notamment dans la prise d'échantillons d'une fonction continue.

###### Produit de convolution

On appelle produit de convolution, et on note  $*$ , de deux fonctions  $f(t)$  et  $g(t)$ , l'intégrale :

$$h(t) = f * g = g * f = \int_{-\infty}^{+\infty} f(u)g(t-u) du. \quad (2.2)$$

*Propriété :*  $\delta(t)$  est l'élément neutre de la convolution :

$$f(t) * \delta(t) = f(t) \quad (2.3)$$

$$f(t) * \delta(t - t_0) = f(t - t_0) \quad (2.4)$$

La convolution avec un Dirac décalé, décale donc la fonction de départ.

Dans le cas de signaux discrétisés, la convolution d'un signal  $f$  de  $n$  points ( $f = \{f_1, \dots, f_n\}$ ) par un signal  $g$  de  $m$  points ( $g = \{g_1, \dots, g_m\}$ ) donne un signal  $s$  de  $(n+m-1)$  points ( $s = \{s_1, \dots, s_{n+m-1}\}$ ). Le  $k^{\text{ème}}$  échantillon de  $s$  s'écrit :

$$s_k = \Delta t \sum_{j=1}^m g_j f_{(k-j+1)} \quad \text{avec } 1 \leq k \leq (m+n-1). \quad (2.5)$$

où  $\Delta t$  est le pas d'échantillonnage en temps des signaux.

### Déconvolution

Le problème inverse de la relation (1.11) s'appelle la **déconvolution**. Dans ce cas, il s'agit de trouver  $f$  telle que :

$$f * g = h,$$

$g$  et  $h$  étant connues. C'est une inversion linéaire.

Le problème de la déconvolution peut aussi se formuler d'une manière un peu différente. En sismique, les sismogrammes synthétiques ( $s(t)$ ) peuvent être représentés par une convolution entre un signal source ( $\epsilon(t)$ ) et un "log impulsif", c'est à dire la somme de fonctions de Dirac décalées représentant chacune une interface :

$$s(t) = \epsilon(t) * \left[ \sum_i \alpha_i \delta(t - \tau_i) \right],$$

où  $\alpha_i$  représente le coefficient de réflexion de la  $i^{\text{ème}}$  interface.

Si le signal source est "étalé" dans le temps et si le décalage entre les fonctions de Dirac est faible (ie : les interfaces sont proches), la convolution donnera un signal très complexe où les différentes arrivées ne seront pas discernables les unes des autres. Il est dans ce cas nécessaire de faire une déconvolution des traces sismiques qui aura pour effet de "réduire" au maximum la durée de la source, l'idéal étant de la ramener à un signal aussi proche que possible d'une fonction de Dirac.

Nous verrons plus loin que la déconvolution est une opération beaucoup plus délicate à réaliser que la convolution. Comme c'est une inversion, il y a le plus souvent des paramètres non déterminés qui constituent le noyau de l'espace des paramètres. Si on note  $\mathcal{D}$  l'opération de déconvolution et  $X_0$  le noyau des paramètres, alors on a :

$$\mathcal{D}[X + X_0] = Y \quad \text{avec } \mathcal{D}[X_0] = \text{null},$$

$X_0$  reste donc indéterminé.

## 2.1.2 Transformation de Fourier

### Temps continu

Pour analyser le contenu fréquentiel d'un signal continu, on opère une transformation de Fourier s'exprimant par une intégrale de Fourier dont le calcul fournit comme

résultat une fonction de la fréquence.

En désignant par  $t$  la variable du temps, par  $\nu$  la variable fréquentielle, par une lettre minuscule —  $s(t)$  — les fonctions dans le domaine temporel et enfin, par une majuscule —  $S(\nu)$  — les transformées correspondantes ; la transformée de Fourier directe, ou TF, pour un signal continu est définie par :

$$TF[s(t)] = S(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(t) e^{-2i\pi\nu t} dt. \quad (2.6)$$

La quantité  $S(\nu)$  est complexe dans la majorité des cas.

*Propriété* : La TF de la fonction de Dirac est constante et vaut :

$$TF[\delta(t)] = 1. \quad (2.7)$$

Le calcul de l'intégrale de (1.14) permet de transformer  $s(t)$  en  $S(\nu)$ . À l'aide de la transformation inverse,

$$TFI[S(\nu)] = s(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(\nu) e^{+2i\pi\nu t} d\nu, \quad (2.8)$$

il est possible de déterminer  $s(t)$  de façon unique à partir de  $S(\nu)$ .

Pour que la **paire de Fourier** [ $s(t) - S(\nu)$ ] existe, il suffit que  $s(t)$  soit à carré sommable, ce qui signifie que  $s(t)$  et  $S(\nu)$  sont à énergie finie. Ceci sera toujours vérifié pour les fonctions qui existent physiquement.

### Relation avec la convolution

La convolution dans l'espace des temps correspond à une multiplication dans l'espace des fréquences :

$$TF[f * g] = TF[f].TF[g]. \quad (2.9)$$

Inversement, la multiplication dans l'espace des temps devient convolution dans le domaine de Fourier :

$$TF[f.g] = TF[f] * TF[g]. \quad (2.10)$$

### Échantillonnage en temps et en fréquence

Les signaux étudiés sont des signaux numériques aussi bien dans le domaine des temps que dans le domaine des fréquences, puisque informatisés. Ils sont donc sous la forme d'une suite finie de valeurs caractérisée par un pas d'échantillonnage en temps, noté  $\Delta t$ , et en fréquence, noté  $\Delta\nu$ . D'autre part, le signal n'est connu que sur un intervalle borné, de durée  $D$ . Dans ces conditions, la TF du signal est périodique de période  $1/\Delta t$  et son pas d'échantillonnage vaut  $1/D$ .

La valeur du  $p^{\text{ème}}$  échantillon s'écrit:

$$F_p = \sum_{n=0}^{N-1} f_n W^{-np} \quad \text{avec } W = e^{+2\pi i/N}. \quad (2.11)$$

$N$  étant le nombre d'échantillons, identique en temps et en fréquence.

Inversement, le  $k^{\text{ème}}$  échantillon de la fonction en temps peut s'exprimer en une somme des valeurs de la TF :

$$f_k = \sum_{j=0}^{N-1} F_j W^{+jk}. \quad (2.12)$$

Il faut savoir que le pas d'échantillonnage en temps contraint la fréquence limite observable : pour ne pas avoir un repliement du spectre, il doit satisfaire à la **condition de Shannon** qui s'exprime par l'inégalité :

$$\Delta t < \frac{1}{2\nu_m}, \quad (2.13)$$

où  $\nu_m$  est la fréquence maximale contenue dans le signal.

Par ailleurs, de même que l'échantillonnage en temps provoque une périodisation de la TF, la discrétisation du domaine de Fourier implique une périodisation du signal temporel.

En sismologie, les signaux à étudier recouvrent une large gamme de fréquences. Pour effectuer l'enregistrement numérique, on se fixe le phénomène qu'on veut observer, ce qui détermine la bande de fréquences intéressante. On peut alors définir le pas d'échantillonnage et numériser les signaux après avoir appliqué un filtre anti-aliasing.

### 2.1.3 Système linéaire et stationnaire

La plus part des systèmes naturels peuvent être considérés, en première approximation comme des systèmes linéaires et stationnaires.

En représentant le système par un opérateur  $L$  qui à tout signal d'entrée  $e(t)$  associe un signal de sortie  $s(t)$ , la linéarité se traduit par :

$$s(t) = L[e_1(t) + a.e_2(t)] = L[e_1(t)] + a.L[e_2(t)], \quad (2.14)$$

tandis que la stationnarité s'exprime par la relation :

$$L[e(t - \tau)] = s(t - \tau). \quad (2.15)$$

### Réponse impulsionnelle

Un système linéaire peut être entièrement décrit par sa réponse impulsionnelle, c'est à dire par le signal de sortie  $h(t)$  obtenu si le signal d'entrée est une fonction de Dirac :

$$h(t) = L[\delta(t)] \quad (2.16)$$

En effet, le signal de sortie  $s(t)$  du filtre pour une entrée  $e(t)$  est la convolution du signal  $e(t)$  par la réponse impulsionnelle du filtre :

$$s(t) = e(t) * h(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} e(u)h(t-u) du. \quad (2.17)$$

### Réponse en fréquence

La transformée de Fourier de la relation (1.24) nous donne la réponse en fréquence:

$$S(\nu) = E(\nu).H(\nu). \quad (2.18)$$

La fonction  $H(\nu)$  qui est la TF de la réponse impulsionnelle du filtre est appelée fonction de transfert du filtre. Tout comme  $h(t)$ ,  $H(\nu)$  fournit une description complète de ce système.

## 2.2 Déconvolution

### 2.2.1 Déconvolution et fonction de transfert

Les ondes converties P-S sont de faible amplitude : pour des téléseismes, le rapport de déplacement entre l'onde  $P$  directe et sa convertie sur le Moho ne dépasse pas 15% (voir Fig 1.3). Elles sont ainsi masquées le plus souvent, dans les sismogrammes, par des arrivées majeures et tardives. Le problème consiste donc à identifier les phases converties dans la coda de l'onde  $P$ . Pour cela, il est nécessaire d'appliquer des techniques de sommation pour amplifier le signal cohérent sur différentes traces (Vinnik, 1977; Vinnick *et al.*, 1983). Mais alors que Vinnick (1977) somme directement des enregistrements longue période, nous allons effectuer un traitement préliminaire permettant entre autre d'améliorer la résolution de la méthode. En effet, pour rendre la sommation plus constructive, il est nécessaire de normaliser les enregistrements en les rendant indépendants de la forme de l'onde incidente. Cette normalisation doit permettre de rendre "comparable" les différents sismogrammes utilisés indépendamment de la source du séisme qui les à produit. La méthode que nous avons choisie est la déconvolution des composantes horizontales par l'onde  $P$ . Nous calculons ainsi ce que l'on nomme les *fonctions de transfert*. En plus de la normalisation, la déconvolution agit tel un séparateur de phase.

La coda de l'onde  $P$  peut être considérée comme la convolution de la réponse impulsionnelle du milieu sous la station ( $r(t)$ , suite des coefficients de conversion  $PS$ ) par l'onde  $P$  et par un ensemble d'effets perturbateurs (bruit sismique). Comme dans le cas de la sismique pétrolière (Mari *et al.*, 1997), le but de la déconvolution est de supprimer

ces effets perturbateurs en utilisant le filtre inverse de la source pour retrouver la suite des coefficients de conversion.

Cette démarche permet de réduire la durée de l'ondelette  $P$  et ainsi d'accéder à la structure fine de la lithosphère et du manteau supérieur. Pour ce faire, il convient de connaître le signal source, c'est-à-dire l'onde  $P$  incidente.

La gamme de distances épacentrales utilisée pour notre étude allant de 30 degrés à 90 degrés, nous permet de considérer des arrivées quasi verticales à la station. C'est pourquoi, les ondes  $P$  seront très bien représentées par leur projection sur la verticale (composante verticale du mouvement du sol), tandis que l'amplitude des ondes  $S$  sera plus importante sur les composantes horizontales (figure 2.1).

Le train d'onde  $P$ , source des phases  $P$  converties  $S$ , est alors directement enregistré sur la composante verticale des stations trois composantes, tandis que les phases converties seront lues sur les composantes horizontales. On a donc :

$$d_h(t) = d_V(t) * r_h(t) + b(t), \quad h = L, T; \quad (2.19)$$

$d_h(t)$  étant la composante horizontale (longitudinale  $L$  ou transverse  $T$ ) des sismogrammes,  $d_V(t)$  la composante verticale et  $b(t)$  du bruit. Ainsi, en déconvoluant les composantes horizontales par la composante verticale, nous estimons  $r_h(t)$ . En supposant que la station sismologique enregistre le mouvement du sol avec la même qualité sur les trois composantes, nous obtenons un signal non seulement débarrassé de l'influence de la source sismologique mais aussi de la réponse instrumentale de la station d'enregistrement.

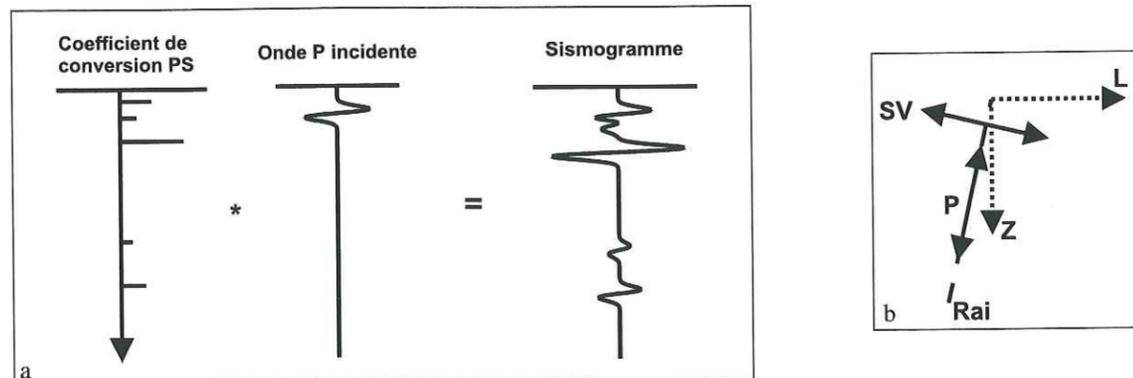


Figure 2.1: a.=Modélisation d'un sismogramme obtenu par la convolution d'un "log impulsionnel" et de l'onde  $P$  incidente., b.= Polarisation des ondes  $P$  et  $SV$  dans le plan  $(Z,L)$ .

## 2.2.2 Intercorrélation

Dans le cas de signaux à énergie finie,  $s(t)$  et  $h(t)$  l'intercorrélacion s'écrit :

$$\Gamma_{s,h}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(t)h^*(t-\tau) dt, \quad \text{pour des signaux continus,} \quad (2.20)$$

$$\Gamma_n = \sum_{-\infty}^{+\infty} s_i h_{i-n}^*, \quad \text{pour des signaux numériques.} \quad (2.21)$$

$h^*$  est le complexe conjugué de  $h$ .

L'interprétation physique de l'intercorrélacion est une **comparaison** de deux signaux  $s(t)$  et  $h(t-\tau)$ . Pour les valeurs de  $\tau$  où il y a ressemblance, la fonction d'intercorrélacion est grande.

L'intercorrélacion est le moyen le plus direct pour détecter les phases converties  $P$ - $S$ , dans le cas où la fonction d'autocorrélacion de la source  $P - \Gamma_{d_V,d_V}$  — est proche d'une fonction de Dirac.

En effet, on peut montrer que (Paul, 1994) :

$$\Gamma_{s,h} = s(t) * h(-t), \quad (2.22)$$

donc l'intercorrélacion entre  $d_V(t)$  et  $d_h(t)$  peut s'exprimer par :

$$\Gamma_{d_h,d_V} = d_h(t) * d_V(-t), \quad (2.23)$$

considérant la relation (2.19) et sachant que la convolution est associative, on arrive à :

$$\Gamma_{d_h,d_V} = r_h(t) * \Gamma_{d_V,d_V} + \Gamma_{b,d_V}. \quad (2.24)$$

Or, le bruit additif n'étant pas corrélé, *a priori*, avec  $d_V(t)$ , il nous reste :

$$\Gamma_{d_h,d_V} = r_h(t) * \Gamma_{d_V,d_V}. \quad (2.25)$$

Le signal ainsi obtenu est la réponse du milieu soumis en entrée à la fonction d'autocorrélacion de  $d_V(t)$ .

Par cette méthode, on ne tient plus compte du bruit et comme  $\Gamma_{d_V,d_V}$  est centrée sur  $t = 0$ , la position des interfaces est donnée par les maxima observés.

Par contre, il est plus difficile de séparer des arrivées voisines puisque la durée de  $\Gamma_{d_V,d_V}$  est le double de celle de  $d_V(t)$ .

Pour que la méthode soit performante il faut donc que la première arrivée ait une autocorrélacion s'annulant pour des décalages grands. Pour avoir une résolution idéale, il faudrait tendre vers un Dirac.

Les autres méthodes présentées ici, inversent directement la relation (2.19), pour retrouver la réponse impulsionnelle du milieu sous la station, en calculant une déconvolution. Là encore, plusieurs techniques existent.

## 2.2.3 Division spectrale

La méthode la plus simple pour la déconvolution consiste en une division spectrale (Owens *et al.*, 1995). En effet, si on vérifie :

$$s(t) = e(t) * h(t),$$

connaissant  $s(t)$  et  $e(t)$ , nous pouvons retrouver la réponse impulsionnelle du filtre  $h(t)$  en divisant le spectre de  $s(t)$  par celui de  $e(t)$ , avant de faire une transformée de Fourier inverse.



faibles, sensibles au bruit uniquement, vont être supprimées par un principe équivalent au facteur de seuillage utilisé précédemment, qui se répercutera sur la résolution du résultat. On limite le calcul ainsi aux valeurs singulières représentatives du signal. Pour chaque déconvolution, nous appliquerons plusieurs inversions en changeant le seuil d'élimination. Ceci nous permettra d'optimiser le résultat en sélectionnant le meilleur seuil.

Dans notre procédure, nous utilisons des signaux de même longueur : les composantes horizontales ont la même taille que la composante verticale associée. Dans ce cas, la matrice  $V$  (2.30) est tronquée et la relation 2.31 devient (Ammon, 1992) :

$$\begin{pmatrix} \epsilon_1 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ \epsilon_2 & \epsilon_1 & \dots & \dots & \vdots \\ \vdots & \epsilon_2 & \ddots & \dots & \vdots \\ \vdots & \dots & \dots & \ddots & 0 \\ \epsilon_n & \epsilon_{n-1} & \dots & 0 & \epsilon_1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} h_1 \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ h_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} s_1 \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ s_n \end{pmatrix}. \quad (2.32)$$

Dans cette équation, la variable  $h_n$  n'est déterminée que par la valeur  $\epsilon_1$ . La fin du vecteur  $X$  est donc sous-déterminée. Afin de limiter les inconvénients liés à la troncature de la matrice  $V$ , il est nécessaire de prendre en considération des signaux de longueur suffisante pour obtenir une solution dont au moins la première moitié est bien contrainte. Généralement, nous utilisons des fenêtres de 120 secondes. La longueur utile des fonctions de transfert n'exédant pas dans ce cas 60 secondes.

### 2.2.6 Comparaison des méthodes

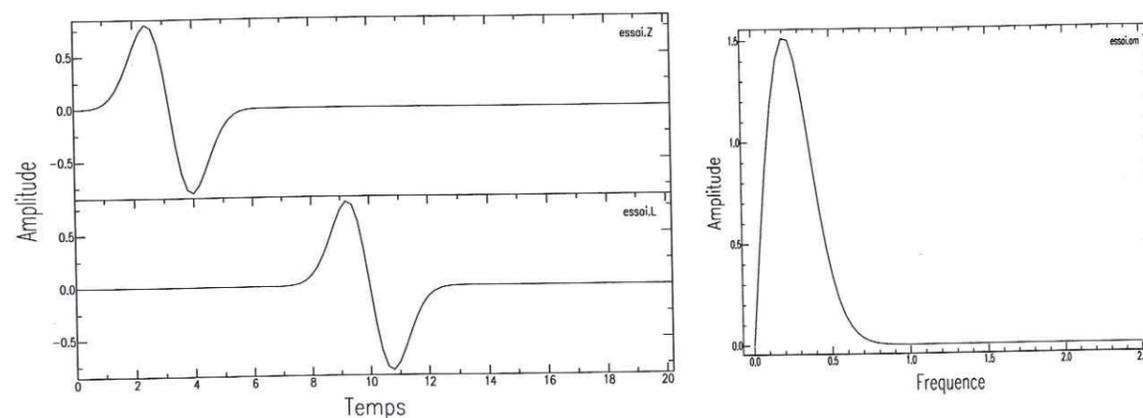


Figure 2.3: Synthétique utilisé pour tester les méthodes. La figure de droite représente l'amplitude de la TF des signaux.

Dans une précédente étude (Bertrand, 1995), des signaux synthétiques simples bruités et non bruités ont été utilisés pour tester les quatre méthodes développées ci-dessus. Nous allons rappeler ici les principales observations déduites de cette comparaison.

Un signal synthétique simple et non bruité a été utilisé pour tester les quatre méthodes développées ci-avant. Le signal de base ayant servi à créer ces synthétiques est un "ricker" du premier ordre de fréquence dominante voisine de 0.2 Hertz. On construit alors deux composantes décalées l'une par rapport à l'autre de 6.8 secondes (Fig. 2.3). L'intercorrélation (figure 2.4) permet bien de retrouver le décalage entre les deux composantes (6.8 secondes). Par contre il apparaît des pics secondaires qui pourraient être interprétés comme d'autres phases. Dans ce cas l'efficacité de la méthode est à mettre en relation avec la simplicité de la forme des signaux utilisés. La méthode est effectivement performante dans ce cas, car la fonction d'autocorrélation de la composante verticale s'annule très rapidement (figure 2.4) et la largeur du pic principal est assez petite.

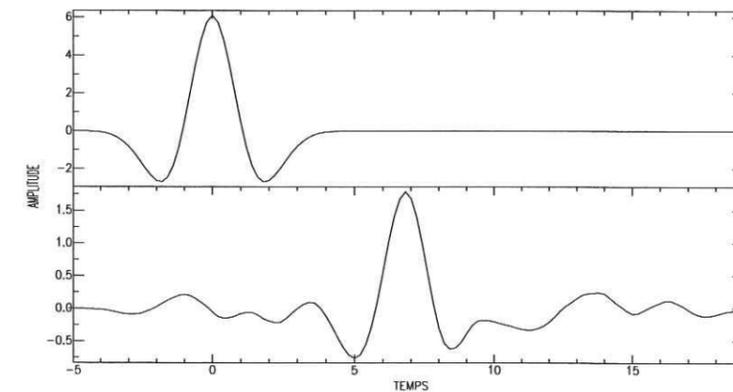


Figure 2.4: Autocorrélation de la composante verticale et intercorrélation des deux composantes verticales et horizontale

Si toutes les méthodes aboutissent quasiment au même résultat, elles ne sont pas équivalentes en termes de résolution. En effet, ils existent des artefacts inhérents à toutes les déconvolutions : la présence de lobes secondaires autour du pic principal (figure 2.5). Ces lobes, polluant notre résultat, vont limiter la résolution de la déconvolution. Il est donc important de considérer la méthode réduisant au maximum ce bruit numérique. Sur la figure 2.5, nous remarquons que le nombre de lobes secondaires est le plus faible avec la méthode restant dans le domaine temporel, tandis que la division spectrale en engendre le plus ; la méthode du filtre de Wiener semblant être un intermédiaire. Dans les trois cas, plus le facteur de seuillage est élevé et plus les lobes parasites s'estompent. Mais ce facteur affecte également l'amplitude du pic principal. Une trop grande valeur dégrade totalement le signal. C'est ce qui se voit sur les graphiques b et c de la figure 2.5 lorsque le "water level" est trop important.

L'étude des essais synthétiques (Bertrand, 1995) permet plusieurs conclusions :

- Les résultats obtenus à l'aide de la division spectrale et du filtre de Wiener présentent des lobes secondaires nombreux, qui ne sont atténués qu'avec un fort facteur de seuillage, entraînant une forte perte d'amplitude du lobe principal.
- La déconvolution temporelle génère moins d'artefacts, mais aboutit à un pic principal un peu plus large que les autres méthodes de déconvolution.

- Le choix du facteur de seuillage est très délicat. Il faut s'appliquer à trouver un compromis entre la perte de signal et la réduction des lobes secondaires. Ce choix reste très subjectif.
- L'intercorrélacion est un outil utilisable dans des cas simples.

Privilégiant la séparation des interfaces, il faut éviter un maximum les pieds du pic principal. J'ai donc choisi d'utiliser la méthode de déconvolution restant dans le domaine temporel se faisant par décomposition en valeurs singulières de la matrice de régression de la relation (2.13).

En déconvoluant la composante longitudinale par la composante verticale, on isole des autres facteurs engendrant les sismogrammes, la réponse de la croûte et du manteau supérieur sous la station. Le signal obtenu est appelé **fonction de transfert** par opposition à la fonction source qui caractérise la source du séisme.

Ceci permet en outre une normalisation des enregistrements, dans le sens où l'on s'affranchit d'un facteur source et d'un terme de propagation différents pour chaque événement.

D'autre part, après la déconvolution toute indication de temps est relatif au temps d'arrivée de l'onde  $P$  directe.

On peut finalement ajouter que dans la fonction de transfert sont isolées non seulement les phases converties  $P-SV$ , mais aussi toutes les réflexions multiples se terminant en phase  $S$  (Gurrola *et al.*, 1995).

*Remarque :* Pour des interfaces planes et horizontales il n'y a pas d'énergie sur les composantes transversales des enregistrements.

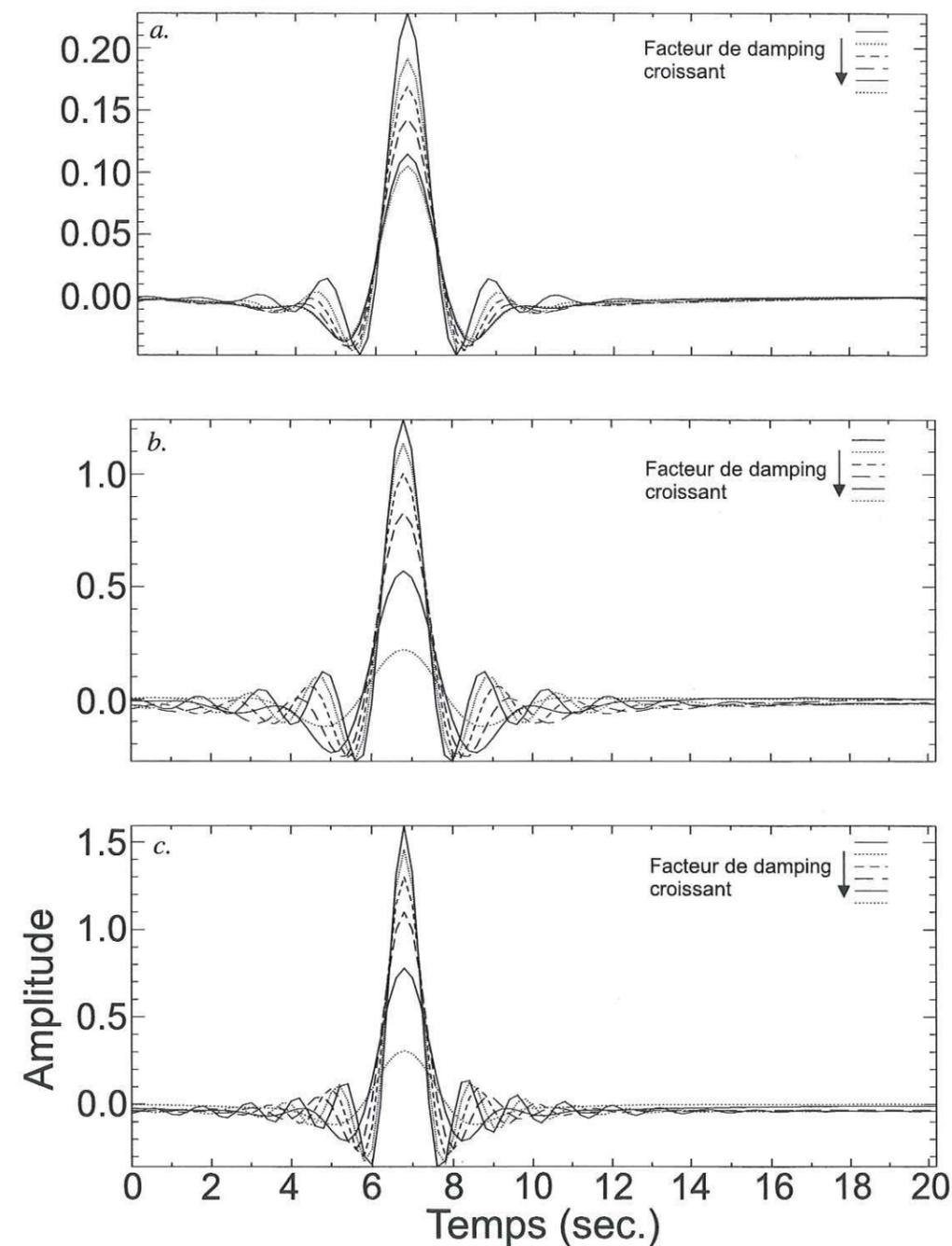


Figure 2.5: Comparaison des résultats obtenus avec différents facteurs de seuillage à l'aide des trois méthodes de déconvolution. a.= déc. dans le domaine du temps, b.= par filtre de Wiener, c.= par division spectrale.

## Chapitre 3

# Caractéristiques des fonctions de transfert

### 3.1 Sensibilité des fonctions de transfert

Afin de tester quelle est la sensibilité des fonctions de transfert, nous avons modélisé des sismogrammes synthétiques. Dans l'optique de bien différencier les divers apports influençant la forme et le contenu de ces fonctions nous distinguons quatre cas, tout en restant dans un milieu à couches planes :

- 1 : seules les phases  $S$  sont présentes dans la coda de l'onde  $P$  et le train d'onde  $P$  incident est simple;
- 2 : au cas 1, nous ajoutons les réverbérations  $P$  dans les sismogrammes;
- 3 : nous ajoutons du bruit au cas 1;
- 4 : pour finir, nous examinons le cas où une phase  $pP^1$  suit de près l'onde  $P$ . Ce qui est le cas pour des séismes peu profonds ( $z < 30km$ )

**Sismogrammes synthétiques :** Pour construire des sismogrammes synthétiques, nous utilisons un programme basé sur un tracé de rai en 3 dimensions (Virieux & Farra, 1991). Ce programme à l'avantage de permettre le calcul de la réponse impulsionnelle d'un milieu stratifié en sélectionnant uniquement les phases sismiques qui nous intéressent.

Le modèle considéré est présenté sur la figure 3.1. C'est une structure tabulaire comprenant 5 couches surmontant un demi-espace homogène. On y retrouve une croûte de 30 km d'épaisseur scindée en deux par une discontinuité à 18 km de profondeur représentant la discontinuité de Conrad. Les vitesses sismiques sont constantes dans les deux couches crustales : 5.8 km/s dans la première et 6.5 km/s dans la croûte inférieure (pour la vitesse de l'onde  $P$ ). Le rapport de vitesse  $V_P/V_S$  est fixé à 1.8. Le manteau supérieur est quant à lui divisé en trois couches. La première, entre 30 et 220 km de profondeur, est définie par une vitesse des ondes de pression constante de 8.1 km/s. Nous avons tenu compte d'un gradient de vitesse dans la couche suivante. La vitesse des ondes  $P$  passe ainsi de 8.3 au sommet de cette couche, à 9.3 km/s à sa base. À 410 km de profondeur, une

<sup>1</sup>réflexion à la surface libre proche du foyer du séisme

discontinuité marque un saut de vitesse de 0.2 km/s pour les ondes  $P$ . Dans la dernière couche du manteau supérieur la vitesse croît régulièrement à nouveau et au passage de la discontinuité à 660 km, la vitesse des ondes  $P$  augmente brutalement de 0.6 km/s. Comme les modèle de Terre globaux (*PREM*, *IASP91*), nous avons pris en compte un saut de vitesse moins important à 410 km de profondeur qu'à 660 km.

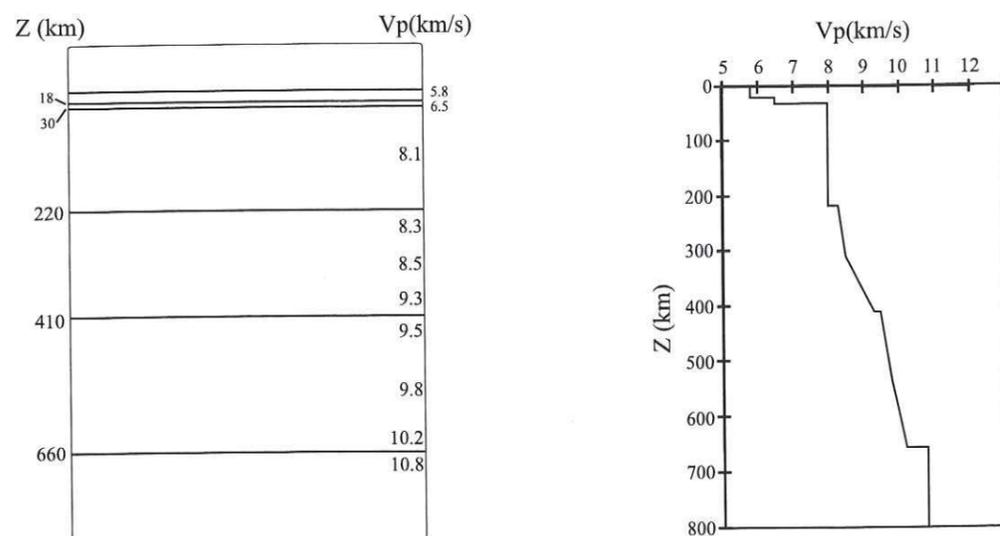


Figure 3.1: Modèle plan utilisé pour le calcul des sismogrammes synthétiques de cette partie.

La réponse impulsionnelle du milieu (Fig 3.2a.) est obtenue en considérant une onde plane  $P$  éclairant la structure par le bas. Nous avons choisi une incidence de  $50^\circ$  dans le demi-espace homogène. De ce fait, l'angle d'émergence de l'onde  $P$  en surface est d'environ 24 degrés. La forme d'onde complète (incluant l'ensemble des réverbérations) n'est pas calculée.

Nous montrons les trois composantes de la réponse impulsionnelle : la verticale ( $Z$ ), la longitudinale ( $L$ ) et la transverse ( $T$ ), ces deux dernières étant contenues dans le plan horizontal<sup>2</sup>. La composante transverse est nulle car la structure ne contient pas de variations latérales de vitesse et est formée de couches isotropes (Fig. 3.1). Ainsi, la source étant une onde  $P$ , les ondes parvenant à la surface ne sont que des phases  $P$  ou  $S_V$ . Les deux autres composantes ( $Z$  et  $L$ ) forment une série temporelle constituée d'une succession de pics représentant le temps d'arrivée et l'amplitude des différentes phases modélisées.

On remarque que la composante longitudinale des phases  $S$  est bien plus importante que la composante verticale correspondante. On observe l'inverse pour les phases  $P$ . D'autre part, les phases  $S$  présentent des composantes anticorrélées tandis que celles des phases  $P$  sont corrélées. Cette différence de comportement permet d'identifier sans équivoques

<sup>2</sup>les sismogrammes sont généralement exprimés dans trois repères distincts : les enregistrements aux stations se font dans le repère géographique (Z,N,E); une rotation selon la direction d'arrivée du rai nous fait passer dans le repère (Z,L,T) dans lequel la composante longitudinale (L) est dans le plan du rai et dans le sens de propagation de l'onde. Le dernier repère régulièrement utilisé tient compte de l'incidence du rai à la station. C'est le repère (P,SV,SH) obtenu à partir de (Z,L,T) par rotation autour de l'axe T.

les phases  $S$  des phases  $P$ .

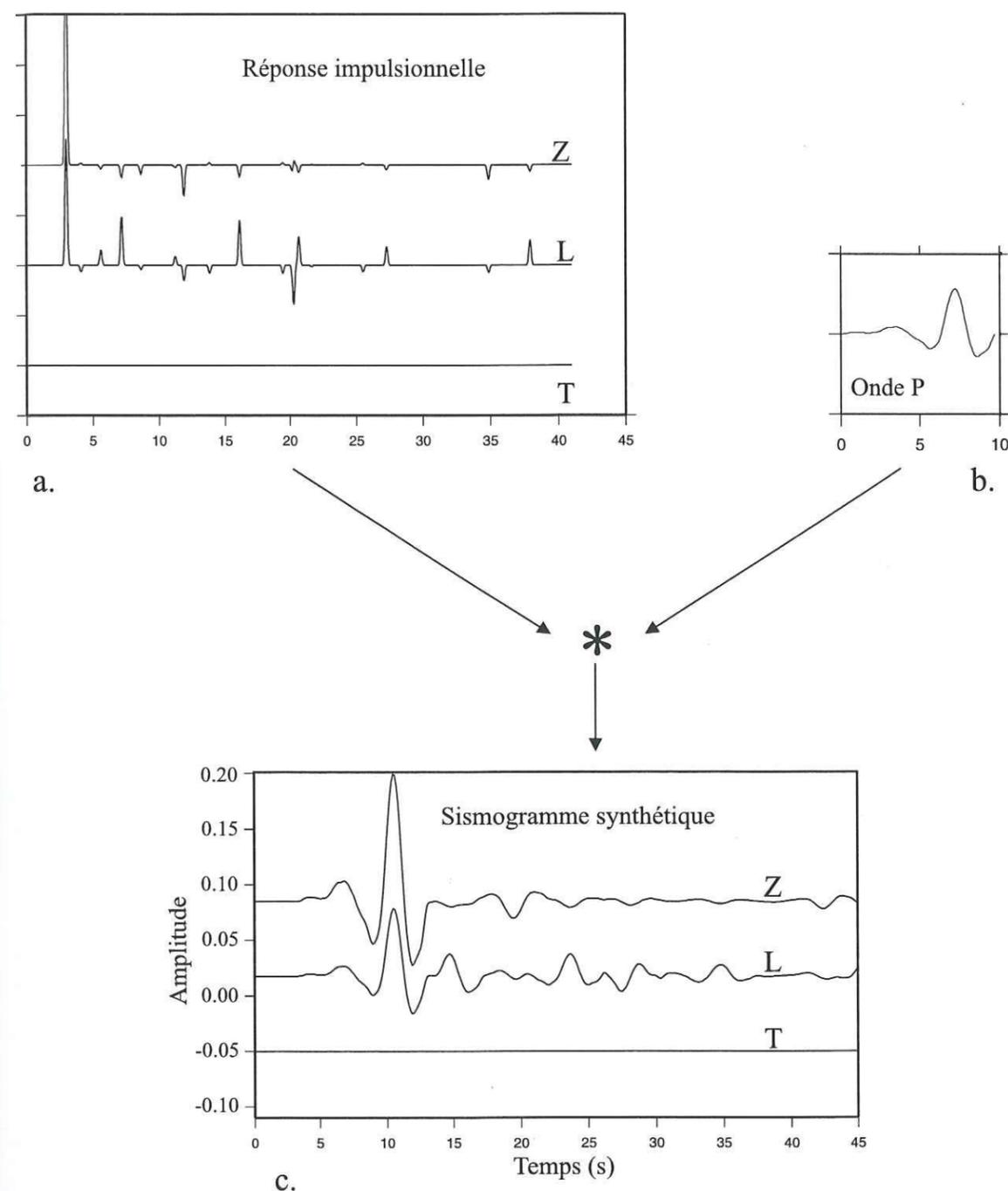


Figure 3.2: Construction du sismogramme synthétique : à partir de la réponse impulsionnelle du modèle, nous calculons le sismogramme par convolution avec un train d'onde  $P$  prélevé sur un sismogramme réel. Nous obtenons trois composantes : verticale ( $Z$ ), longitudinale ( $L$ ) et transverse ( $T$ ). Le pas d'échantillonnage est de 0.128 secondes. Le modèle étant plan et isotrope, la composante transverse est nulle.

Afin de construire un sismogramme proche des enregistrements réels, nous avons convolué la réponse impulsionnelle du milieu avec un train d'onde  $P$  prélevé sur la composante verticale d'un enregistrement télésismique (Fig 3.2b.). Le séisme en question a eu lieu en Iran le 10 mai 1997 (magnitude 6.9) et le sismogramme utilisé a été enregistré dans les Alpes maritimes. La forme de l'onde prélevée (10 secondes de signal) reste simple et relativement impulsive. Elle contient un terme source et la réponse instrumentale. Le sismogramme synthétique est représenté figure 3.2c. Les trois composantes sont dessinées. Les différentes arrivées ne sont plus clairement discernables, comme elles l'étaient sur la réponse impulsionnelle. Sur  $L$ , seule la convertie  $PS$  sur le Moho reste visible ainsi que ses principales réverbérations à 8.5 et 17.5 secondes après l'arrivée  $P$ . La composante transverse reste nulle.

**Fonction de transfert :** Le calcul de la fonction de transfert associée au sismogramme synthétique aboutit à trois composantes (Fig. 3.3). La composante  $L$  provient de la déconvolution de la composante longitudinale du sismogramme par la composante verticale, la composante  $T$  est déduite de la composante transverse du sismogramme et la composante  $Z$  est une "auto-déconvolution" de la composante verticale du sismogramme par elle-même. La composante transverse est toujours nulle, la composante  $Z$  contient un pic principal accompagné d'oscillations secondaires et on retrouve une série de pics successifs sur la composante longitudinale.

Alors que beaucoup d'études antérieures normalisent à 1 la composante longitudinale des fonctions de transfert, Ammon en 1991 modifie la technique de calcul pour mieux rendre compte du rapport d'énergie entre les composantes de la phase  $P$ . Nous appliquons cette modification à notre calcul : nous multiplions les trois composantes de la fonction de transfert par le même coefficient, de sorte que le maximum de la composante  $Z$  (soit l'auto-déconvolution) soit égale à 1. Par cette amélioration, nous calculons désormais des fonctions de transfert ayant des amplitudes absolues. Cassidy (1992), montre que cette amplitude est une donnée importante pour contraindre les structures complexes sous les stations et permet de mieux contraindre les couches les plus superficielles.

Du choix de la valeur utilisée pour le seuil des valeurs singulières de l'inversion matricielle va dépendre le contenu fréquentiel de la fonction de transfert (Fig. 3.5). La courbe étant très lisse (Fig. 3.4), il est difficile d'estimer une valeur de coupure. Ainsi, nous calculons la déconvolution pour une série de facteurs exprimés en pourcentage du maximum des valeurs singulières (Fig. 3.5). Le nombre de valeurs non nulles correspondant à certains facteurs de seuillage est indiqué entre parenthèse sur la figure 3.5. Il diminue rapidement lorsque le seuil augmente. À 30% il ne reste plus que 38 valeurs non nulles, sur un total de 512. Plus le seuillage est élevé, plus la fonction de transfert est lissée. Ce lissage permet d'éliminer les lobes secondaires liés à la déconvolution. Cependant, il faut éviter de considérer un facteur trop grand. En effet, le résultat de la déconvolution tend vers la fonction de départ si celui-ci est trop élevé (Fig. 3.5). Nous avons superposé sur la figure 3.5 la composante longitudinale du sismogramme à la fonction résultant de la déconvolution de celle-ci, calculée avec un facteur de seuillage de 16%. Les deux traces sont similaires.

Il reste à sélectionner le facteur de seuillage adéquat. La technique de déconvolution

choisie n'engendre pas d'oscillations secondaires très importantes ce qui permet de considérer un seuil assez bas pour le calcul. Pour cet exemple synthétique, le résultat le plus fin est obtenu à l'aide d'un facteur de 0.001%.

Dans ce cas, les phases principales sont bien dissociables dans le sismogramme de départ. La forme du train d'onde  $P$  incident choisi est en effet très simple. Elle est quasi-impulsionnelle. De ce fait, même un facteur de seuillage important permet d'obtenir une fonction de transfert de bonne qualité. Alors, l'intérêt de la déconvolution est moindre car son résultat ressemble au signal de départ. Par contre, en conservant un maximum de valeurs singulières pour la déconvolution nous obtenons une fonction qui s'approche beaucoup de la réponse impulsionnelle du milieu.

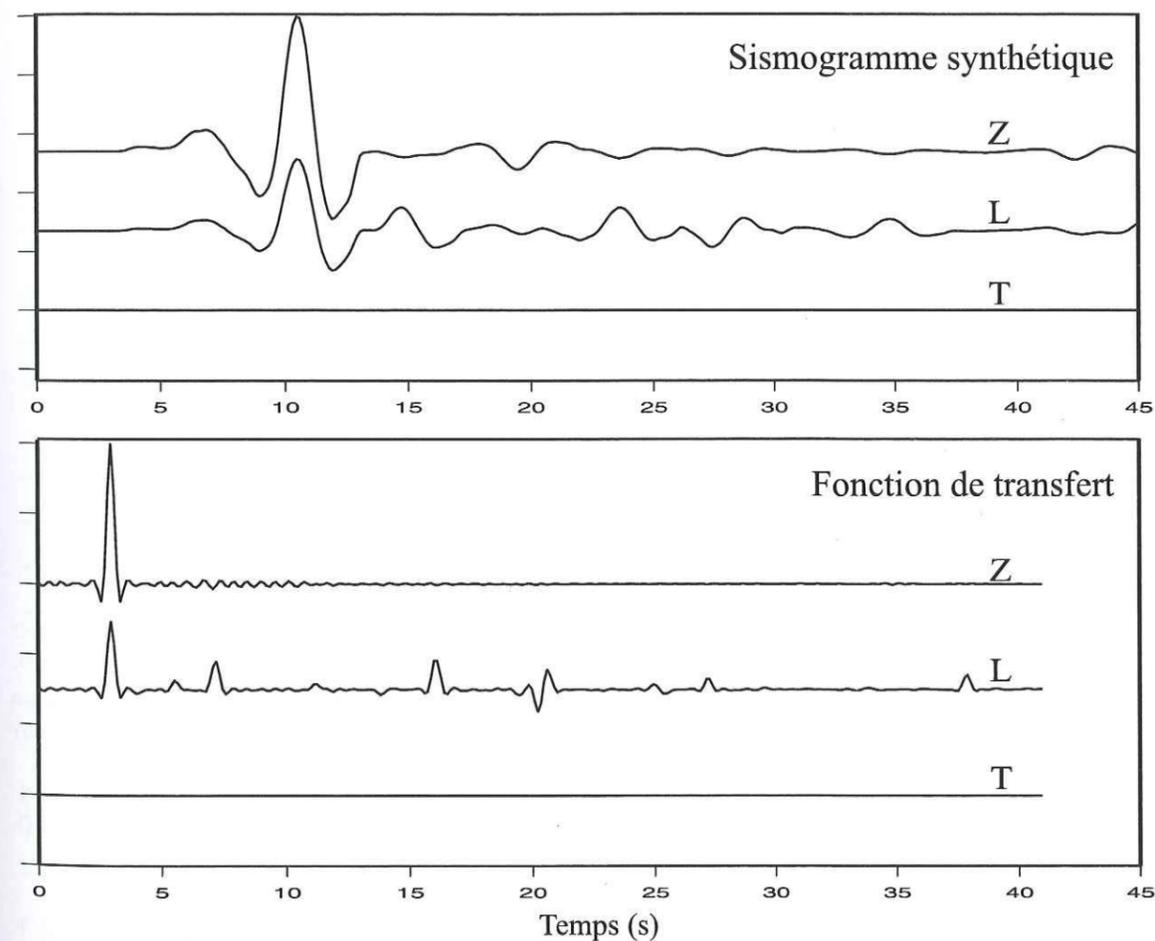


Figure 3.3: Sismogramme synthétique (en haut) et fonction de transfert qui en est dérivée (en bas). La fonction de transfert est normalisée de manière à avoir un maximum de 1 sur la composante verticale ( $Z$ ). La composante transverse est nulle conformément à la géométrie du modèle. Le facteur de seuillage utilisé vaut 0.001% du maximum des valeurs singulières.

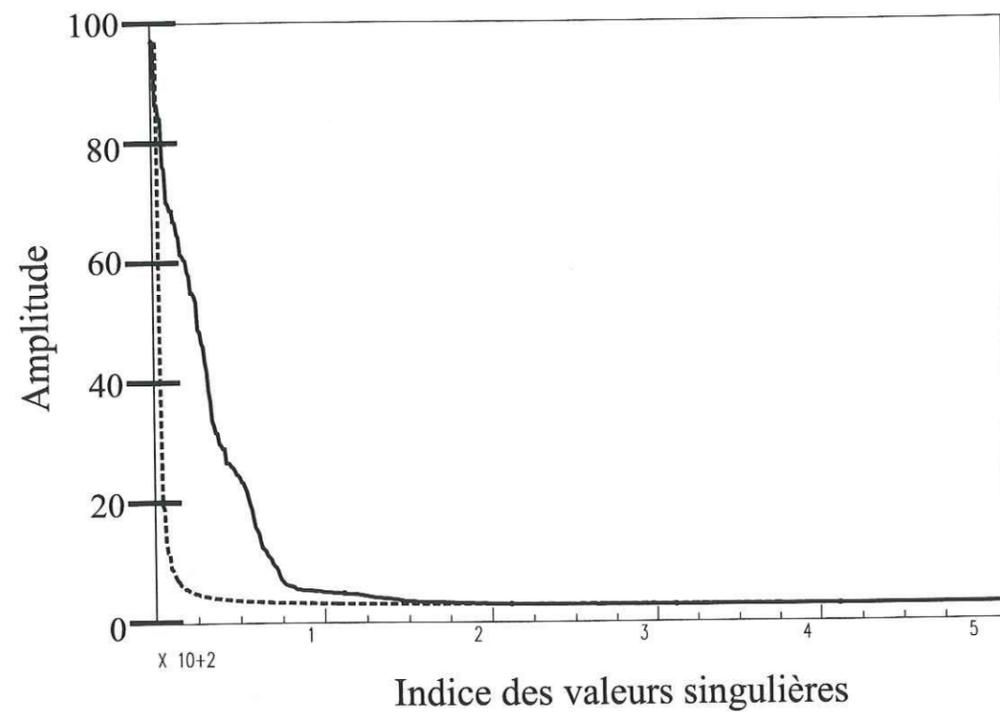


Figure 3.4: Ensemble des valeurs singulières pour la déconvolution de la composante longitudinale du sismogramme par la composante verticale. Les valeurs sont classées selon leur indice croissant et leur amplitude a été normalisée à 100. Pour comparaison, nous avons reporté en trait discontinu les valeurs singulières dans le cas où on déconvolue par une fonction constante.

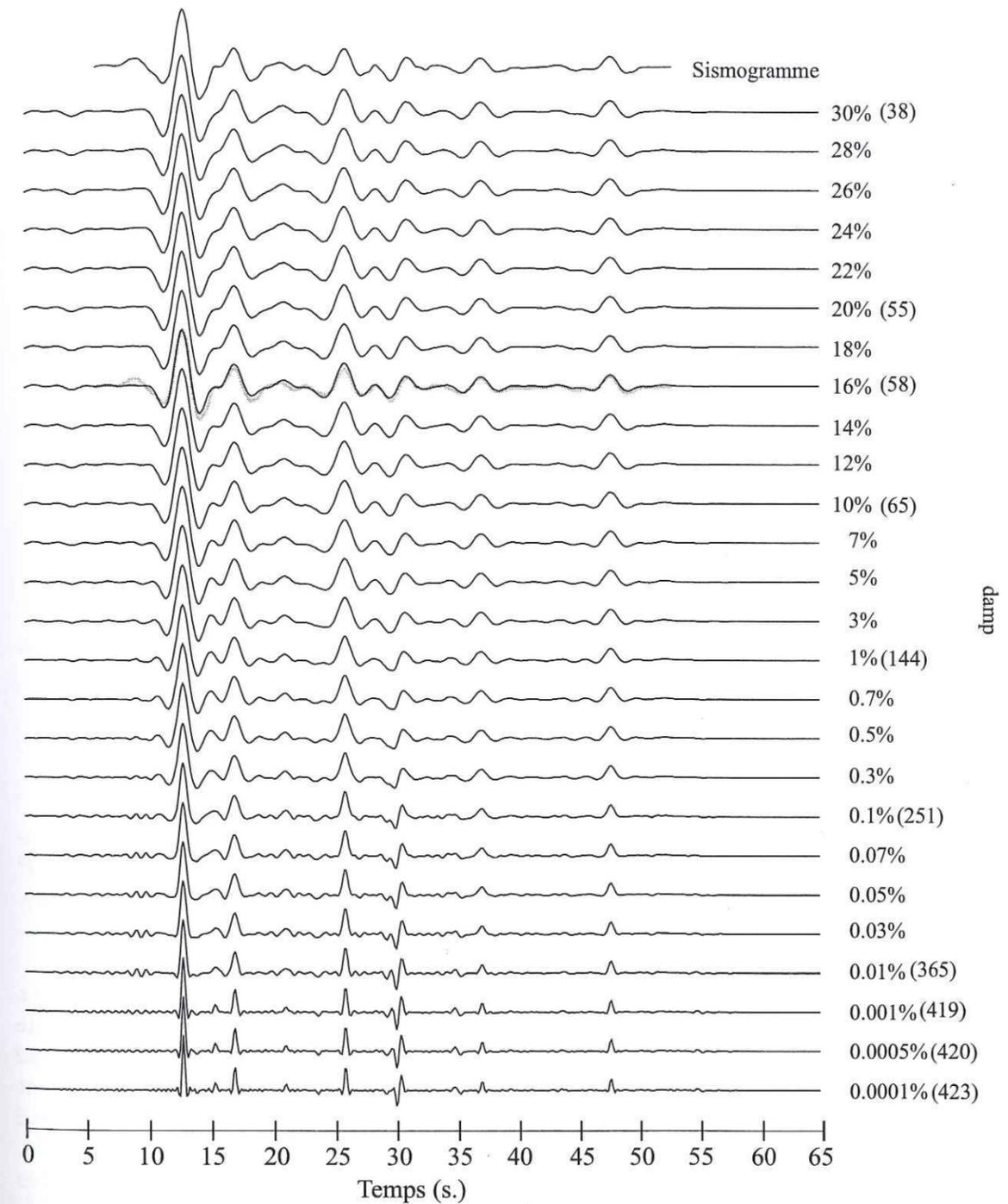


Figure 3.5: Résultats de la déconvolution de la composante L (au sommet) par la composante verticale du sismogramme selon le facteur de seuillage utilisé. La valeur de ce facteur est indiquée à droite des traces. Les chiffres entre parenthèses représentent le nombre de valeurs restantes dans le calcul. Il y a au maximum 512 valeurs. Nous avons superposé à la trace correspondant au seuillage de 16%, la composante L de départ (en gris). À partir d'une certaine valeur de seuillage, le résultat de la déconvolution tend vers le signal de départ.

**Composition de la fonction de transfert :** La fonction de transfert est sensible aux conversions *PS* sur les interfaces du milieu. Pour vérifier l'influence des réverbérations finissant en phase *P*, nous avons calculé une fonction de transfert à partir d'un sismogramme ne comprenant pas ces réverbérations.

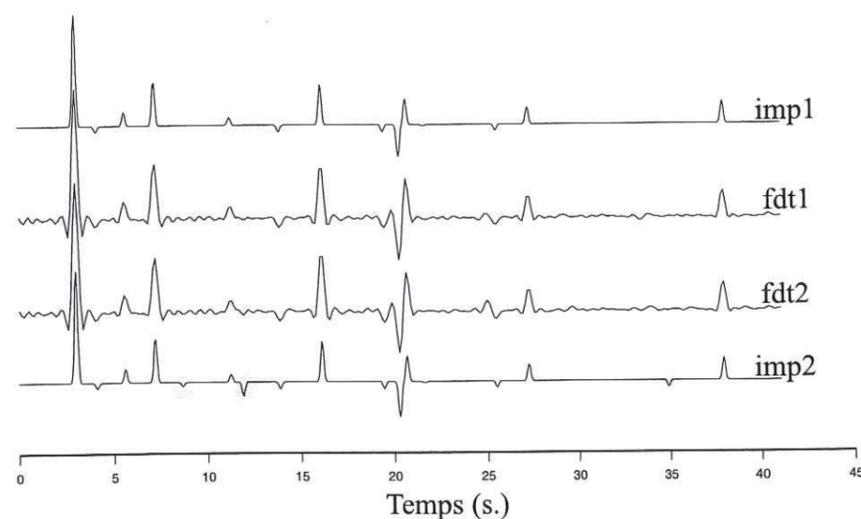


Figure 3.6: Comparaison des résultats obtenus par la déconvolution et les réponses impulsionnelles ayant servies à la modélisation des sismogrammes synthétiques (voir texte) : *imp1* : réponse impulsionnelle sans réverbération se finissant en phase *P*, *imp2* : réponse impulsionnelle avec réverbérations se finissant en phase *P*, *fdt1* : fonction de transfert calculée à partir des sismogrammes dérivés de *imp1*, *fdt2* : fonction de transfert calculée à partir des sismogrammes dérivés de *imp2*. Les disques grisés montrent les réverbérations se finissant en phase *P*. Nous ne représentons que la composante longitudinale à chaque fois. L'amplitude des réverbérations *P* est très faible sur *imp2* (elles s'enregistrent principalement sur la composante verticale). Elles disparaissent totalement après la déconvolution.

La figure 3.6 présente la comparaison des fonctions de transfert avec les réponses impulsionnelles qu'elles devraient approcher. La trace notée *imp1* sur la figure représente la réponse impulsionnelle ne comprenant pas les réverbérations *P* tandis que la trace *imp2* est la réponse impulsionnelle qui les contient. Sur cette même figure, *fdt1* et *fdt2* sont les fonctions de transfert calculées à partir des sismogrammes dérivés de *imp1* et *imp2* respectivement. Dans les deux cas, le facteur de seuillage utilisé est le même : 0.001%. Les fonctions de transfert ont été normalisées selon la technique citée précédemment. Les disques grisés marquent les réverbérations se finissant en phase *P*. Nous ne représentons que la composante longitudinale à chaque fois. Comme les arrivées *P* sont quasi-verticales, elles s'enregistrent principalement sur la composante verticale et leur amplitude est très faible sur *imp2*. D'autre part, elles disparaissent totalement après la déconvolution. En effet, bien que *imp1* et *imp2* présentent quelques différences, *fdt1* et *fdt2* sont semblables. On y retrouve presque tous les pics présents dans *imp1*, seul le premier pic à 1.12 secondes après le pic principal ne ressort pas vraiment.

Ainsi la déconvolution isole les phases *S*. De plus, leur amplitude est plus grande dans les fonctions de transfert que dans les réponses impulsionnelles correspondantes. En effet, le rapport d'amplitude entre le pic principal et l'onde convertie sur le Moho (arrivant 4.07 secondes après) est de 0.38 dans les réponses impulsionnelles alors qu'il est de 0.42 dans les fonctions de transfert. En outre, il faut noter que le pointé des arrivées converties se fait de pic à pic ce qui est plus aisé que de pointer l'émergence de la phase dans la coda de l'onde *P*.

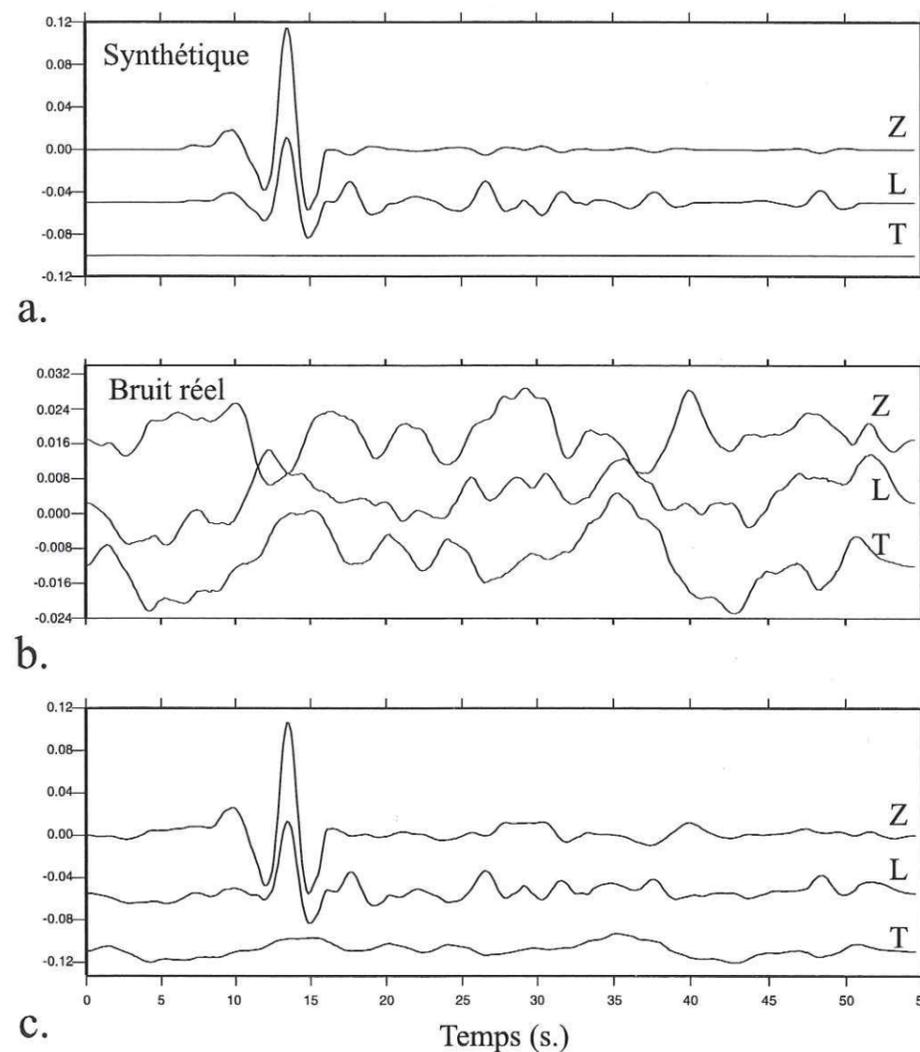


Figure 3.7: Modélisation de sismogramme synthétique bruité (c.). Nous ajoutons au sismogramme précédemment modélisé (a.) un signal représentant du bruit sismique (b.) prélevé sur un enregistrement réel. L'amplitude maximum du bruit sur la composante verticale est égale à 20% de l'amplitude maximum du sismogramme non bruité.

**Bruit :** Nous avons voulu tester la déconvolution en ajoutant un signal au sismogramme synthétique afin de le perturber. Pour cela, nous avons prélevé du bruit sismique sur un enregistrement réel. Nous avons pris en considération les trois composantes de

l'enregistrement pour ne pas avoir du bruit entièrement corrélé sur les trois composantes de notre synthétique et nous approcher le plus possible de la réalité (Fig. 3.7). Le signal parasite a été normalisé de manière à avoir une amplitude égale à 20% de l'amplitude maximum relevée sur la composante verticale du sismogramme synthétique. Le nouveau sismogramme est reporté sur la figure 3.7. Notons que nous avons introduit dans les composantes horizontales un bruit longue période (14 secondes de période) qui apparaît moins sur la composante verticale.

La courbe des valeurs singulières n'est que peu modifiée par l'addition de bruit au sismogramme (Fig. 3.8). Comme pour le cas non bruité, il est nécessaire de calculer la déconvolution pour une série de seuillages. Les fonctions de transfert sont regroupées sur la figure 3.9. Celle-ci présente les composantes longitudinales uniquement. Pour des valeurs de seuillage faibles, le signal parasite basse fréquence relevé sur les composantes horizontales du sismogramme paraît amplifié mais semble s'atténuer quand le facteur grandit. Ceci est en contradiction avec le rôle du seuillage des valeurs singulières. En effet, plus ce facteur est faible et plus la partie haute fréquence du signal est préservée. Ainsi, le contenu basse fréquence de la fonction de transfert devrait être conservé lorsque le seuillage des valeurs singulières augmente. En observant le comportement des fonctions de transfert obtenues ici, nous pouvons déduire que le facteur de seuillage que nous imposons dans le calcul élimine toute la partie du signal la moins contrainte quel que soit son contenu fréquentiel.

Comme dans le cas précédent, le résultat de la déconvolution tend à être similaire à la fonction de départ quand le facteur de seuillage croît. Il faut donc sélectionner un seuil raisonnable. Nous choisissons ici de prendre la même valeur que dans le cas non bruité, à savoir : 0.001%.

Les trois composantes issues de la déconvolution du sismogramme synthétique sont données dans la figure 3.10. Les oscillations secondaires sur la composante verticale sont équivalentes à celles observées pour le cas non bruité. Afin d'éliminer le signal longue période qui perturbe les composantes horizontales, nous avons filtré les signaux par un filtre passe-haut récursif, non déphasant (de type butterworth) dont la fréquence de coupure a été fixée à 0.4 Hz. Le résultat de ce filtrage est reporté sur la même figure. De plus, les signaux ont été normalisés pour obtenir un maximum de 1 sur la composante verticale. Ce filtrage élimine le signal parasite gênant mais rajoute un peu de bruit haute fréquence dans la fonction. Malgré cela la succession de pics reste clairement visible sur la composante longitudinale. La composante transverse quant à elle peut servir à estimer visuellement la quantité de bruit encore présent dans la fonction de transfert.

En comparant la composante longitudinale de la fonction de transfert avec la réponse impulsionnelle dont dérive le sismogramme synthétique, on s'aperçoit que les principaux pics sont retrouvés (Fig. 3.10). Seuls les pics négatifs les plus faibles sont indiscernables dans la fonction de transfert. Il en va de même pour le dernier pic observable sur la réponse impulsionnelle et qui correspond à la phase convertie au niveau du saut de vitesse à 410 km de profondeur. En effet, ce dernier se retrouve dans la fonction de transfert avec une amplitude relativement faible qui ne lui permet pas de se différencier très nettement du bruit.

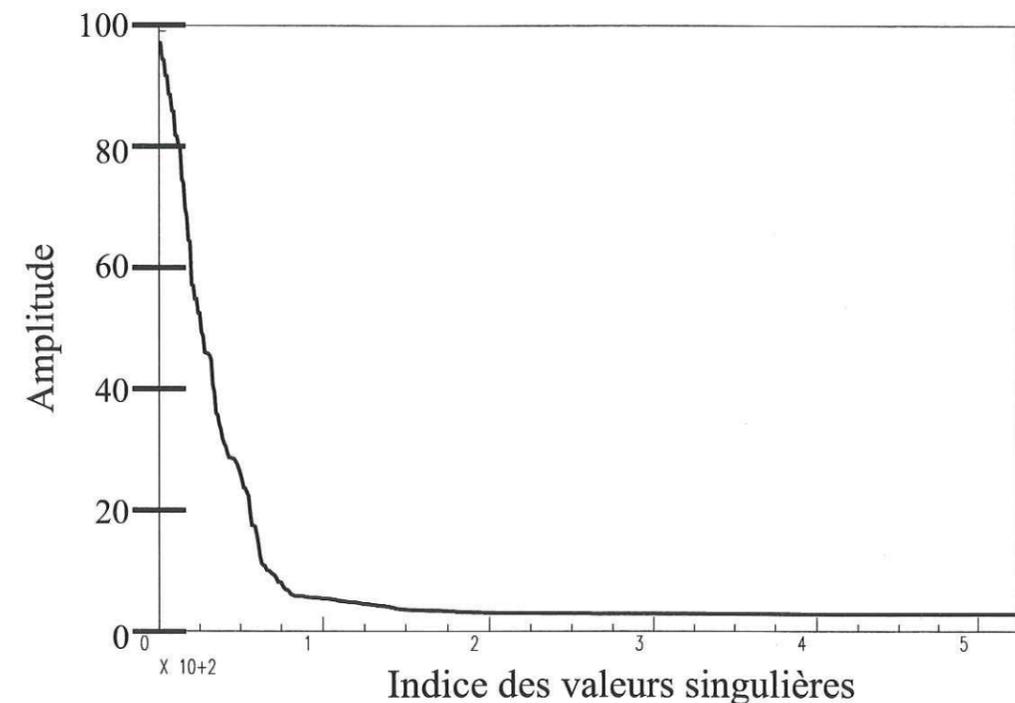


Figure 3.8: Ensemble des valeurs singulières pour la déconvolution de la composante longitudinale du sismogramme par la composante verticale. Les valeurs sont classées selon leur indice croissant et leur amplitude a été normalisée à 100.

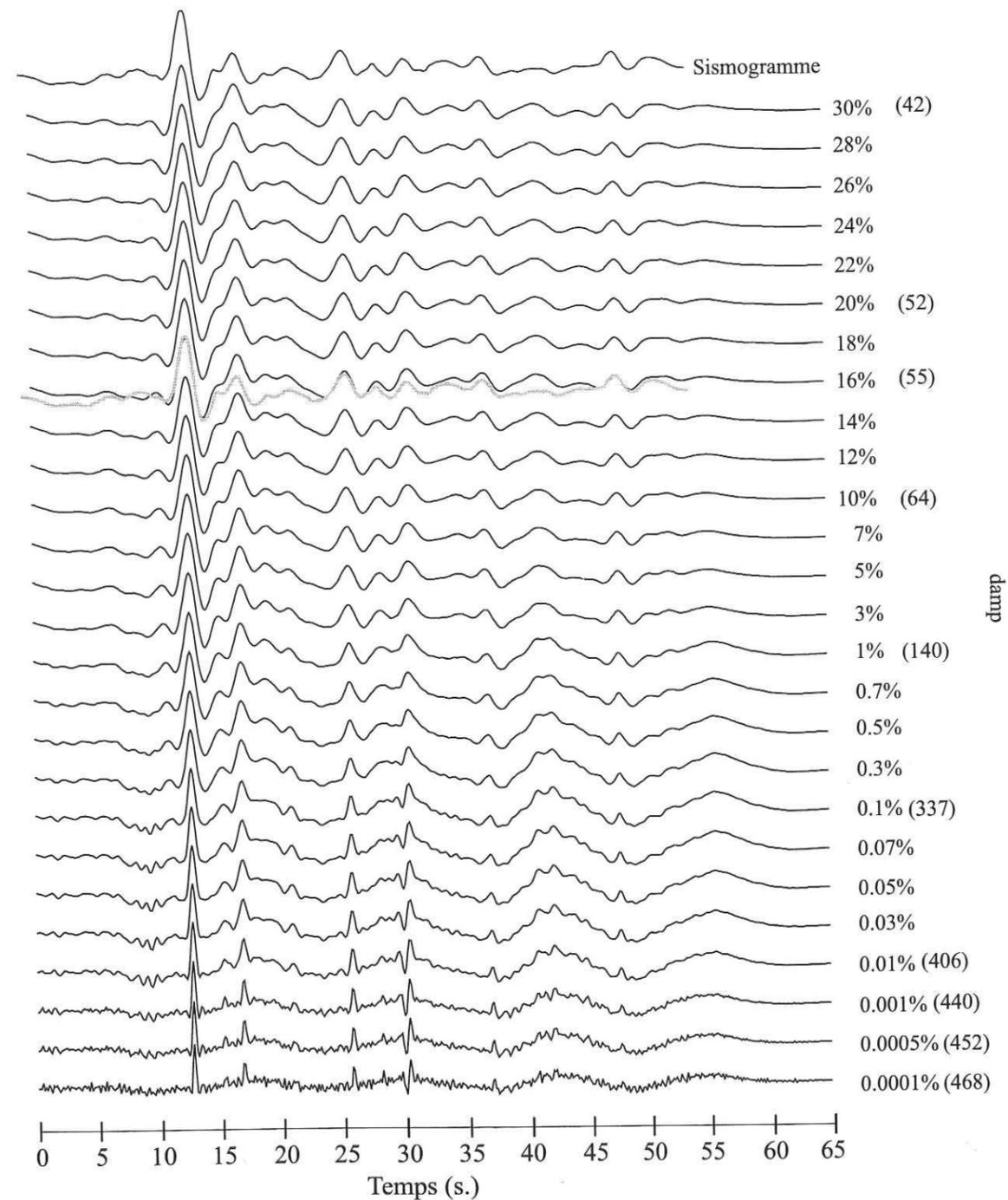


Figure 3.9: Résultats de la déconvolution de la composante L (au sommet) par la composante verticale du sismogramme bruité, selon le facteur de seuillage utilisé. La valeur de ce facteur est indiquée à droite des traces. Les chiffres entre parenthèses représentent le nombre de valeurs restantes dans le calcul. Il y a au maximum 512 valeurs.

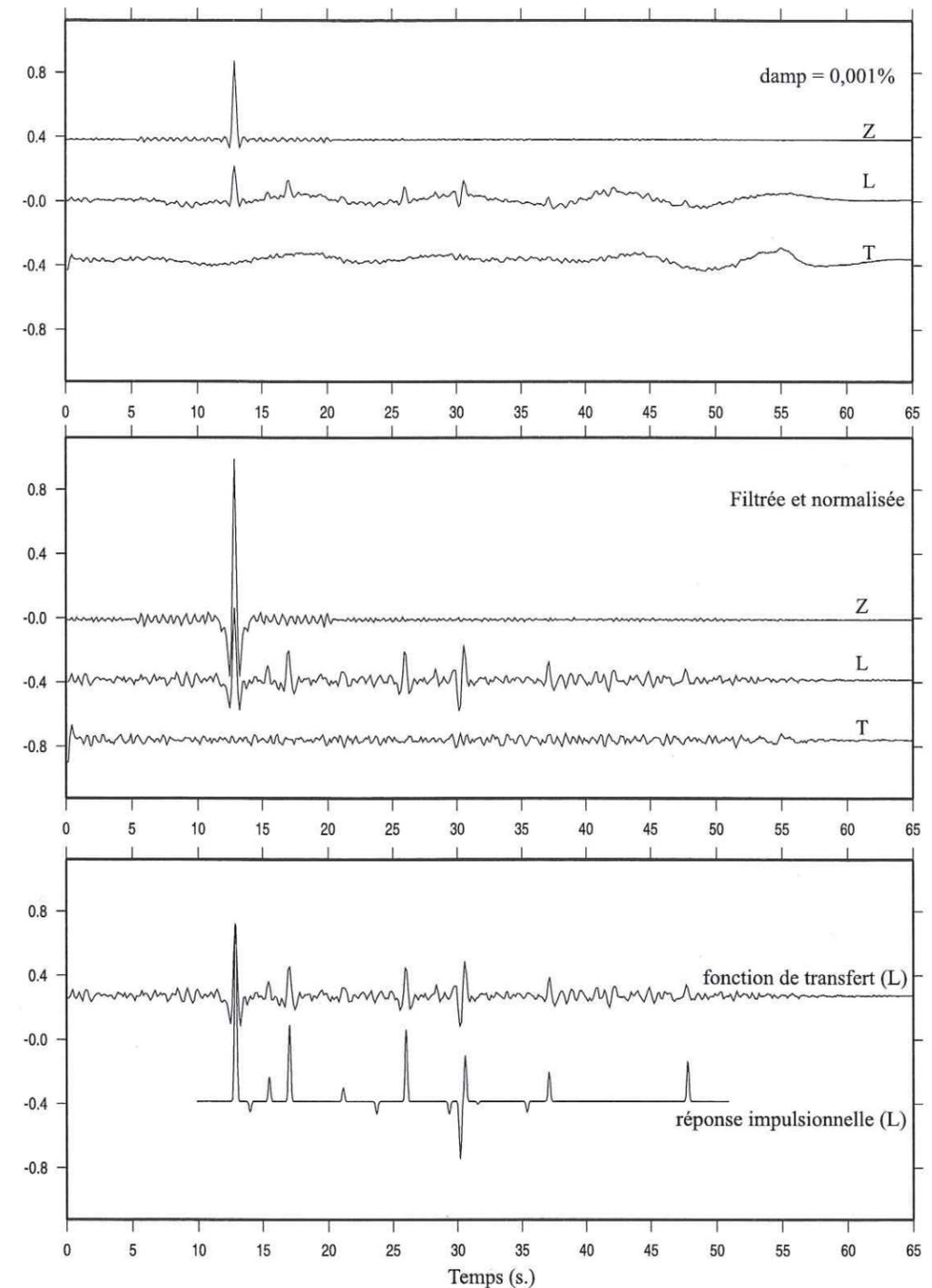


Figure 3.10: Sélection du facteur de seuillage donnant a priori la meilleure fonction de transfert.

En haut : résultat brut. Nous avons choisi un facteur de 0.001%, comme pour le cas non bruité.

Au milieu : filtrage passe-haut par un filtre récursif butterworth de fréquence de coupure égale à 0.4 Hz et normalisation. La normalisation s'effectue de manière à avoir un maximum de 1 pour la composante verticale.

En bas : comparaison des composantes L de la fonction de transfert calculée et de la réponse impulsionnelle du modèle.

**Source complexe :** Deux cas engendrent un train d'onde  $P$  compliqué : une source de séisme complexe de durée importante (forte magnitude) et la prise en compte des autres phases du groupe de l'onde  $P$  pour un séisme peu profond (phases  $pP$  et/ou  $sP$ ). Nous avons choisi de considérer une phase  $pP$  ou  $sP$  arrivant juste après la phase  $P$ . Cette phase provient d'une réflexion à la surface libre proche du foyer du séisme. Pour un événement à 30 km de profondeur et  $40^\circ$  de distance épacentrale, le délai entre les phases  $P$  et  $pP$  est de 8.896 secondes (dans le modèle Iasp91). L'amplitude de la phase  $pP$  est généralement assez importante et dépasse souvent celle de la phase  $P$ . D'autre part, selon le diagramme de radiation des ondes à la source, sa polarisation peut être inversée par rapport à l'onde  $P$ .

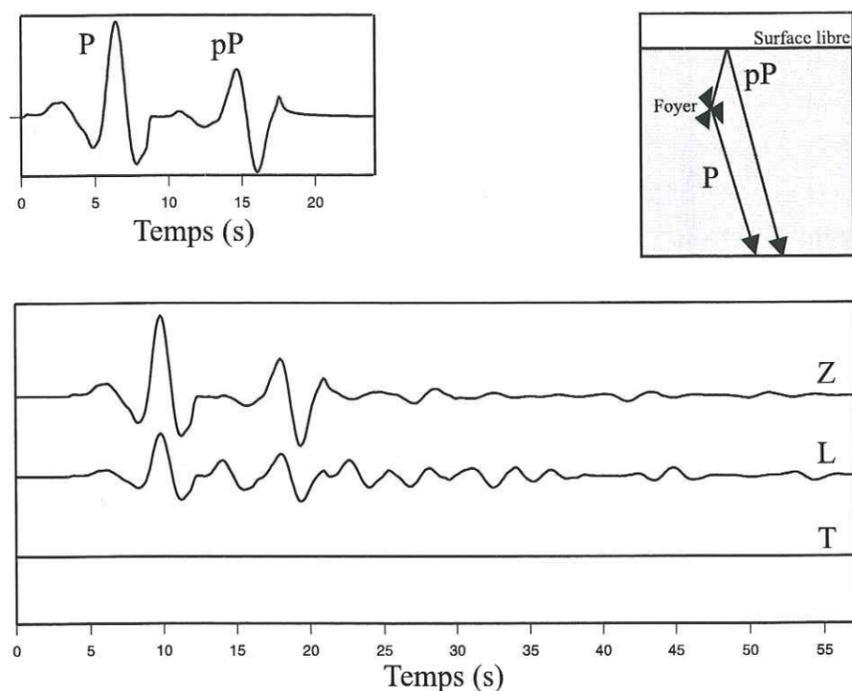


Figure 3.11: Sismogramme synthétique dans le cas où une phase  $pP$  suit la phase  $P$  principale. Le délai entre les deux phases est de 8.896 secondes, ce qui correspond à un séisme profond de 30 km et distant de  $40^\circ$  du point d'enregistrement.

Comme pour les cas précédents, la déconvolution est calculée pour plusieurs seuils des valeurs singulières. L'ensemble des fonctions obtenues est rassemblé figure 3.12. Cette figure nous donne l'occasion de comparer les déconvolutions obtenues à partir du cas simple avec celles calculées avec le sismogramme plus complexe. La présence de la phase  $pP$  dans le train d'onde incident entraîne plusieurs différences au niveau de la forme de la fonction de transfert. Plusieurs phases parasites apparaissent ainsi à 8.89, 36.49 et 43.78 secondes après le pic principal. Si elles ont une amplitude très faible pour des seuils des valeurs singulières très bas, celle-ci augmente significativement avec la hausse du facteur de seuillage.

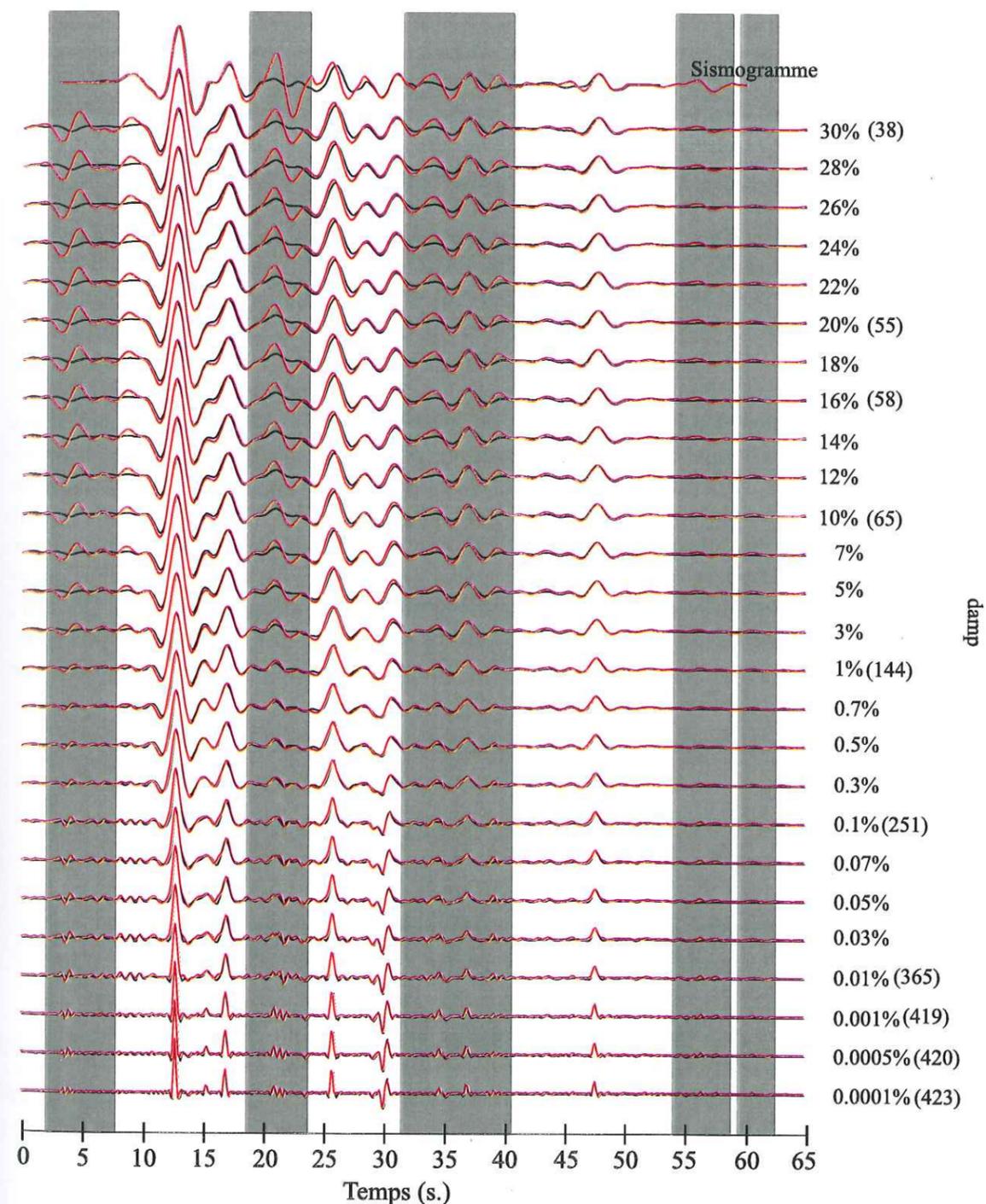


Figure 3.12: Superposition des résultats de la déconvolution du cas  $pP$  (rouge) et des résultats obtenus à partir du cas simple.

Un autre signal précède de 8.89 secondes le pic principal. Celui-ci est à peine visible dans la fonction résultant de la déconvolution avec un seuil de 0.001% mais est clairement identifiable pour des seuils plus élevés. L'apparition de cette phase est un artéfact de la

méthode de déconvolution. En effet, afin de mieux visualiser la forme du pic principal, nous décalons les composantes horizontales de la composante verticale avant le calcul de la déconvolution. Ici, le décalage est de 12.8 secondes (soit 100 échantillons). Ainsi, la partie des fonctions de transfert précédant le pic principal reflète l'amplitude de la coda de l'onde P sur la composante verticale. Les dix premières secondes de la fonction de transfert semble ainsi permettre de savoir s'il existe des phases parasites et d'évaluer leur importance. Un signal faible paraît être garant de l'absence de pics parasites dans le reste de la fonction de transfert. Nous nous efforcerons alors de choisir un facteur de seuillage qui limite l'amplitude de la fonction avant le pic principal.

La figure 3.13 est un zoom sur les 30 premières secondes de la fonction de transfert. Trois traces sont dessinées. Ces fonctions sont le résultat de la déconvolution de la composante longitudinale par la composante verticale calculée avec différents facteurs de seuillage des valeurs singulières : 0.0005%, 10% et 30%. Deux choses apparaissent sur ce graphique. D'une part, il illustre bien l'effet atténuant du seuil des valeurs singulières. En effet, plus celui-ci est faible et moins les signaux parasitant la fonction de transfert avant et après le pic principal sont exprimés. D'autre part, nous pouvons remarquer l'élargissement de tous les pics composant la fonction de transfert quand le seuil s'élève. Cet élargissement est accompagné d'une diminution du nombre d'oscillations secondaires autour des pics et d'une augmentation de leur amplitude. Ainsi on voit apparaître de part et d'autre du pic principal deux pieds négatifs. Dans la trace obtenue à l'aide d'un seuil de 30%, l'amplitude de ces pieds vaut plus de 50% du maximum du pic. En guise de comparaison, les pieds négatifs autour du pic principal relevé sur la fonction de transfert calculée avec le seuil le plus bas représente moins de 10% du pic.

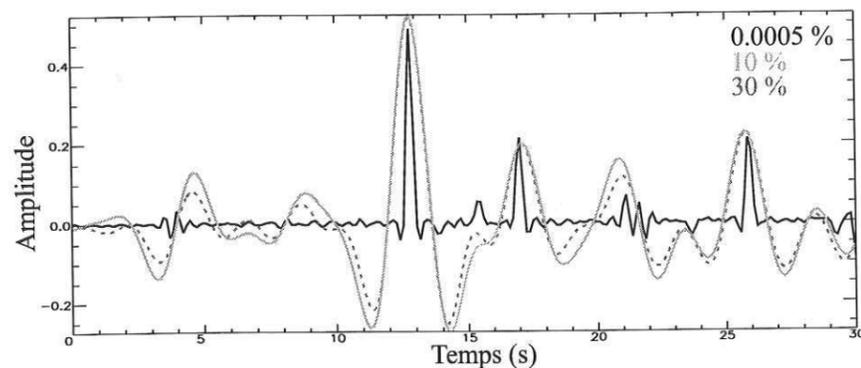


Figure 3.13: Zoom sur les 30 premières secondes des fonctions de transfert calculées pour trois facteurs de seuillage différents 0.0005%, 10% et 30%. Plus le seuil est élevé, plus le rapport d'amplitude entre les pics parasites et les phases converties est grand.

Les phases parasites contenues dans la fonction de transfert longitudinale se retrouvent également dans la trace issue de l'auto-déconvolution de la composante verticale (fig 3.14). Là encore, une élévation du seuil d'annulation des valeurs singulières provoque une amplification des phases parasites. Nous retrouvons également la diminution du nombre d'oscillations secondaires autour du pic principal et l'élargissement des pics et de leur pieds. Par rapport au cas simple, nous remarquons clairement la présence de la phase pP 8.89 secondes après le pic majeur. Enfin, il faut noter que, comme pour une

auto-corrélation, l'auto-déconvolution est symétrique par rapport au pic principal. Nous avons ici l'explication du signal observé avant le pic principal sur la fonction de transfert longitudinale.

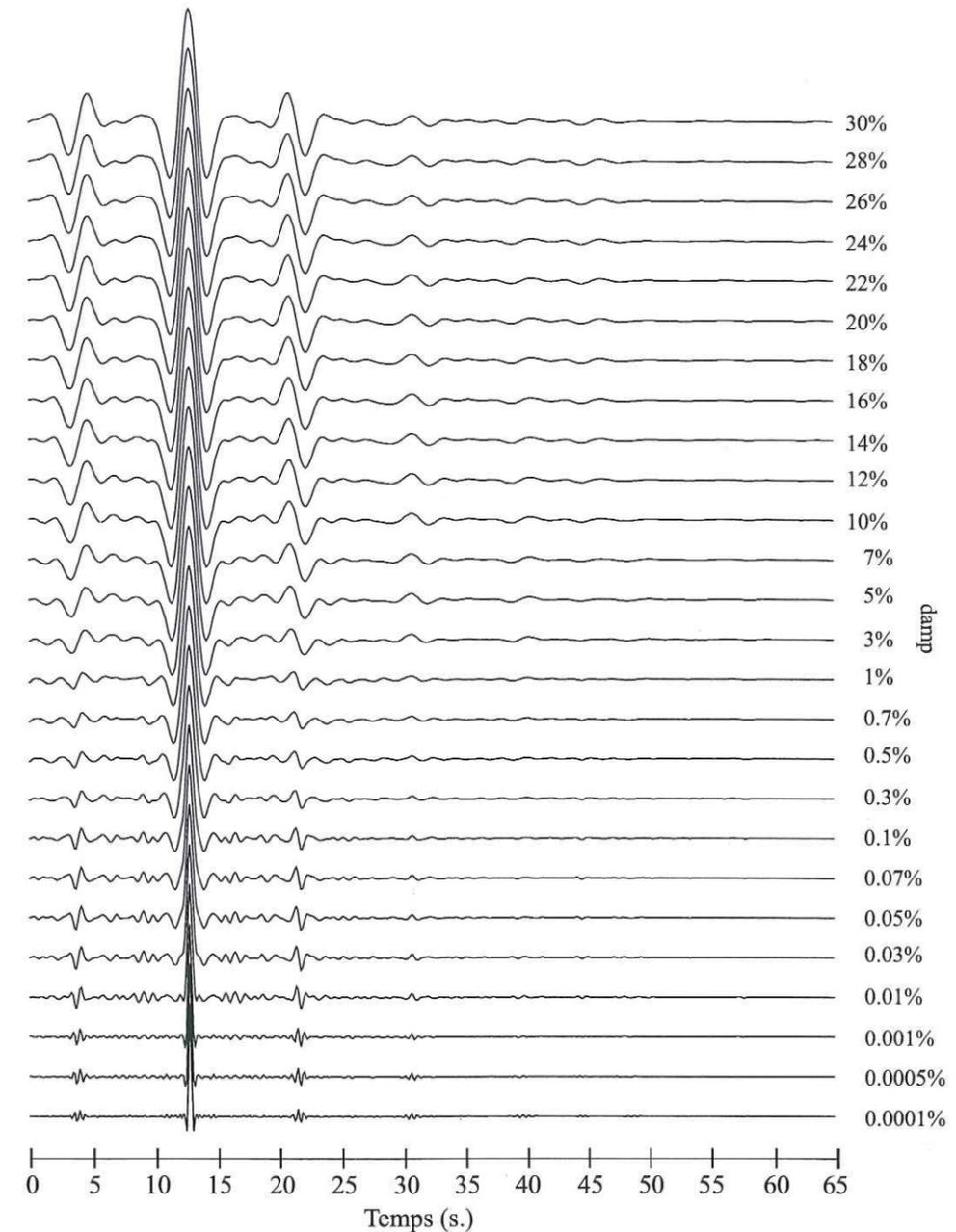


Figure 3.14: Résultats de l'auto-déconvolution de la composante verticale. Comme pour la composante longitudinale, nous présentons plusieurs résultats selon le facteur de seuillage des valeurs singulières considérées. Par rapport au cas simple (fig 3.3), nous remarquons clairement la présence de la phase pP. Comme pour une auto-corrélation, l'auto-déconvolution est symétrique par rapport au pic principal.

**En conclusion :** Ces tests synthétiques révèlent la sensibilité des fonctions de transfert et la puissance de la déconvolution qui possède un haut pouvoir séparateur de phases. Pourtant ils restent des cas simplifiés. Avec des sismogrammes réels, nous sommes obligés d'inspecter visuellement le contenu de la coda de l'onde  $P$  afin d'éviter les mauvaises interprétations. Ainsi, il faut éviter les séismes présentant une coda importante ainsi que des arrivées trop énergétiques après la phase  $P$  qui, dans la plus part des cas, ne sont pas générées par le milieu sous la station. Tout d'abord, la longueur de la fonction source va contrôler la longueur et le contenu fréquentiel de l'onde  $P$  émise. Pour un séisme de magnitude 6, par exemple, la longueur de la fonction source est de 3 secondes environ tandis que pour une magnitude de 7, elle passe à 20 secondes. Ainsi, plus le séisme est de magnitude forte et plus l'onde  $P$  est large et complexe. D'autre part, les séismes peu profonds engendrent notamment des phases provenant de réflexions à la surface libre proche de l'hypocentre (phase  $pP$ ). Langston (1979) préconise donc l'utilisation de séismes profonds ( $Z > 100\text{km}$ ) pour éviter ce phénomène. Toutefois, pour étudier l'interface croûte-manteau, il est possible d'utiliser des hypocentres dont la profondeur est voisine de 40 km car dans ce cas, l'onde  $pP$  arrive plus de 10 secondes après la phase  $P$  pour des distances épacentrales supérieures à  $23^\circ$  (Guilbert, 1995). D'autre part, il semblerait que la partie de la fonction de transfert précédant le pic principal soit fonction de la composante verticale de la coda de l'onde  $P$ . En considérant un facteur de seuillage des valeurs singulières qui limite l'amplitude de cette partie des fonctions de transfert, nous espérons éviter les pics parasites dans le reste de la fonction. Enfin, une inspection de la forme du résultat de l'auto-déconvolution de la composante verticale des sismogrammes est un moyen supplémentaire de nous assurer de la présence de phases perturbatrices. Nous observons également qu'un facteur de seuillage faible semble garantir l'élimination de ces phases dans les fonctions de transfert.

### 3.2 Pourquoi des enregistrements large-bande ?

Il existe plusieurs types de capteurs sismologiques qui sont définis par leur réponse instrumentale et la gamme de fréquences du mouvement du sol auxquelles ils sont sensibles.

Les sismomètres courte période sont essentiellement sensibles aux périodes comprises entre 0.1 et 1. secondes tandis que les capteurs longue période sont dédiés aux périodes supérieures à 10 secondes. Pour enregistrer convenablement les mouvements du sol de fréquences intermédiaires, des sismomètres large bande ont été développés à partir de la début des années 80. De nos jours, le nombre de données large bande disponibles augmente sans cesse. Les capteurs large bande sont de plus en plus employés non seulement par les réseaux permanents mondiaux tel le réseau GEOSCOPE mais aussi lors de campagnes temporaires et ont tendance à remplacer les deux autres types d'instrumentation. La figure 3.15 illustre les domaines fréquentiels ainsi que la dynamique de différents capteurs. Elle est extraite de Lowrie (1997), l'auteur l'ayant reprise de Lay et Wallace (1995). Les auteurs y comparent les caractéristiques des instruments du réseau global IRIS avec celles des sismomètres plus anciens du réseau WWSSN. La comparaison des différents enregistrements du séisme de Bucharest (4 Mars 1977) (Fig. 3.15a.) montre que les sis-

mogrammes large bande contiennent plus d'information que les données courte et longue période même réunies. Les stations large-bande sont donc particulièrement adaptées pour l'étude des ondes de volume téléseismiques, les ondes  $P$  en particulier. La vaste dynamique du capteur large bande permet d'enregistrer aussi bien le bruit microsismique que les tremblement de terre les plus grands et la gamme de fréquences couverte va de 20 Hz jusqu'à près de 0.01 Hz (Fig. 3.15b).

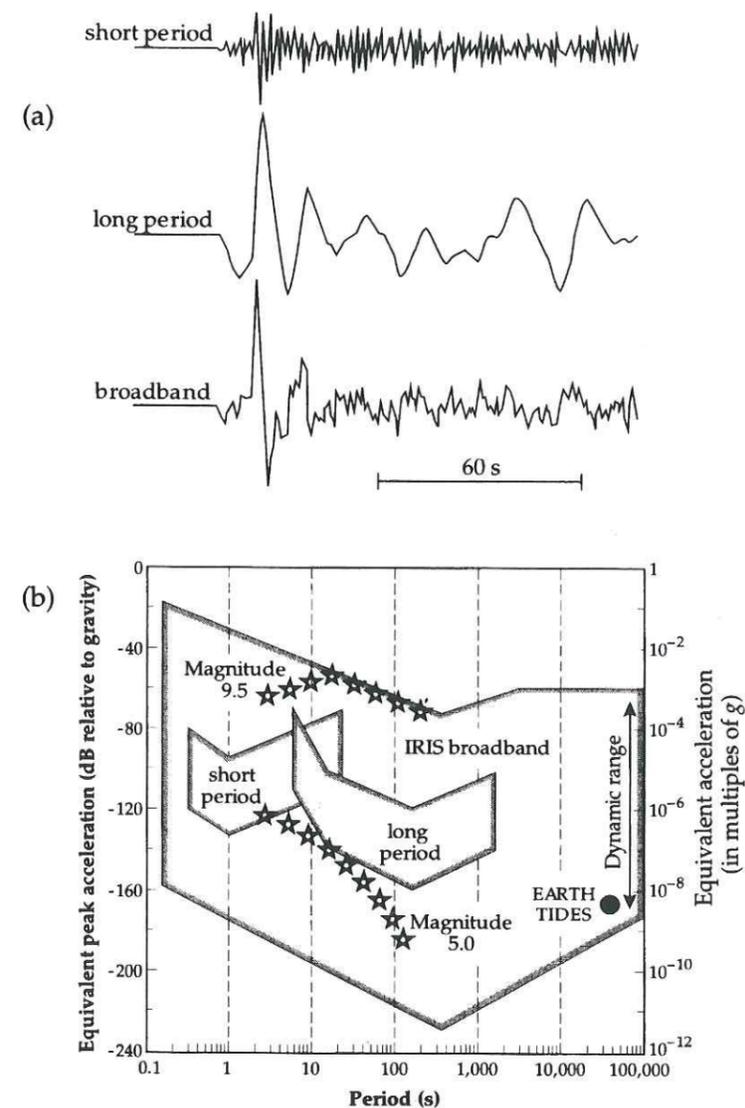


Figure 3.15: (a) Comparaison entre les enregistrements courte période, longue période et large bande d'un téléseisme (Lowrie, 1997). L'enregistrement large bande contient plus d'information que les deux autres types de signaux, individuellement ou même combinés. (b) Comparaison des différentes réponses instrumentales des principaux types de capteurs sismologiques. Les auteurs ont reporté sur le graphique l'accélération du sol attendue pour des séismes de magnitude 9.5 et 5.0.

## Conclusion

La sismologie est le moyen le plus direct pour étudier la structure de la Terre. Les ondes générées par les séismes traversent le globe de part en part et nous permettent de visualiser plus ou moins précisément l'intérieur de notre planète.

L'intérieur de la Terre est caractérisé par des interfaces où sur quelques kilomètres la vitesse des ondes sismiques varie brutalement. L'amplitude de ces sauts est variable d'une discontinuité à l'autre. On distingue ainsi trois discontinuités majeures qui délimitent des domaines bien différents aussi bien du point de vue de leur composition chimique que du point de vue de leur comportement mécanique. De la surface vers le centre de la Terre on observe successivement : la croûte, le manteau, le noyau externe et la graine.

Dans ces couches principales il existe des discontinuités du second ordre dont les profondeurs semblent varier latéralement et dont le nombre dépend des auteurs. C'est notamment le cas de la croûte et du manteau supérieur. Ces interfaces plus discrètes sont difficiles à détecter.

L'analyse de la coda de l'onde  $P$ , c'est-à-dire de la centaine de secondes qui la suivent, en termes de phases converties  $PS$  permet de caractériser les interfaces qui les ont générées. Afin de détecter et d'isoler ces phases sur les sismogrammes, nous utilisons une méthode vieille de quelques décades qui a fait ses preuves. Les ondes télésismiques ont une incidence aux stations d'enregistrement qui est quasi-verticale. C'est pourquoi les sismogrammes 3-composantes enregistrent principalement l'onde  $P$  sur la verticale alors que les phases converties se retrouvent sur les composantes horizontales. Nous déconvoluons ainsi les horizontales par la verticale pour générer ce qu'on a coutume d'appeler les fonctions de transfert.

La comparaison de plusieurs méthodes de déconvolution nous a permis de sélectionner celle qui permet les analyses *a priori* les plus fines. Nous utilisons ainsi un algorithme de déconvolution dans le domaine temporel se basant sur une inversion matricielle par décomposition en valeurs singulières.

Comme nous utilisons la même longueur de signal pour les trois composantes, la déconvolution permet non seulement d'isoler les ondes cisailantes dans le signal sismologique mais aussi d'éliminer de la coda de l'onde  $P$  toutes les réverbérations sous la station finissant sous la forme d'une onde compressive. D'autre part, nous avons choisi de conserver l'amplitude du pic principal des fonctions de transfert longitudinale afin de contraindre correctement les structures les plus superficielles. En effet, Ammon (1991) démontre que l'amplitude de ce pic n'est pas uniquement une mesure directe du rapport entre les composantes verticale longitudinale mais qu'elle est liée à tout le profil de vitesse sous la

station. Dans les milieux très hétérogènes, la relation entre cette amplitude et les structures est très complexe et difficile à évaluer. Cependant, en évitant une normalisation abusive de la fonction de transfert longitudinale, nous préservons une information essentielle contraignant la structure sous la station.

Le choix du seuil des valeurs singulières dans le calcul des déconvolutions se fait sur des critères *a priori* subjectifs. Dans ce sens, la procédure appliquée n'est pas reproductible en tant que telle. Elle doit être adaptée au cas par cas : il est impossible de se fixer un seuil constant. Celui-ci dépend du rapport signal/bruit des sismogrammes utilisés mais est sans doute également lié à l'épaisseur des discontinuités ayant engendré les phases converties. En effet, plus le saut de vitesse est rapide et plus les phases générées au passage de la discontinuité auront une forme d'onde proche de celle de l'onde incidente. Dans ce cas, les pics de la fonction de transfert associée seront haute fréquence et le seuil efficace des valeurs singulières est bas. Nous observons ceci avec nos tests synthétiques : avec des discontinuités de vitesse de premier ordre franche, le facteur de seuillage est quasiment inutile.

Nous avons choisi d'effectuer visuellement la sélection du facteur de seuillage avec pour but d'obtenir un jeu de fonctions de transfert dont le contenu fréquentiel est similaire. Nous aurions pu, comme Ammon (1992), baser le choix du seuil des valeurs singulières sur une évaluation de l'incertitude de la forme de la fonction de transfert par une analyse du bruit contenu dans les signaux de départ.

À partir de l'analyse des fonctions de transfert résultant de la déconvolution des sismogrammes nous pouvons étudier la structure de la croûte et du manteau supérieur. La polarisation, l'amplitude et le temps d'arrivée des phases composant les fonctions de transfert vont nous permettre de caractériser ces structures. La partie suivante va décrire toutes les méthodes mis en oeuvre dans cette étude.

## Partie II

# Inversion des Fonctions de Transfert

## Introduction

La caractérisation détaillée de la structure de la croûte continentale et du manteau sous jacent reste un objectif majeur dans les études géophysiques. Les contraintes apportées dans ce sujet par la sismique réflexion ont été complétées par les études de sismique grand-angle. De ces travaux a émergé une structure complexe variant latéralement, non homogène et parfois anisotrope. Cette image a remplacé peu à peu les modèles simples de croûte décrits par deux ou trois couches planes.

Les coefficients de conversion  $PS$  aux interfaces étant généralement faibles pour des incidences quasi verticales, l'amplitude des phases converties dans les fonctions de transfert est très faible. Il est alors nécessaire d'utiliser des techniques de sommation pour distinguer plus clairement ces phases. Cette opération permet en outre d'éliminer le bruit résiduel contenu dans les fonctions de transfert en faisant l'hypothèse que le bruit n'est pas corrélé d'une trace à l'autre. Selon que l'on s'intéresse aux discontinuités plus ou moins profondes, il est nécessaire d'apporter une correction avant la sommation car le temps de propagation des phases dépend de leur paramètre de rai.

Les méthodes se basant sur les fonctions de transfert ont été, dans un premier temps, développées pour étudier la structure de la croûte sous une station sismologique isolée (Phinney, 1964; Langston, 1977, 1979; Owens *et al.*, 1984; Mangino *et al.*, 1993). Profitant de l'incidence verticale des ondes télé-sismiques, nous ne sommes pas gênés par les zones de moindre vitesse qui dans le cas de la sismique réflexion engendrent des zones d'ombre pouvant altérer les profils sismiques (Jones & Phinney, 1998). Les fonctions de transfert contraignent les contrastes de vitesse des ondes  $S$  dans le milieu sous les stations et sont par exemple utilisées pour obtenir une mesure du coefficient de Poisson (Zandt & Ammon, 1995). D'autre part, la différence de propagation entre l'onde  $P$  et l'onde  $P$  convertie  $S$  permet de localiser directement la profondeur de l'interface à l'origine de la conversion. En général, les phases  $PS$  sont accompagnées de réverbérations dans les couches crustales. Nous retrouvons ces phases dans les fonctions de transfert lorsque les milieux sont suffisamment tabulaires. Depuis quelques années, sont apparues des études impliquant plusieurs stations sismologiques (par ex.: Abers, 1998; Jones & Phinney, 1998). Ces travaux cherchent à contrôler la distribution latérale de vitesse dans la croûte. Ainsi, la notion de fonction de transfert est élargie aux milieux latéralement hétérogènes et commence à s'appliquer aux régions tectoniquement complexes.

Dans la première partie de cette thèse, nous avons vu comment étaient estimées les fonctions de transfert en exploitant l'avantage du mode d'enregistrement des arrivées télé-sismiques quasi-verticales sous la station. Dans cette partie, nous développons les aspects techniques de l'interprétation de ces fonctions. La première interprétation se fait en termes de distribution verticale de la vitesse des ondes de cisaillement sous une unique station sismologique. Les variations latérales seront examinées d'une part en observant les différences dans la forme des fonctions de transfert selon la direction d'arrivée de l'onde  $P$ . D'autre part, la confrontation des enregistrements à plusieurs stations pourra également nous servir à déterminer les hétérogénéités latérales.

## Chapitre 4

### Spectre de Vitesse : l'imagerie des structures mantelliques

Les ondes converties permettent un accès direct aux discontinuités du manteau, mais sont très difficiles à observer sur un sismogramme, du fait de la faiblesse de leur amplitude. À l'aide du calcul des fonctions de transfert, on tente de les détecter sur les enregistrements individuels. Après cette opération, les signatures des interfaces restent de faible amplitude et ressortent difficilement du bruit encore présent.

Il est alors nécessaire de sommer plusieurs enregistrements pour améliorer le rapport signal sur bruit.

Pour calculer cette sommation, il faut d'abord s'affranchir des variations de l'écart de temps de propagation entre les phases converties et l'onde  $P$  elle-même. Cet écart dépend de la géométrie des rais. Nous allons nous placer dans un cas simple où l'onde  $P$  est considérée comme une onde plane au moment de son arrivée sur l'interface étudiée. En première approximation nous considérons un cas plan, ce qui permet d'effectuer un traitement équivalent à celui effectué en sismique réflexion multifaisceaux, lorsque l'on regroupe les tirs en point miroir commun (Hatton *et al.*, 1988).

#### 4.1 Correction dynamique dans le cas plan

La figure 4.1 schématise le rai de la phase convertie P-SV arrivant à une station, dans le cas plan et pour une géométrie simple : une couche sur un demi-espace homogène. La différence de temps d'arrivée entre la phase  $P$  et la phase convertie P-SV pour un rai de paramètre  $p$  va être calculée relativement au délai entre les mêmes phases pour un rai d'incidence verticale.

Cette correction, appelée correction dynamique, va permettre de ramener avant sommation toutes les phases à une incidence verticale.

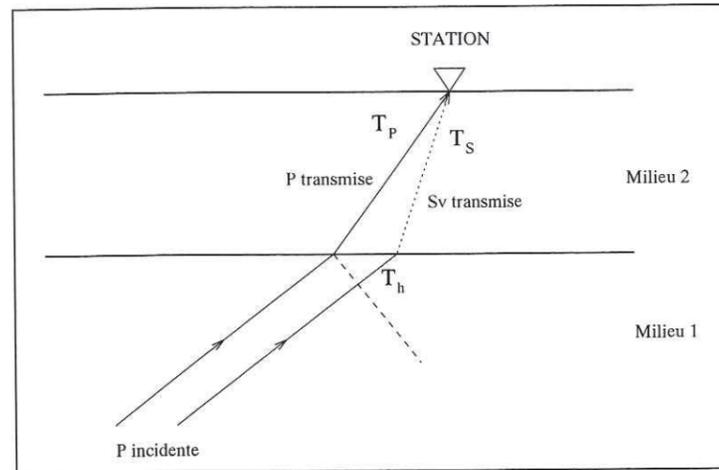


Figure 4.1: Phase convertie P-SV, notée  $P_s$ , dans un modèle d'une couche sur un demi-espace homogène d'après Gurrola et al. (1994),  $T_P$  et  $T_S$  sont les temps de parcours dans la couche de la phase P et de la phase S respectivement.  $T_h$  est le délai lié à la différence de marche de la phase P dans le demi-espace homogène.

D'après Gurrola et al. (1994), la différence de temps d'arrivée entre la phase P et la phase convertie P-SV pour un paramètre de rai donné s'écrit :

$$\Delta T_{P_s}(p; z, V_S, V_P) = T_S + T_h - T_P = z(\sqrt{V_S^{-2} - p^2} - \sqrt{V_P^{-2} - p^2}). \quad (4.1)$$

Les vitesses  $V_P$  et  $V_S$  sont celles des phases P et S respectivement, dans la couche "milieu 2" de la figure 4.1.  $T_P$ ,  $T_S$  et  $T_h$  sont les temps déjà mentionnés,  $z$  est la profondeur de l'interface et  $p$ , le paramètre du rai incident.

Cette équation nous donne une courbe pouvant être appelée indicatrice par référence à la sismique (Fig. 4.2).

En introduisant le rapport  $Rv = V_P/V_S$ , et en considérant le délai  $\Delta T_{P_{s0}}$ , différence de temps d'arrivée entre l'onde directe et l'onde convertie pour un rai vertical, il vient (Gurrola et al., 1994) :

$$\Delta T_{P_s}(\Delta T_{P_{s0}}, p, V_S, Rv) = \frac{Rv \Delta T_{P_{s0}}}{Rv - 1} (\sqrt{1 - p^2 V_S^2} - \sqrt{Rv^{-2} - p^2 V_S^2}). \quad (4.2)$$

Avec,

$$\Delta T_{P_{s0}} = \frac{z(Rv - 1)}{V_S Rv}. \quad (4.3)$$

Sur la figure suivante ont été reportés les termes de la correction dynamique.

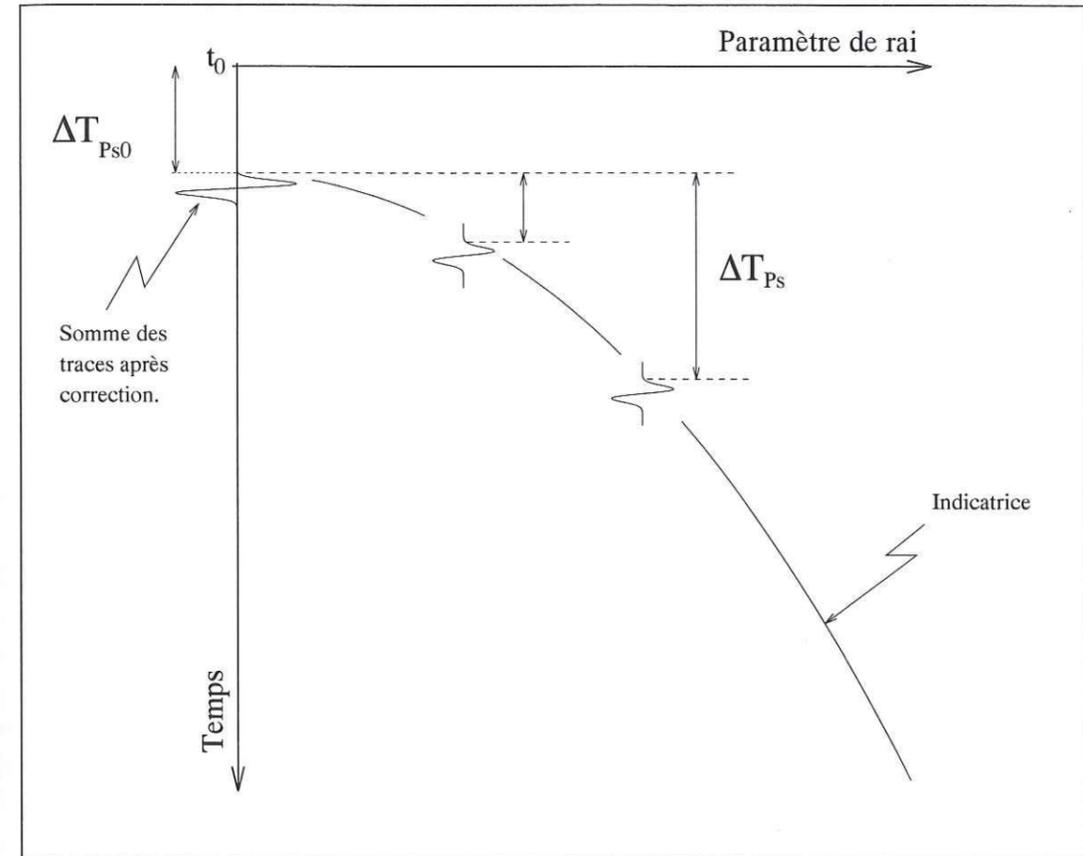


Figure 4.2: Correction dynamique et principe de sommation.  $t_0$  est le temps d'arrivée de l'onde P.

Pour les réflexions multiples, l'indicatrice est différente et donc la correction dynamique également.

Pour une réflexion à la surface en onde P (voir figure 4.3), la correction vaut :

$$\Delta T_{P_{2p1s}}(\Delta T_{P_{2p1s0}}, p, V_S, Rv) = \frac{Rv \Delta T_{P_{2p1s0}}}{Rv + 1} (\sqrt{1 - p^2 V_S^2} + \sqrt{Rv^{-2} - p^2 V_S^2}), \quad (4.4)$$

d'après Gurrola et al. (1994). Dans ce cas,  $\Delta T_{P_{2p1s0}}$  s'écrit :

$$\Delta T_{P_{2p1s0}} = \frac{z(Rv + 1)}{V_S Rv}. \quad (4.5)$$

Nous nous intéresserons essentiellement à ces deux phases, car ce sont celles qui ont généralement le plus d'amplitude parmi toutes les autres phases arrivant à la station sous la forme SV.

Pour conserver la même convention que Gurrola et al. (1994), les réverbérations multiples seront notées  $P_n P_m S$ , où  $n$  est le nombre de trajets dans la couche sous forme d'onde P et  $m$  le nombre de trajets sous forme d'onde S.

La différence de forme de l'indicatrice des phases converties et des réflexions multiples permet de différencier ces phases les unes des autres.

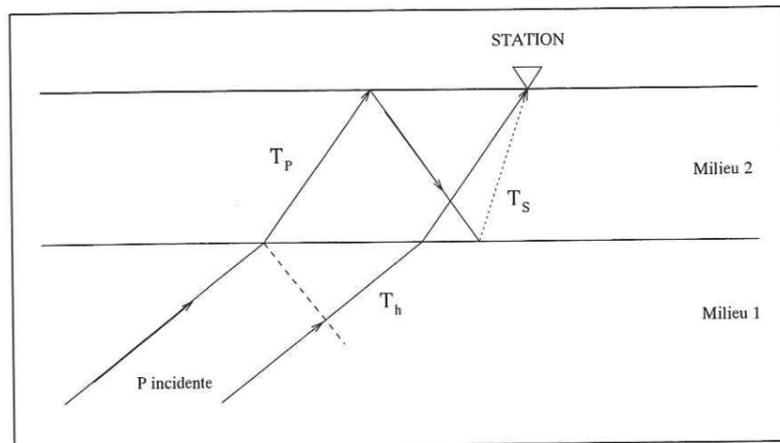


Figure 4.3: Phase P2p1s dans un modèle d'une couche sur un demi-espace homogène d'après Gurrola et al. (1994),  $T_P$  et  $T_S$  sont les temps de parcours dans la couche de la phase P et de la phase S respectivement.  $T_h$  est le délai lié à la différence de temps de propagation de la phase P dans le demi-espace homogène.

## 4.2 Spectre de vitesse dans le cas plan

Dans un milieu où le rapport  $Rv$  est considéré constant et connu, la forme des indicatrices dépend de deux paramètres  $V_s$  et  $\Delta T_{Ps0}$ .

Lorsque la vitesse du milieu et la profondeur de l'interface ne sont pas connues, on effectue les sommations le long de courbes dépendant de ces deux paramètres. La sommation sera efficace, c'est à dire que les ondes seront le plus constructives, quand la correction sera faite selon la bonne indicatrice (*i.e.* : celle correspondant à la vitesse du milieu et à la profondeur de l'interface). Nous calculons ainsi un "spectre de vitesse"  $S$ , dans le plan  $V_s, \Delta T_{Ps0}$  par la sommation suivante :

$$S(\Delta T_{\Psi_0}, V_s) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N A_i[\Delta T_{\Psi}(\Delta T_{\Psi_0}, p_i, V_s, Rv)], \quad (4.6)$$

où :

$\Psi \Rightarrow$  type de la phase (Ps ou P2p1s)

$Rv$  est fixé constant pour tout le modèle

$N \Rightarrow$  nombre de fonctions de transfert

$A_i \Rightarrow$  Amplitude de la  $i^{ème}$  fonction de transfert

$p_i \Rightarrow$  paramètre du rai ayant donné la fonction de transfert  $i$

$\Delta T_{\Psi} \Rightarrow$  temps auquel est lu l'amplitude  $A_i$  ( provient de la correction 4.2 ou 4.4)

Remarques :

- Pour obtenir ce spectre, on suppose que la vitesse dans la couche ne varie pas, on obtient ainsi une somme à vitesse constante.
- Le spectre de vitesse est calculé pour chaque phase à partir des équations de correction dynamique (eq. (4.2) et (4.4)).

- $S$  sera maximum pour un couple temps  $\Delta T_{\Psi_0}$  et vitesse donné lorsqu'il y aura réellement présence d'une interface et que la vitesse sera bien celle du milieu.
- Si  $\Delta T_{\Psi}$  n'est pas un multiple du pas d'échantillonnage en temps, il faut interpoler linéairement la valeur de l'amplitude  $A_i$ .
- L'application de ces formules simples suppose que chaque interface est considérée comme unique et que la vitesse au-dessus de l'interface est constante. Dès la deuxième interface nous aurons là une approximation.

## 4.3 Correction de sphéricité

En prospection sismique la relative faiblesse des profondeurs permet de considérer un modèle de terre plan. Par contre, dans notre cas, espérant pouvoir atteindre des profondeurs de l'ordre de 700 km, il faut apporter une correction de sphéricité au calcul de l'indicatrice des phases converties.

Nous allons donc appliquer une EFT<sup>1</sup> qui va permettre de rectifier le calcul des temps de propagation des phases converties. Cette transformation n'est qu'approximative pour la propagation des ondes P ou SV (Aki & Richards, 1980), mais est correcte pour l'évaluation des temps de propagation, elle ne va alors pas perturber nos résultats (Gurrola et al., 1994).

Pour corriger les vitesses avec lesquelles on travaille, il faut considérer la relation

$$\alpha_{sph}(r) = \left(\frac{r}{a}\right) \times \alpha_{plan}(z), \quad (4.7)$$

donnant la vitesse sphérique  $\alpha_{sph}(r)$  à partir de la vitesse plane  $\alpha_{plan}(z)$  (Aki & Richards, 1980).  $a$  est le rayon de la terre, le rayon  $r$  étant relié à la profondeur  $z$  du cas plan selon :

$$r = a \times \exp\left(-\frac{z}{a}\right). \quad (4.8)$$

Ainsi, des relations (4.2), (4.4), (4.7) et (4.8), on déduit que,

$$\begin{aligned} V_{S_{sph}}(r) &= V_{S_{plan}} \times \exp\left(\frac{\Delta T_{Ps0} Rv V_{S_{plan}}}{(1-Rv)a}\right) & , \text{ pour la phase Ps} \\ V_{S_{sph}}(r) &= V_{S_{plan}} \times \exp\left(-\frac{\Delta T_{P2p1s0} Rv V_{S_{plan}}}{(Rv+1)a}\right) & , \text{ pour la phase P2p1s} \end{aligned} \quad (4.9)$$

## 4.4 Synthétiques

Dans un premier temps la méthode a été appliquée à des sismogrammes synthétiques calculés en utilisant la théorie des faisceaux Gaussiens. Ces calculs ont été exécutés par le logiciel Xgbm, développé par J. P. Davis et I. H. Henson, qui se base sur les travaux de Weber (1988a,b). Ce logiciel très souple à l'utilisation permet non seulement le calcul de sismogrammes synthétiques mais aussi le tracé de rais ainsi que le calcul d'hodochrones.

<sup>1</sup>EFT : Earth Flattening Transformation (e.g. Aki & Richard, 1980)

Cette application permet de voir en particulier l'effet des approximations utilisées pour le calcul des indicatrices, sur les profondeurs et les vitesses déterminées.

#### 4.4.1 Le modèle

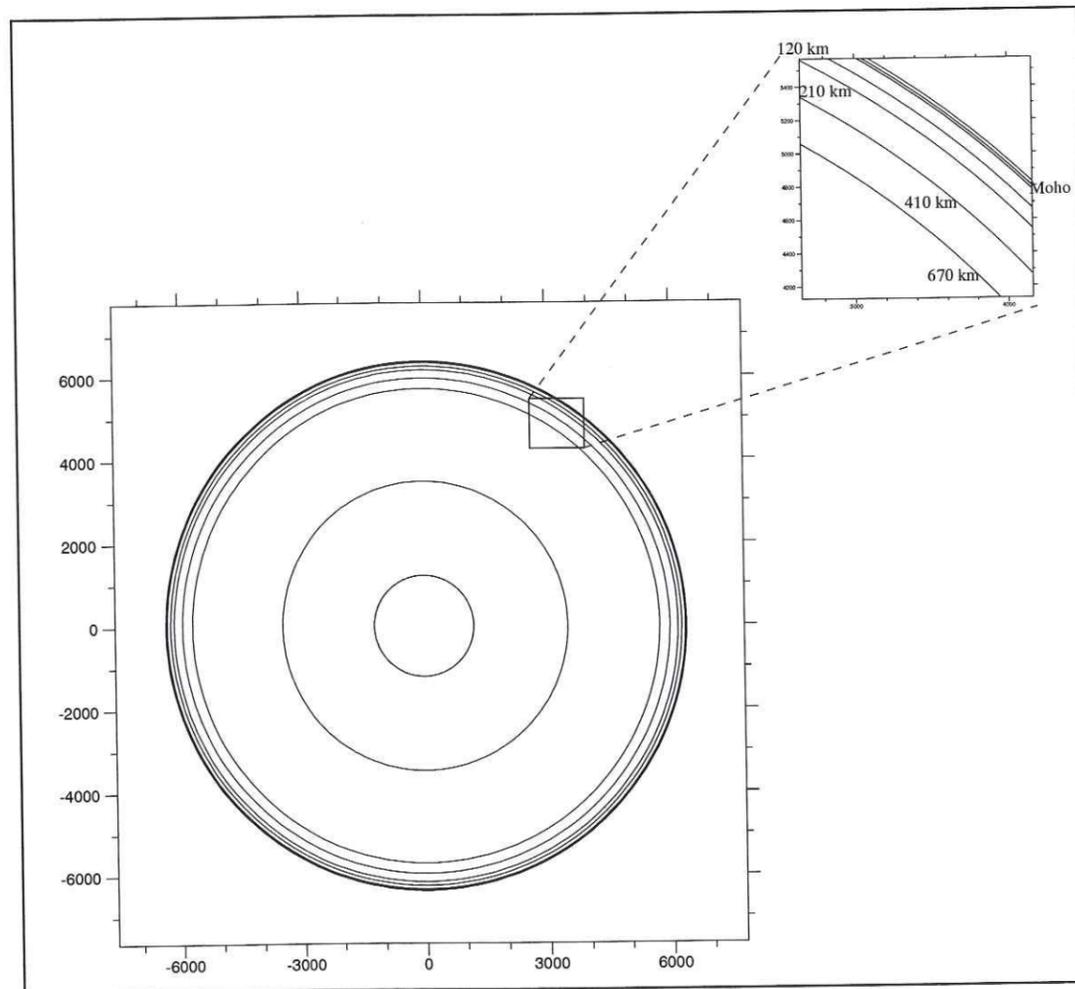


Figure 4.4: Modèle à symétrie sphérique utilisé.

Le modèle choisi est issu du modèle IASP91 (Kennett, 1991). Il comprend cinq discontinuités dans le manteau supérieur :

- à 35 km de profondeur : le Moho.
- à 120 km
- à 210 km
- à 410 km

- à 660 km

On retrouve donc les principales discontinuités décrites dans le premier chapitre. Les discontinuités de 120 km et 210 km délimitent une zone à moindre vitesse. Les sauts de vitesse et de densité sont reportés dans le tableau de la figure 4.6.

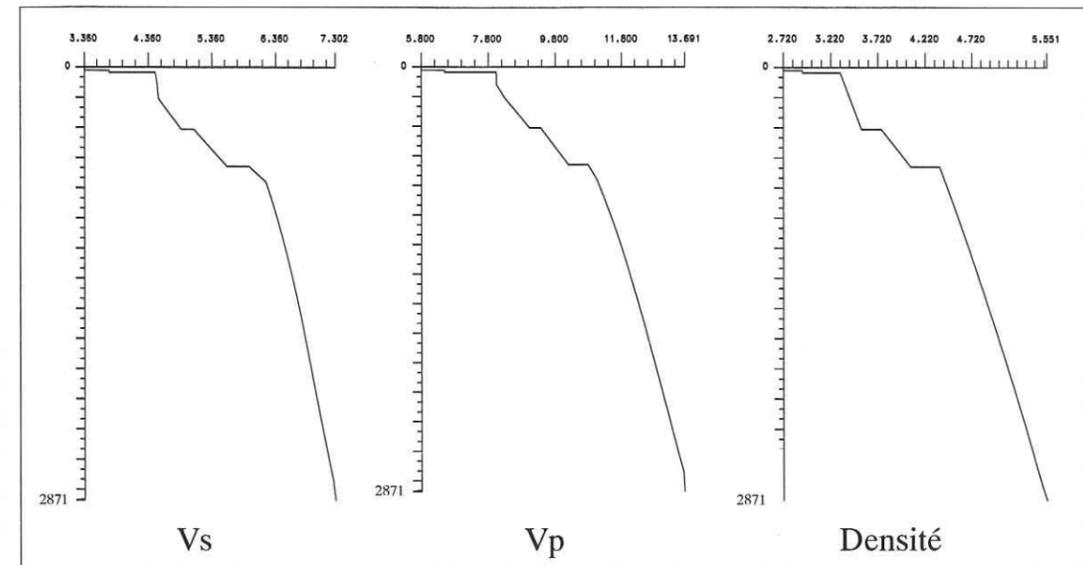


Figure 4.5: Courbes de vitesse et de densité du modèle utilisé.

Discontinuité (km)	Saut de vitesse Vp (%)	Saut de vitesse Vs (%)	Saut de densité
35	24	19	14
120	-	-	-
210	-	< 1	-
410	4	4,1	0,7
660	5,8	6,2	7,5

Figure 4.6: Tableau des valeurs des sauts de vitesse et de densité du modèle utilisé.

L'interface de 120 km de profondeur n'est pas une discontinuité de premier ordre, elle marque uniquement une rupture de pente des courbes de vitesse, c'est à dire qu'à partir de 110 km la vitesse augmente moins rapidement. Cette rupture de pente est plus marquée pour les ondes S que pour les ondes P (voir figures 4.5 et 4.6).

#### 4.4.2 Sismogrammes synthétiques

Pour le calcul des sismogrammes synthétiques, la source utilisée est un signal décrit par Küpper (1958) qui est de la forme,

$$f(t) = \sin(n\pi(t/T)) - \frac{n}{n+2} \sin((n+2)\pi(t/T)) . \quad (4.10)$$

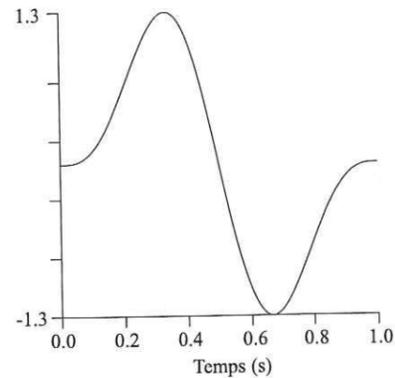


Figure 4.7: Ondulette source utilisée pour la synthèse des sismogrammes.

$T$  est la durée du signal et  $n$  contraint sa forme. Ayant pris  $T = 1$  et  $n = 2$ , le signal est de durée égale à 1 seconde et sa forme est à double lobe (figure 4.7). Par simplification, on a choisi une radiation isotrope de l'énergie autour de la source, la considérant alors comme une explosion. Dans le cas de séismes naturels, le diagramme de rayonnement vient pondérer les amplitudes des ondes en fonction de leur paramètre.

Seules les phases se terminant sous la forme  $S$  ainsi que l'onde  $P$  directe ont été modélisées. On obtient alors des sismogrammes synthétiques pour un éventail de distances épacentrales comprises entre 30 et 85 degrés, distances typiques des enregistrements télésismiques. Ces distances permettent de considérer des ondes  $P$  simples de forme non perturbée par les trip-

lications dans le manteau supérieur ni par la diffraction sur le noyau. Nous aurions pu considérer des phases PKP et PKIKP, mais leur incidence sur les discontinuités du manteau est bien trop faible pour donner des phases converties d'amplitude suffisante.

Un exemple est montré figure 4.8. L'amplitude des phases  $P$  converties  $S$  est bien supérieure sur la composante longitudinale  $L$ , ce qui est conforme à nos attentes et justifie l'utilisation des composantes horizontales du mouvement du sol.

Dans un modèle à symétrie sphérique, isotrope, tel que celui utilisé ici, il n'y a pas de génération de phases SH. Ainsi, la composante transverse des sismogrammes synthétiques est nulle et n'est donc pas représentée.

La succession des phases est reportée sur la figure 4.8. Plusieurs remarques sont à faire. Tout d'abord, notons qu'il n'y a pas de phase générée à la discontinuité se trouvant à 120 km de profondeur. Ceci confirme la nature de cette interface, c'est à dire qu'elle ne représente pas une discontinuité à proprement parler puisque dans le tableau de la figure 4.6, on peut lire qu'il n'y a ni saut de densité ni saut de vitesse à cette profondeur.

D'autre part, les phases générées à 210 km existent mais ont une amplitude extrêmement faible et sont donc complètement masquées sur l'enregistrement synthétique figure 4.8. Seul un "zoom" permet d'identifier des arrivées à 34 secondes, 74 secondes et 101 secondes, correspondant respectivement aux phases  $Ps$ ,  $P2p1s$  et  $P1p2s$  de la discontinuité à 210 km de profondeur.

Par ailleurs, les phases  $P1p2s$  ont une polarité inverse de celles des autres phases, ce qui les rend facilement reconnaissables des autres réflexions multiples.

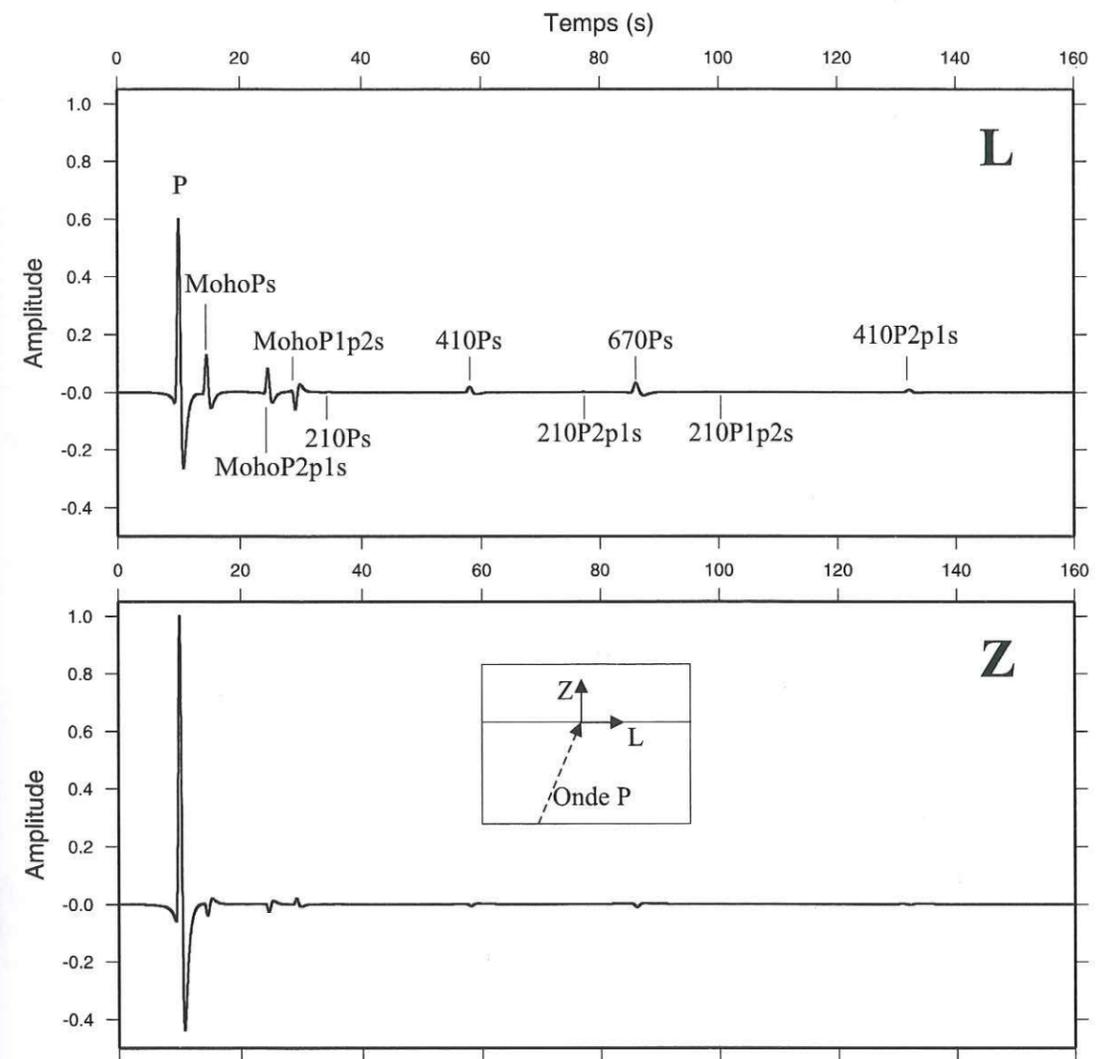


Figure 4.8: Exemple de sismogramme synthétique. La distance épacentrale est de 30 degrés. La trace du haut est la composante longitudinale, tandis que celle du bas représente la composante verticale. L'origine des temps est arbitraire et n'est en aucun cas significative du temps origine de la source. L'amplitude est normalisée.

#### 4.5 Fonctions de transfert

Nous avons ensuite recherché à partir des sismogrammes synthétiques les fonctions de transfert leur étant associées. Pour cela, une déconvolution dans le domaine temporel (décrite dans le chapitre précédent) a été systématiquement exécutée pour tous nos synthétiques.

Sur la figure 4.9 est montré le résultat obtenu pour l'enregistrement de la figure 4.8. On y présente également l'amplitude de la transformée de Fourier, ainsi que les valeurs singulières.

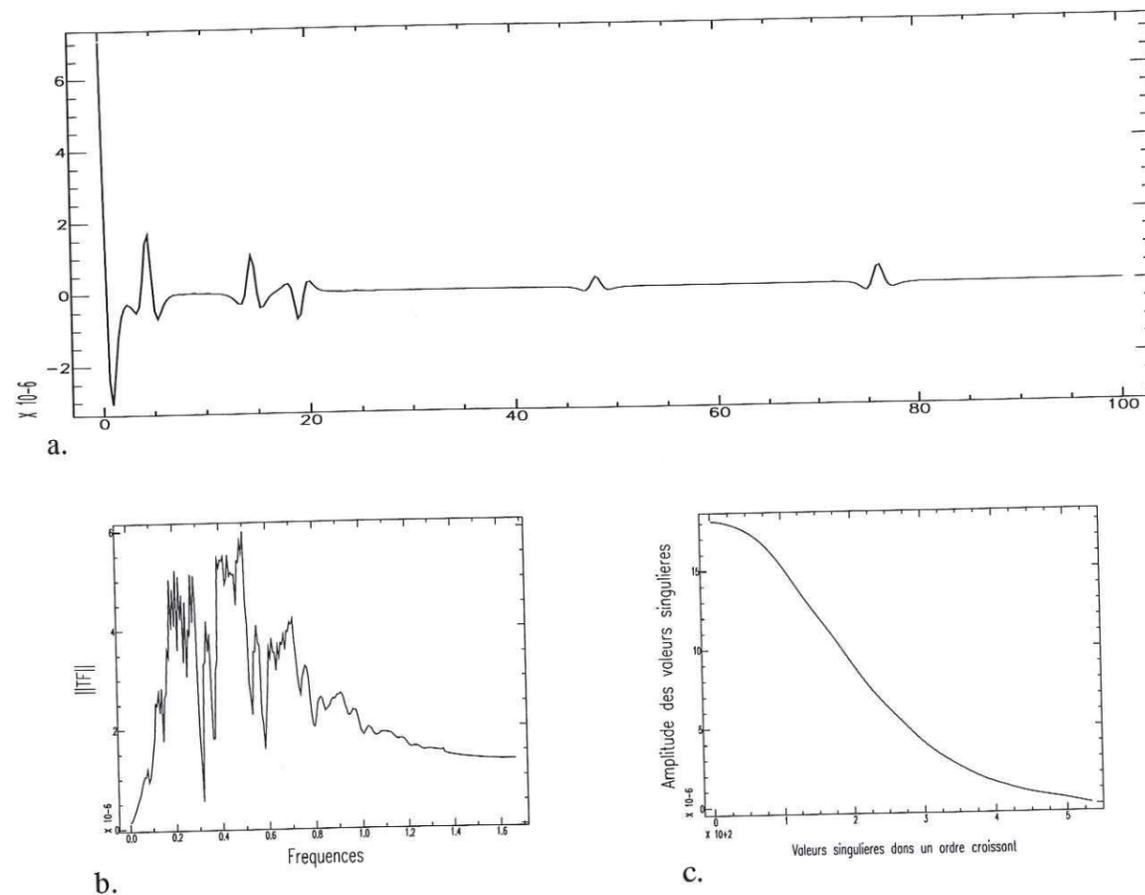


Figure 4.9: Fonction de transfert calculée pour l'exemple de la figure 4.8. a.=fonction de transfert, b.=amplitude de la TF, c.=valeurs singulières.

Les fonctions de transfert permettent une évaluation directe des délais des temps d'arrivée des phases puisque le maximum des pics est centré sur ce temps. Le temps de référence est l'arrivée de l'onde P. Là encore, les phases de trop faible amplitude n'apparaissent pas sur la figure 4.9.a. Pour éliminer les trop hautes fréquences, on va appliquer un filtre passe-bas, non déphasant, de fréquence de coupure égale à 0.3 Hz. Ce filtrage sera effectué par un filtre récursif en temps de type Butterworth de degré 2, particulièrement bien adapté à notre problème. Le double passage (aller dans le sens croissant du temps puis retour dans le sens décroissant) n'est pas déphasant et permet de conserver au mieux l'information concernant le délai entre la phase P directe et les phases converties et issues des réflexions multiples. Un tel filtrage n'est pas vraiment utile dans le cas des données synthétiques, mais nous avons choisi tout de même d'en appliquer un ici pour se rapprocher au mieux du traitement effectué dans le cas réel.

Nous présentons le résultat de ce filtrage sur l'exemple de la figure 4.9, sur la figure 4.10.

Ce filtrage respecte bien la position des maxima des pics, seule la résolution est amoindrie par l'augmentation de l'épaisseur de ces pics. Par contre il n'élimine pas les pieds secondaires se trouvant de chaque côté du pic principal. Il est à noter que dans ce cas ces pieds étant d'amplitude négative (sauf pour la phase P1p2s qui a une polarité inversée), on peut les supprimer des spectres de vitesse en ne visualisant que les amplitudes positives.

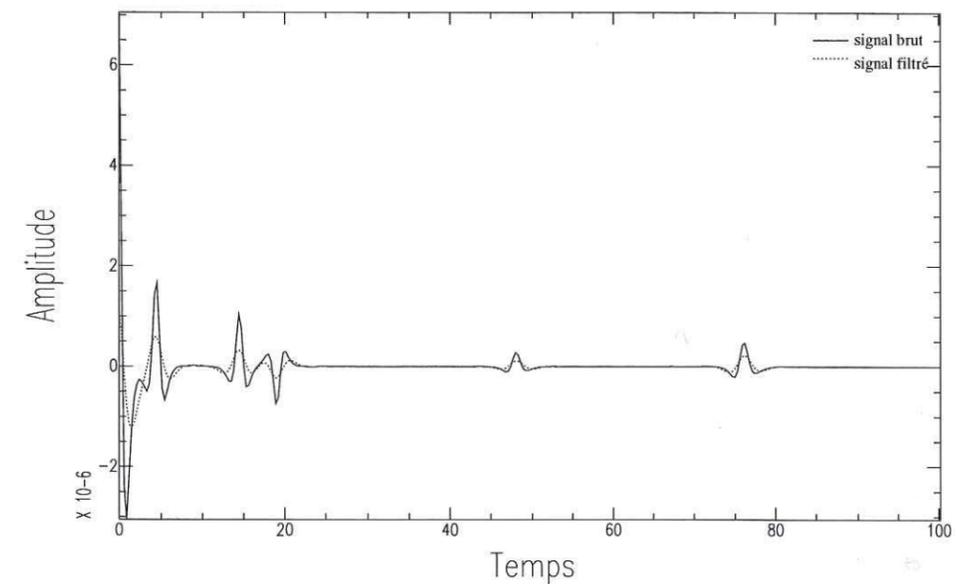


Figure 4.10: Effet du filtrage passe-bas de fréquence de coupure de 0.3 Hz sur la fonction de transfert. Le filtre utilisé est du type Butterworth de degré 2.

L'ensemble des fonctions de transfert pour les distances épicentrales de 30 à 85 degrés a été reporté figure 4.11, ce qui nous permet de visualiser les indicatrices des différentes phases.

L'indicatrice des phases Ps des interfaces à faible profondeur est très proche d'une droite (figure 4.11). Ceci est dû à la faible variation de l'angle d'incidence couverte par la variation du paramètre du rai qui nous est accessible du fait de la configuration de la Terre. Ainsi, ces discontinuités sont très mal contraintes par une telle représentation.

Par contre, pour les phases Ps des structures plus profondes, ainsi que pour les phases P2p1s de toutes les profondeurs, l'indicatrice est suffisamment courbe pour obtenir des résultats en sommant un ensemble d'événements ne couvrant qu'un petit nombre de paramètres de rai (Gurrola *et al.*, 1994).

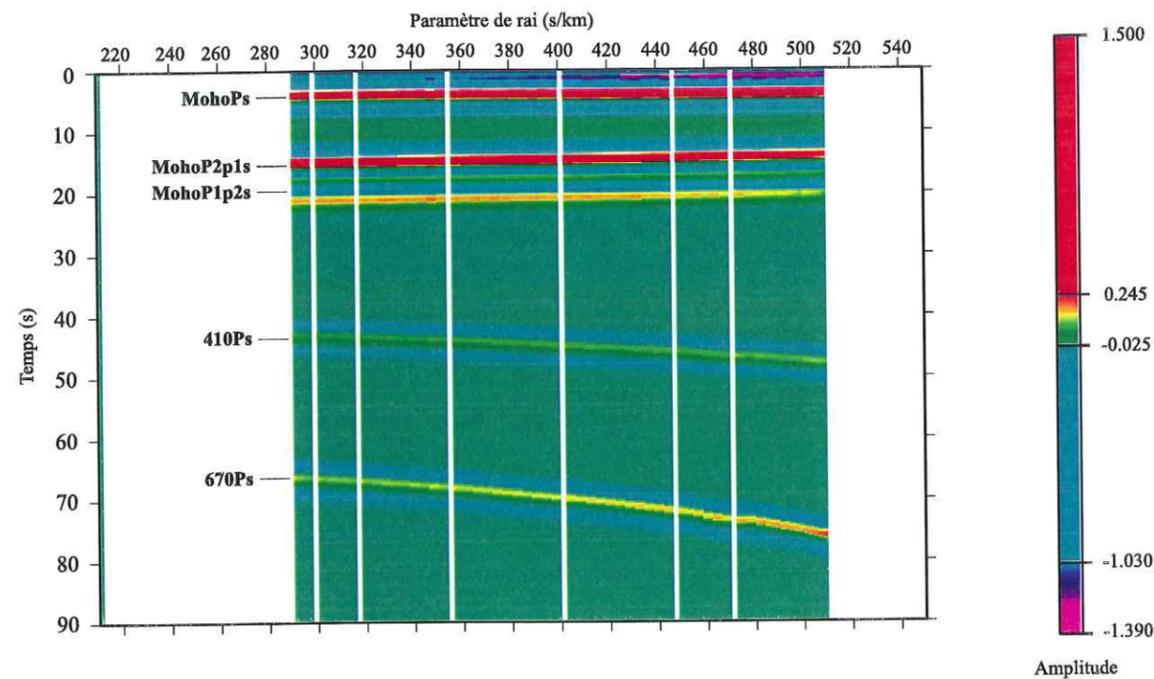


Figure 4.11: Fonctions de transfert calculées pour le modèle IASP91.

#### Récapitulation :

- Le temps de parcours  $\Delta T_{P_{s0}}$  est fixé pour les interfaces peu profondes (Moho), c'est la vitesse qui n'est pas contrainte car l'indicatrice est trop plate, on est quasiment à incidence verticale pour tous les paramètres de rai utilisables. Il faut dans ce cas tenir compte des réflexions multiples et notamment de la phase  $P2p1s$ .
- Pour les interfaces plus profondes, pour la même gamme de paramètres, les angles d'incidences sont plus variés ce qui induit une indicatrice de forme mieux contrainte et par là une vitesse mieux définie.

## 4.6 Spectres de vitesse

### 4.6.1 Calcul direct

Pour déterminer le spectre de vitesse du modèle synthétique (figure 4.12), nous avons choisi un rapport de vitesse  $Rv$  de 1.75. Le choix d'un rapport constant à la place d'un rapport dépendant de la profondeur a été justifié par Gurrola *et al.* dans leur étude de 1994. Effectivement, dans cet article ils présentent deux résultats équivalents calculés pour leurs synthétiques, le premier considérant un rapport constant, le deuxième utilisant directement les données des vitesses des ondes P et S du modèle PREM.

Cette approximation biaisera tout de même la vitesse trouvée pour les structures des profondeurs où  $Rv$  n'est pas égal à 1.75. Ce sera notamment le cas pour les structures de faible profondeur où ce rapport est proche de 1.7. Pour ces niveaux, la vitesse trouvée est sous-estimée.

Les contours de la figure 4.12 ont été tracés pour les valeurs positives uniquement. C'est pourquoi, le pic de la phase  $MohoP1p2s$  n'apparaît pas (étant négatif). À la place, on observe les deux lobes secondaires visibles sur les figures précédentes.

Les réponses du Moho sont saturées sur la figure 4.12, car les contours utilisés ont été choisis pour visualiser au mieux les réponses des discontinuités plus profondes d'amplitude beaucoup plus faible.

Les conversions P-SV des discontinuités de 410 km et 670 km apparaissent, sur la figure 4.12a, à 41.9 secondes et 62.5 secondes respectivement, pour des vitesses de l'ordre de 4,4 km/s pour la première et 4,6 km/s pour la deuxième. La signature de la discontinuité à 660 km de profondeur a plus d'amplitude que celle à 410 km. Ceci coïncide bien avec le modèle car les sauts de vitesse étant plus importants pour l'interface "670" que pour l'interface "410", les amplitudes des ondes générées à cette profondeur seront plus fortes.

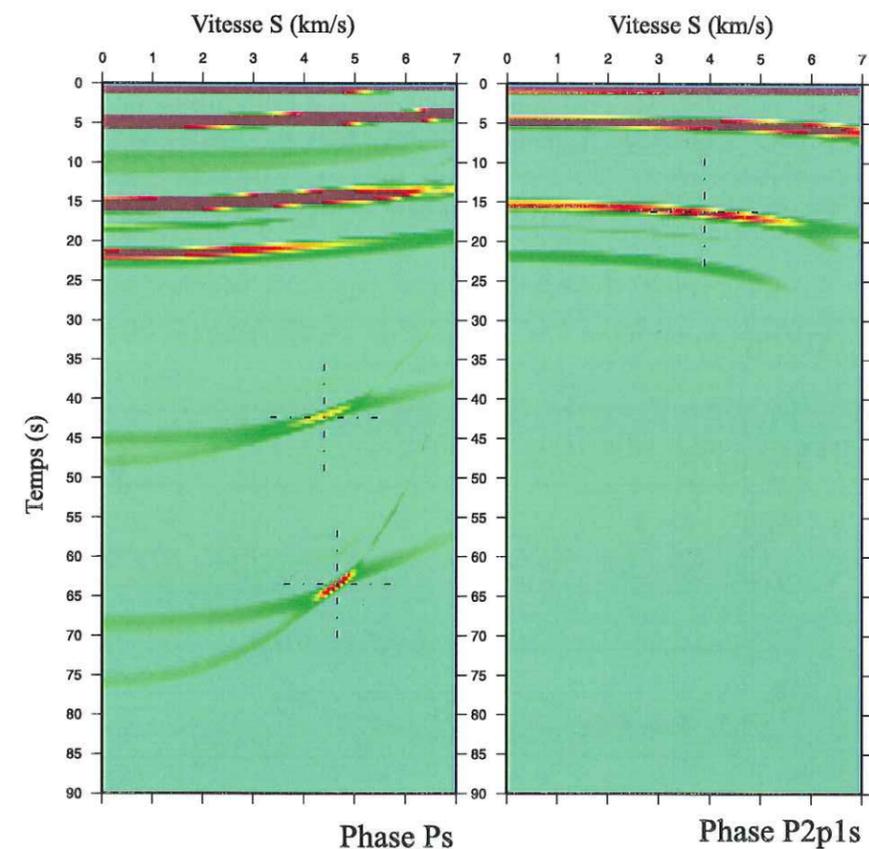


Figure 4.12: Spectres de vitesse calculés pour les synthétiques du modèle IASP91 de la figure 4.11. a.= spectre calculé avec la correction dynamique pour les phases  $Ps$ , b.= spectre calculé avec la correction dynamique pour les phases  $P2p1s$ . Pour mieux visualiser les traces des discontinuités à 410 km et 660 km, nous avons saturé les amplitudes des phases converties sur le Moho.

À ce stade, la correction dynamique est calculée en supposant une couche unique et de vitesse homogène. Ces hypothèses induisent une erreur sur le résultat. Ces effets

se font moins ressentir pour les interfaces de faible profondeur ( $z < 100$  km), si bien qu'on devrait *a priori* retrouver la profondeur du Moho. Cette profondeur est déterminée à partir du spectre de vitesse de la phase  $P2p1s$ , puisque mieux contrainte dans ce graphique que dans celui du spectre de vitesse de la phase  $Ps$ . Malgré une focalisation toute relative, nous relevons sur la figure 4.12 un maximum d'amplitude pour un délai de 16.2 secondes et une vitesse de 3.9 km/s. Tenant compte de ces valeurs, nous trouvons une profondeur du Moho bien supérieure à celle du modèle Iasp91 (40.2 contre 35.0 km). L'utilisation de la phase  $P2p1s$  ne semble donc pas être suffisante pour la détermination de la profondeur des discontinuités lithosphériques. Pour les deux autres discontinuités, les erreurs sont également importantes. On trouve effectivement une profondeur proche de 430.2 km et une vitesse d'intervalle de 4.4 km/s pour la discontinuité à 410 km. Tandis que pour celle à 660 km, la figure 4.12 nous donne 681.6 km et 4.6 km/s pour la vitesse des ondes de cisaillement.

#### 4.6.2 Correction multicouche

Afin de se rapprocher des profondeurs correctes, il faut supprimer l'effet de la superposition de couches. Pour cela, la sismique réflexion utilise des vitesses RMS. Dans notre cas, la correction à apporter est plus simple et linéaire. Elle peut directement s'appliquer au calcul du spectre de vitesse à une profondeur donnée.

Prenons le cas simple (plan) d'un milieu formé par deux couches surmontant un demi-espace homogène et recherchons l'expression de la correction dynamique pour les conversions  $Ps$  à la base de la deuxième couche (Fig. 4.13).

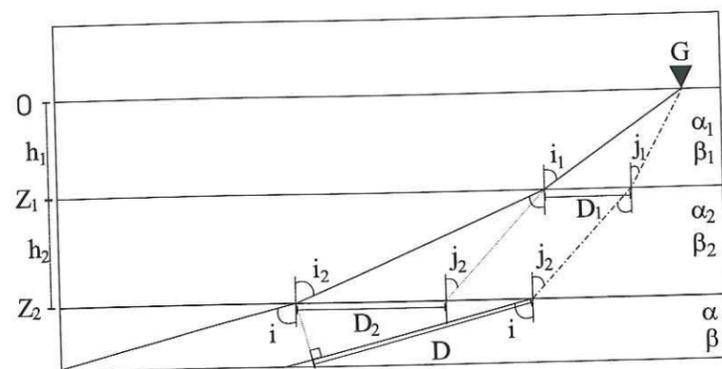


Figure 4.13: Convention de notation du cas simple à deux couches. On considère la conversion  $Ps$  sur l'interface à la profondeur  $Z_2$ .

Nous considérons un rapport de vitesse  $Rv$  constant pour toute la structure :

$$Rv = \frac{\alpha}{\beta} = \frac{\alpha_1}{\beta_1} = \frac{\alpha_2}{\beta_2}$$

Le paramètre de rai s'écrit quant à lui :

$$p = \frac{\sin i}{\alpha} = \frac{\sin i_2}{\alpha_2} = \frac{\sin i_1}{\alpha_1} = \frac{\sin j_1}{\beta_1} = \frac{\sin j_2}{\beta_2}$$

Le délai entre l'onde  $P$  directe et la phase convertie est :

$$\Delta T_{Ps} = T_{dP} + T_{S2} + T_{S1} - T_{P2} - T_{P2}; \quad (4.11)$$

avec,

$$\begin{aligned} T_{dP} &= \frac{D}{\alpha}; \\ T_{Sl} &= \frac{h_l}{\beta_l \cos j_l}, \quad l = 1, 2; \\ T_{Pl} &= \frac{h_l}{\alpha_l \cos i_l}, \quad l = 1, 2. \end{aligned} \quad (4.12)$$

En s'apercevant que :

$$D = (D_1 + D_2) \sin i;$$

et

$$D_l = h_l(\tan i_l - \tan j_l), \quad l = 1, 2,$$

nous arrivons à l'expression complète de  $\Delta T_{Ps}$ ,

$$\begin{aligned} \Delta T_{Ps} &= p[h_1(\tan i_1 - \tan j_1)] + \frac{h_2}{\beta_2 \cos j_2} + \frac{h_1}{\beta_1 \cos j_1} - \frac{h_1}{\alpha_1 \cos i_1} - \frac{h_2}{\alpha_2 \cos i_2} \\ &= h_1 \left[ \sqrt{\beta_1^{-2} - p^2} - \sqrt{\alpha_1^{-2} - p^2} \right] + h_2 \left[ \sqrt{\beta_2^{-2} - p^2} - \sqrt{\alpha_2^{-2} - p^2} \right] \\ &= \Delta T_{Ps}^{(1)} + \Delta T_{Ps}^{(2)}; \end{aligned} \quad (4.13)$$

où  $\Delta T_{Ps}^{(l)}$ , ( $l = 1, 2$ ) est le délai  $P-Ps$  lié à la couche  $l$  seule (le récepteur étant placé au sommet de cette couche).

Nous pouvons étendre l'expression écrite ci-dessus (eq. 4.13) dans le cas d'un milieu stratifié. On a ainsi pour la couche  $i$ :

$$\Delta T_{Ps}^{(i)} = \sum_{l=1}^i \Delta T_{Ps}^{(l)}. \quad (4.14)$$

Cette dernière équation est équivalente à :

$$\Delta T_{Ps}^{(i)} = \Delta T_{Ps}^{(i)} + \sum_{l=1}^{i-1} \Delta T_{Ps}^{(l)},$$

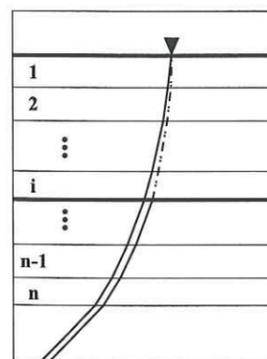


Figure 4.14: Conversion l'onde  $P$  et sa convertie dans la  $i^{\text{ème}}$  couche, le spectre de  $P - S$  dans un milieu à plusieurs couches.

ce qui nous donne, pour finir, l'expression du délai entre l'onde  $P$  et sa convertie dans la  $i^{\text{ème}}$  couche, le spectre de vitesse corrigé :

$$\Delta T_{Ps}^{(i)} = \Delta T_{Ps}^{(i)} - \sum_{l=1}^{i-1} \Delta T_{Ps}^{(l)}. \quad (4.15)$$

De cette manière, on "épluche" la structure à partir du haut pour accéder aux vitesses sismiques dans les couches et à l'épaisseur des couches. Notre milieu étant discrétisé en couches ayant des vitesses sismiques constantes, il restera une erreur réduite liée au gradient de vitesse à l'intérieur même des couches.

La figure 4.15 donne les résultats obtenus en éliminant, d'abord la couche entre la surface et le Moho, puis les couches entre la surface et 410 km de profondeur. On obtient ainsi les résultats suivants qui s'approchent mieux du modèle initial :

- 410 km:  $V_s = (4.4 \pm 0.1) \text{ km/s}$ ,  $\Delta T_{Ps} = (38.0 \pm 0.5) \text{ s}$ ,  $h = 376.2 \text{ km}$  ( $z = 411.2 \text{ km}$ )
- 660 km:  $V_s = (5.6 \pm 0.1) \text{ km/s}$ ,  $\Delta T_{Ps} = (21.0 \pm 0.5) \text{ s}$ ,  $h = 255.9 \text{ km}$  ( $z = 667.1 \text{ km}$ )

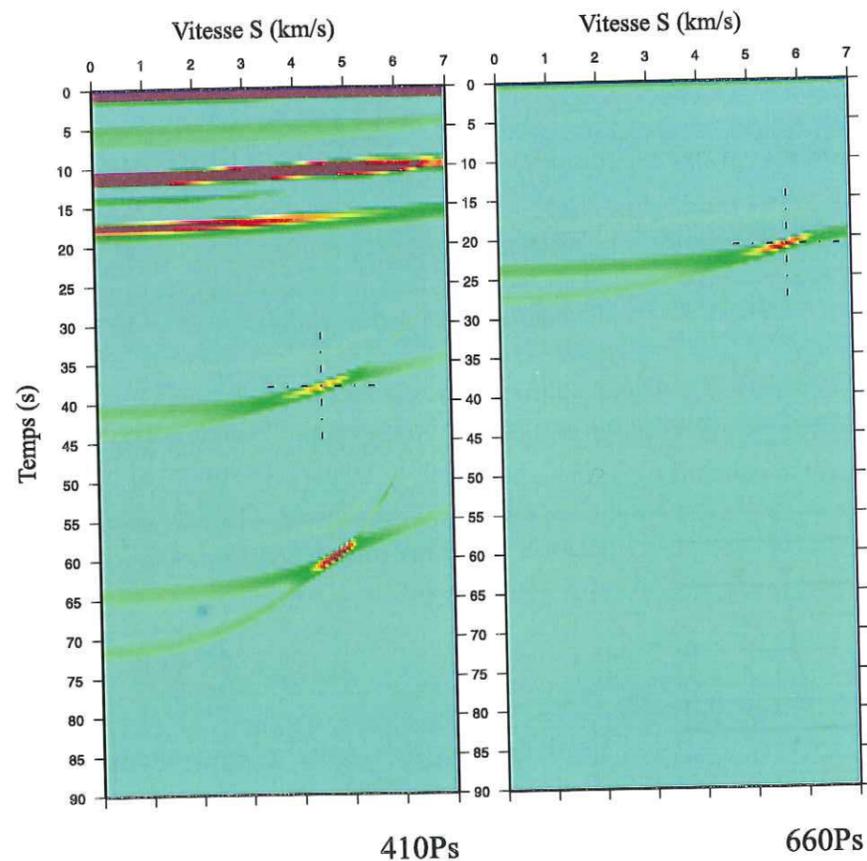


Figure 4.15: Spectres de vitesse corrigés pour les profondeurs de 410 km (à gauche) et 660 km (à droite).

## 4.7 Limites de la méthode

Nous sommes inévitablement limités par la géométrie complexe de la Terre réelle. Par souci de simplification, nous avons considéré un modèle de Terre à symétrie sphérique pour établir la formulation du calcul du spectre de vitesse. Il nous reste maintenant à vérifier si cette formulation reste valable dans le cas d'un manteau dont la structure varie latéralement, c'est à dire ayant des discontinuités présentant une certaine topographie.

Dans un modèle à symétrie sphérique tel que *Iasp91*, nous pouvons évaluer quelle portion d'interface est échantillonnée par les télé-séismes provenant de toutes les directions (Fig 4.16). Dans le cas des enregistrements obtenus dans le sud-est de la France (Fig 4.16), nous nous apercevons que l'extension latérale de l'échantillonnage des discontinuités du manteau supérieur couvre un large domaine allant du massif Central à la plaine du Pô et du bassin ligure aux Alpes suisses. Nous éclairons ainsi des structures mantelliques sous des régions bien distinctes.

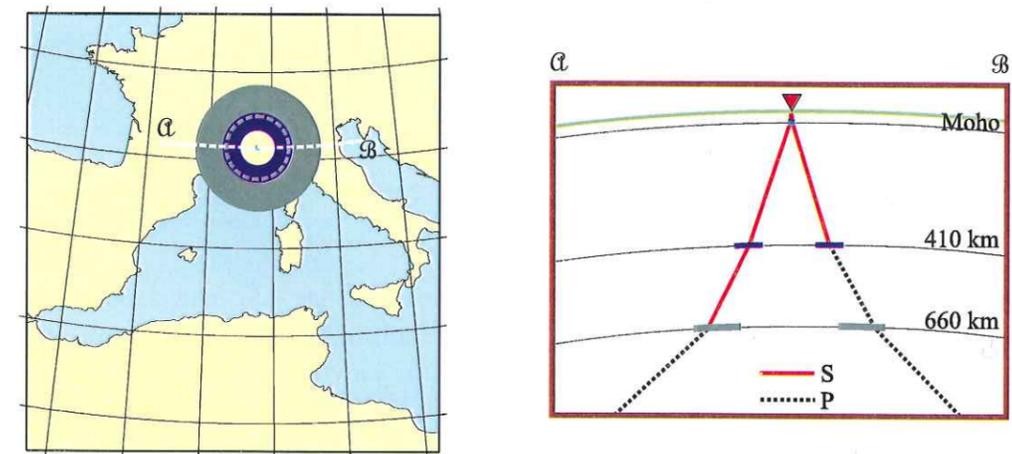


Figure 4.16: Échantillonnage des interfaces du manteau supérieur par les phases télé-sismiques P converties S. Extension latérale sous les Alpes du Sud. Vue horizontale (gauche) et coupe verticale (droite) dans un modèle à symétrie sphérique (*Iasp91*). Les télé-séismes échantillonnent un large domaine allant du massif Central à la plaine du Pô, d'ouest en est, et du bassin ligure aux Alpes suisses, du sud au nord.

La figure 4.17 présente une vue très schématique des variations de profondeur des discontinuités majeures du manteau supérieur d'après Thiriot (1995). Hors des zones de subduction, ces variations sont relativement faibles avec de grandes longueurs d'onde. Par contre au niveau des zones de subduction, la discontinuité à 410km semble généralement présenter une inflexion notable vers le haut tandis que celle à 660km s'enfoncerait de 30 à 50 km en moyenne.

En prenant en considération, pour le calcul des spectres de vitesse, toutes les fonctions de transfert quelle que soit la direction d'arrivée des ondes P, nous moyennons le milieu sous la station sur un diamètre d'environ 630 km pour la discontinuité à 670 km. Vu la longueur d'onde des variations de profondeur des interfaces du manteau, cette moyenne aura peu d'influence en dehors des zones de subduction. Par contre, pour des milieux plus hétérogènes nous risquons de défocaliser totalement les phases associées aux discontinuités. Dans ce cas, elle n'apparaîtront pas clairement sur les *VSS*.

Pour éviter cela, il est possible de calculer des spectres de vitesse pour un ensemble de données dépendant de l'azimut des arrivées. En divisant ainsi l'espace des azimuts, nous considérons des profils le long desquels nous évaluons les spectres. Dans ce cas, nous

éclairons des portions d'interface plus petites à chaque fois. Ainsi, pour la discontinuité à 660 km, nous réduisons la surface d'échantillonnage à 120 km de large. Cette approche devrait nous permettre d'observer les variations de profondeur des interfaces autour de la station sismologique. En revanche, il sera plus difficile de déterminer dans ce cas une profondeur absolue de ces discontinuités, les profondeurs estimées étant alors des valeurs relatives et la méthode de correction multicouche n'étant plus valable.

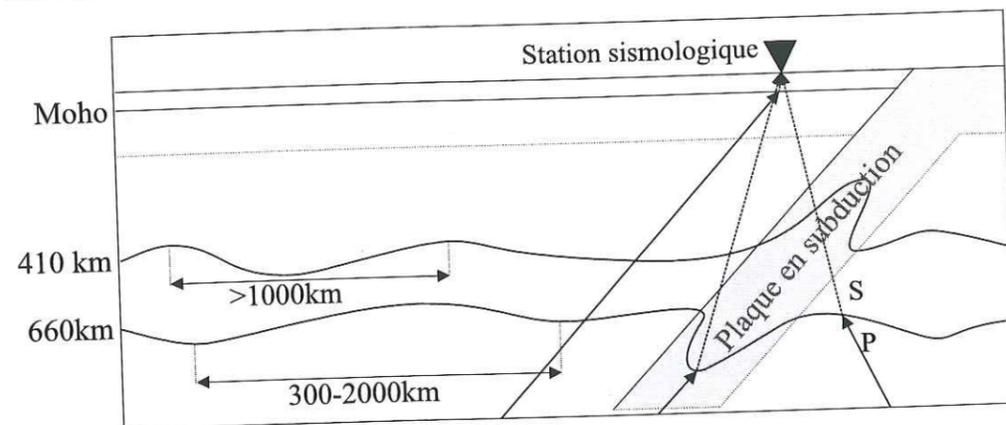


Figure 4.17: Variations latérales schématiques des discontinuités majeures du manteau supérieur d'après Thiriot, 1995. L'amplitude des ondulations des discontinuités à 410 et 670 km est estimée à 15-30 km, hors des zones de subduction, avec des longueurs d'onde comprises entre 300 et 2000km pour la discontinuité à 660 km. Les ondulations de la discontinuité à 410 km ne font pas l'unanimité. Leur longueur d'onde semble être supérieure à 1000km. Dans les zones de subduction, les variations de profondeur de ces discontinuités sont plus importantes avec des longueurs d'onde plus courtes.

## Chapitre 5

### Investigation lithosphérique

Le chapitre précédent présentait une méthode permettant de mieux connaître les structures du manteau supérieur. Malheureusement, cette méthode ne peut pas s'appliquer aux structures plus superficielles. En effet, dans ce cas, les courbes de correction dynamique ne permettent plus de contraindre la vitesse sismique des couches et donc également la profondeur. Pour déterminer la profondeur et la géométrie du Moho, il faut procéder différemment. Comme les phases converties *PS* sur le Moho ont un temps de propagation assez similaire quelle que soit l'incidence de l'onde *P* téléseismique, nous pouvons directement sommer les fonctions de transfert sans correction de temps préalable. Pourtant, selon la complexité de la géométrie crustale, cette sommation peut être caduque et une analyse selon la direction d'arrivée est nécessaire. D'autre part, pour accéder aux structures les plus fines, il est indispensable de considérer un contenu fréquentiel assez élevé allant au-delà de 1 Hz. Ces fréquences étant sensibles aux hétérogénéités latérales, il est nécessaire d'analyser la coda de l'onde *P* de manière à en extraire la composante diffractée.

#### 5.1 Inversion : la méthode d'Ammon

La méthode d'inversion décrite par Ammon *et al.* (1990) se basant sur les travaux d'Owens *et al.* (1984) concerne les fonctions de transfert longitudinales obtenues à une station sismologique isolée. Les auteurs cherchent à déterminer à partir des données la structure verticale moyenne sous la station.

Les 20-30 premières secondes des fonctions de transfert caractérisent la structure directement sous la station sismologique. Une onde *P* téléseismique se propage avec une vitesse de phase horizontale constante de l'ordre de 15 à 25 km/s (Ammon *et al.*, 1990). C'est pourquoi, nous pouvons considérer cette phase comme une onde plane, ce qui simplifie le calcul et l'inversion des fonctions de transfert. En considérant des formes d'onde de fréquence assez élevée, les fonctions de transfert sont sensibles aux structures très hétérogènes. Il est donc très intéressant d'analyser ces données. Selon Kennett (1986), une structure compliquée peut se décomposer en une structure de vitesse variant verticalement sur laquelle on ajoute des hétérogénéités latérales. Il est donc important de pouvoir modéliser la structure de vitesse à symétrie cylindrique avant d'analyser les variations

latérales de vitesse. Il y a ici une analogie avec la séparation par Forgues (1996) du modèle de vitesse exacte en un modèle de référence contenant les composantes spatiales basses fréquences et un modèle de perturbations regroupant les hautes fréquences spatiales.

La procédure utilisée pour l'inversion est semi-linéarisée. Elle se base sur une modélisation de fonctions de transfert synthétiques. Nous recherchons la structure de vitesse qui génère des fonctions de transfert proches de celles observées. Nous voulons donc minimiser la différence entre les fonctions de transfert longitudinales et les traces théoriques calculées en estimant certains paramètres de départ. La réponse théorique est obtenue par propagation de la matrice de Kennett (1983), contrairement à Owens *et al.* (1984) qui utilisent un tracé de rai basé sur une méthode développée par Langston (1977). Nous tenons ainsi compte, par un calcul très rapide, de la réponse entière du milieu. Ammon *et al.* (1990) améliorent donc la méthode mais conservent l'hypothèse d'un milieu latéralement homogène. D'autre part, ils intègrent dans l'inversion un algorithme de calcul de sismogrammes différentiels (Randall, 1989) rapide et efficace ainsi qu'une technique d'inversion empruntée à Shaw & Orcutt (1985). Ammon *et al.* aboutissent alors à une inversion plus rapide qui permet de surcroît l'introduction d'un certain lissage dans les synthétiques obtenus.

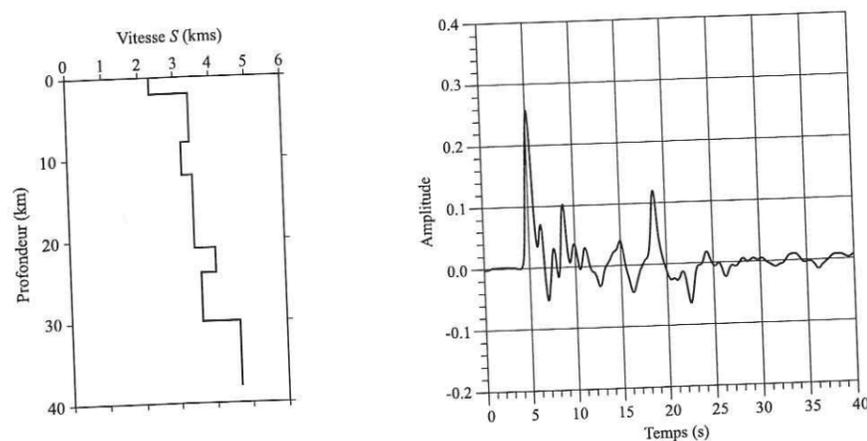


Figure 5.1: Synthétique calculé pour illustrer l'inversion de Ammon *et al.* (1990). La forme d'onde complète a été estimée en utilisant la propagation de la matrice de Kennett (Kennett, 1983). À gauche est représenté le profil de vitesse considéré et à droite se trouve la fonction de transfert associée. La structure choisie dérive de celle donnée sur la figure 1.5. Elle représente une croûte continentale moyenne (Lowrie, 1997).

Afin d'illustrer la méthode d'inversion, nous avons inversé une fonction de transfert synthétique. Cette fonction a été déterminée à partir d'un profil de vitesse moyen correspondant à une croûte continentale (Lowrie, 1997) (Fig. 5.1). Cette structure présente un premier saut de vitesse à 2 kilomètres de profondeur. Ce saut, assez important, correspond au passage de roches sédimentaires au socle. Le moho est placé à 30 km sous la surface. Ce profil de vitesse est marqué par une zone de moindre vitesse entre 8 et 12 kilomètres de profondeur et une zone de plus forte vitesse entre 21 et 24 kilomètres. Le

toit de cette zone correspond à la discontinuité de Conrad.

La fonction de transfert synthétique est calculée pour un paramètre de rai de 0.044 s/km, ce qui correspond à une distance épacentrale proche de 80°.

### 5.1.1 L'inversion semi-linéarisée

#### Procédure linéarisée

Le problème réside dans la traduction des informations contenues dans les fonctions de transfert en un modèle simplifié représentant la structure lithosphérique sous la station sismologique. Le problème direct peut s'exprimer sous la forme :

$$d_j = F_j[\mathbf{m}], \quad j = 1, 2, \dots, N \quad (5.1)$$

Nous utilisons la même notation qu'Ammon *et al.* (1990) : la série temporelle (fonction de transfert dans notre cas) de  $N$  points est notée  $d_j$  et  $F_j$  est l'opérateur nous permettant de passer des paramètres du milieu, formant un vecteur  $\mathbf{m}$  de dimension  $M$ , à la forme d'onde.

L'opérateur  $F_j$  est non linéaire et représente le calcul numérique des fonctions de transfert synthétiques. Afin de limiter le nombre de paramètres à inverser et profitant du fait que vitesse et profondeur sont couplées, le milieu est divisé en couches homogènes dont l'épaisseur est gardée fixe. Dans ces conditions, les fonctions de transfert sont essentiellement sensibles à la vitesse des ondes  $S$  dans les couches. La vitesse des ondes  $P$  dans le milieu ainsi que la densité ne jouent qu'un rôle secondaire (Owens *et al.*, 1984). Nous relierons alors la vitesse  $P$  à la vitesse  $S$  en se fixant un rapport de vitesse  $Rv$  tandis que la densité est déterminée par la loi de Birch. Le modèle est alors entièrement défini par les vitesses des ondes  $S$ . Nous avons ainsi le vecteur :

$$\mathbf{m} = \begin{pmatrix} V_1 \\ V_2 \\ \vdots \\ V_M \end{pmatrix}, \quad V_i \text{ est la vitesse des ondes } S \text{ dans la couche } i.$$

l'épaisseur des couches doit être assez fine afin de décrire le plus fidèlement possible la réalité. Pour des ondes de cisaillement de fréquence voisine de 1 Hz, la longueur d'onde dans la croûte est de 4 km. C'est pourquoi, il est vraisemblable qu'à partir de 1 km d'épaisseur, les couches influencent les fonctions de transfert.

En considérant un modèle  $\mathbf{m}_0$  proche du modèle vrai  $\mathbf{m}$ , nous pouvons linéariser l'équation 5.1 en appliquant un développement en série de Taylor autour de  $\mathbf{m}_0$  :

$$F_j[\mathbf{m}] = F_j[\mathbf{m}_0] + (\mathbf{D}, \delta\mathbf{m})_j + O\|\delta\mathbf{m}^2\| \quad (5.2)$$

avec,

$$D_{ik} = \frac{\partial R_k^{sym}}{\partial V_i}; \quad k = 1, \dots, N; \quad i = 1, \dots, M$$

Dans cette équation,  $(\mathbf{D}, \delta\mathbf{m})$  représente le produit matriciel entre  $\mathbf{D}$ , matrice des dérivées partielles de  $F$  en  $\mathbf{m}_0$  (c'est-à-dire les dérivées de  $R^{sym}$ , la fonction de transfert synthétique)

et  $\delta\mathbf{m}$ , vecteur correction du modèle. Les termes  $O\|\delta\mathbf{m}^2\|$  sont non-linéaires mais peuvent être éliminés en première approximation. Nous obtenons alors la relation :

$$(\mathbf{D}, \delta\mathbf{m})_j \simeq F_j[\mathbf{m}] - F_j[\mathbf{m}_o] . \quad (5.3)$$

Cette relation ayant pour inconnue  $\delta\mathbf{m}$ , elle n'est pas vraiment utilisable sous cette forme. D'après Shaw & Orcutt (1985), Ammon *et al.* (1990) la modifient en ajoutant de part et d'autre de l'égalité le produit matriciel  $(\mathbf{D}, \delta\mathbf{m}_o)_j$  :

$$(\mathbf{D}, \delta\mathbf{m})_j + (\mathbf{D}, \mathbf{m}_o)_j \simeq F_j[\mathbf{m}] - F_j[\mathbf{m}_o] + (\mathbf{D}, \mathbf{m}_o)_j \quad (5.4)$$

qui se simplifie en :

$$(\mathbf{D}, \mathbf{m})_j \simeq d_j - F_j[\mathbf{m}_o] + (\mathbf{D}, \mathbf{m}_o)_j . \quad (5.5)$$

En effet, comme le produit matriciel est distributif par rapport à l'addition nous avons :

$$(\mathbf{D}, \delta\mathbf{m})_j + (\mathbf{D}, \mathbf{m}_o)_j = (\mathbf{D}, \delta\mathbf{m} + \mathbf{m}_o)_j = (\mathbf{D}, \mathbf{m})_j .$$

La relation 5.5 est une simple équation matricielle de la forme  $A\mathbf{x} = \mathbf{b}$  dans laquelle le vecteur  $\mathbf{m}$  est désormais l'inconnue que nous recherchons. Ce changement d'inconnue nous permet d'appliquer des contraintes au modèle  $\mathbf{m}$  au cours de l'inversion. La résolution de ce système d'équations ne peut se faire que par la méthode des moindres carrés. La meilleure fonction coût est dans ce cas la norme  $L_2$ , c'est à dire que le système 5.5 est résolu en minimisant  $|\mathbf{m}^2|$ . Nous avons ainsi relié la minimisation de la norme de  $\mathbf{m}$  à la minimisation de l'écart entre le modèle vrai et le modèle estimé. Cette minimisation est faite en utilisant un processus itératif afin de limiter les erreurs liées à l'approximation linéaire. Ainsi, le résultat d'une inversion sert de modèle de départ à une inversion suivante. Le nombre d'itérations doit être fixé au cas par cas. Dans notre exemple synthétique, nous avons utilisé huit itérations. La figure 5.4b montre que l'écart entre la trace observée et la trace calculée diminue fortement entre le début de l'inversion et la seconde itération. Après quatre itérations, l'erreur RMS semble se stabiliser et la forme de la fonction de transfert synthétique ne varie quasiment plus.

Dans leur article de 1990, Ammon *et al.* analysent la non unicité de la solution de l'inversion temporelle des fonctions de transfert. Ils démontrent qu'il y a toujours plusieurs modèles qui satisfont aux données. Il est donc nécessaire de recourir à des informations indépendantes pour sélectionner le modèle convenable mais un autre critère peut être pris en compte : la simplicité du résultat. En effet, une trop grande complexité dans la structure n'étant pas envisageable, il est préférable d'éliminer d'emblée les modèles présentant des sauts de vitesse importants sur une épaisseur restreinte. C'est pourquoi, les auteurs introduisent un paramètre de lissage dans l'inversion qui permet de contrôler la variance de la solution. Leur approche n'élimine pas les discontinuités de premier ordre dans le modèle solution, mais lisse la courbe de vitesse sur l'ensemble de la structure 1D. Ce lissage diminue le nombre de degrés de liberté de l'inversion et augmente l'écart entre la solution et la fonction de transfert inversée. Plus le lissage est faible et plus la trace résultat sera proche de la trace inversée. Ce phénomène peut être observé sur la figure 5.2. Plus le facteur de lissage est grand, plus la fonction de transfert solution de l'inversion

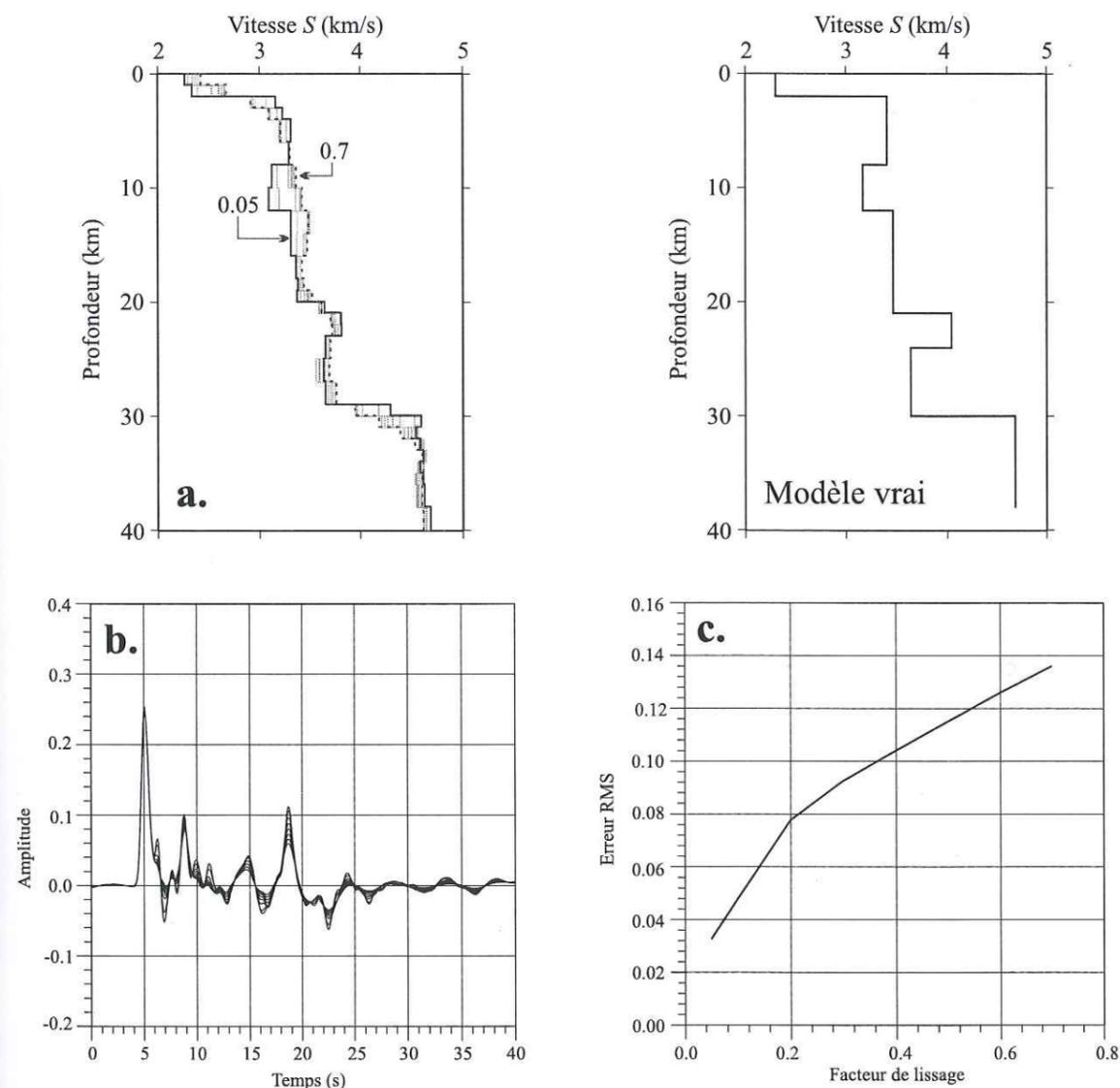


Figure 5.2: Test du facteur de lissage. Nous avons calculé l'inversion à partir d'un même modèle de départ en utilisant des lissages différents à chaque fois. Les facteurs de lissage sont successivement de (0.05, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6 et 0.7) pour des valeurs plus faibles ou plus fortes, l'inversion ne converge pas. a. : les modèles solutions obtenus. b. : les fonctions de transferts associées. c. : évolution de l'erreur RMS en fonction du facteur de lissage.

est lissée et plus elle s'éloigne de la trace à inverser. Avec le lissage le plus fort, la zone à faible vitesse n'est pas retrouvée et la zone de forte vitesse est à peine esquissée. D'autre part avec un tel lissage, les sauts de vitesse les plus importants, comme la discontinuité à 2 kilomètres de profondeur et le Moho, se traduisent dans l'inversion par un gradient de vitesse et non plus une discontinuité franche. L'inversion utilisant le lissage le plus faible aboutit à un modèle dans lequel les caractéristiques principales du milieu sont retrouvées voir même exagérées. Les lissages intermédiaires permettent d'obtenir des solutions intermédiaires.

L'inversion est calculée à partir d'un modèle initial. Ce dernier doit être *proche* du vrai modèle afin de valider le développement en série de Taylor (eq. 5.2). Comme la technique utilisée ici ne permet pas d'éliminer la dépendance du résultat au modèle de départ utilisé, selon le modèle initial considéré, la solution de l'inversion ne sera pas la même. C'est pourquoi, afin de tester la non unicité de la solution, nous suivons ce qu'Ammon *et al.* (1990) préconisent en calculant l'inversion non pas pour une seule fonction de départ, mais pour une famille de fonctions.

### Génération d'une famille de modèles initiaux

La solution unique n'existant pas, l'inversion est calculée à partir d'un ensemble de modèles initiaux. Ces modèles sont générés par perturbation d'un modèle de référence. Cette perturbation se fait en deux étapes. Chaque modèle fils est déduit du modèle de base en ajoutant tout d'abord au vecteur  $\mathbf{m}_r$ , un vecteur dérivé d'une fonction polynomiale de puissance 3 de la profondeur. Les coefficients de la fonction polynomiale sont ajustés afin d'obtenir le maximum désiré de perturbation. Le deuxième terme de modification du modèle de référence est construit aléatoirement. En cela, l'inversion établie par Ammon *et al.* (1990) se rapproche des méthodes de type Monte-Carlo. Ces méthodes sont basées sur un tirage au hasard de la solution dans l'espace des modèles. Le nombre de tirages doit être suffisamment important pour trouver un modèle qui minimise la fonction coût, c'est-à-dire l'estimateur de proximité entre le signal synthétique calculé et le signal réel. Ces méthodes sont particulièrement indiquées quand le problème direct est fortement non linéaire et quand la fonction coût possède des minimums secondaires (Courboulex, 1995). L'amplitude de la perturbation aléatoire est liée à celle de la perturbation apportée par la fonction polynomiale. Le  $i^{\text{ème}}$  modèle de départ découle donc du modèle de référence par la relation :

$$\mathbf{m}_{v,i} = \mathbf{m}_r + d\mathbf{m}_{p,i} + d\mathbf{m}_{a,i}; \quad \|d\mathbf{m}_{a,i}\| = \frac{\|d\mathbf{m}_{p,i}\|}{a}$$

La figure 5.3 présente 24 modèles initiaux. Ces profils de vitesse dérivent du profil illustré dans le diagramme à droite de la figure. Dans ce cas, nous avons ajouté au modèle de référence une perturbation décrite par une fonction polynomiale dont le maximum d'amplitude est 0.5 km/s et une perturbation aléatoire dont la variance du vecteur est de 0.1 km/s. La méthode génère des modèles tous différents entre eux mais reliés tout de même à un modèle de base. Agissant de cette manière, nous parcourons l'espace des modèles au voisinage d'un modèle particulier. Si le modèle de référence est bien choisi selon des contraintes connues *a priori* (profils de sismique réfraction ou gravimétrique, par

exemple), nous avons de bonnes chances de trouver un modèle de départ suffisamment proche du modèle vrai pour que l'inversion soit correcte.

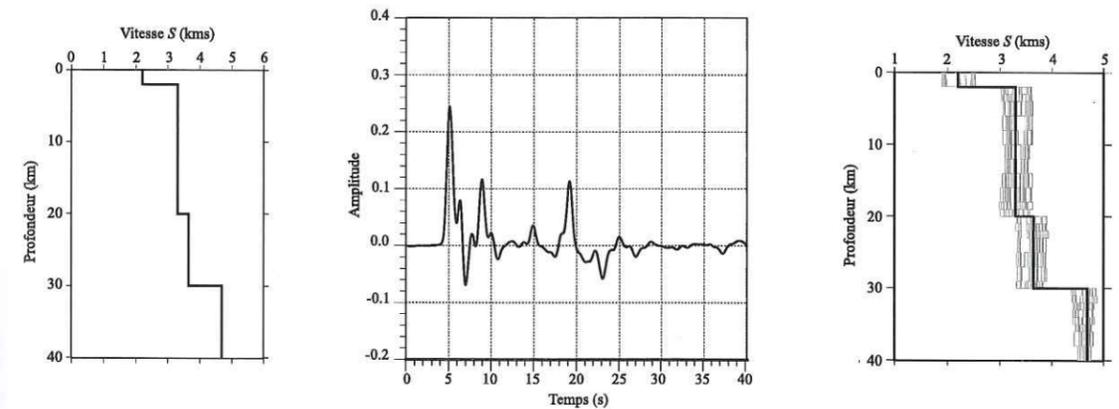


Figure 5.3: Modèle de référence utilisé dans l'inversion. À gauche se trouve le profil de vitesse de référence, au milieu la fonction de transfert associée et à droite la famille de modèles de départ dérivant du profil de gauche.

### 5.1.2 Discussion

La figure 5.4 résume les étapes majeures dans le calcul de l'inversion. À partir d'un modèle de référence, nous calculons une famille de modèles de départ (Fig. 5.4a). Ensuite, pour chaque modèle initial plusieurs itérations sont nécessaires pour arriver à une inversion minimisant l'écart entre la fonction de transfert calculée et celle observée (Fig. 5.4b). Finalement, nous choisissons parmi les erreurs RMS les plus faibles (*i.e.* : les inversions numéro 3,4,5,6,9,10,11,12,13,19 et 21), la ou les solution(s) les plus réalistes (Fig. 5.4c). Cette sélection ne peut se faire sans *a priori* provenant d'observations indépendantes.

Les tests synthétiques prouvent qu'il existe une ambiguïté entre profondeur des interfaces et vitesse moyenne du milieu. En effet, la position des pics dans les fonctions de transfert est essentiellement fonction de la vitesse des ondes  $S$  au-dessus des interfaces correspondantes et de la profondeur de ces interfaces. Il est alors impossible de séparer ces deux paramètres.

Prenons par exemple une couche reposant sur un demi espace homogène. Pour une arrivée verticale sous la station, la différence de temps d'arrivée entre l'onde  $P$  et l'onde convertie sur l'interface s'écrit (cf. equation 4.3) :

$$\Delta T_{P_{s0}}(V_S, z) = \frac{z(Rv - 1)}{V_S Rv}$$

Cette équation montre clairement que si le rapport  $z/V_S$  est gardé constant, il existe une famille de couples  $(z, V_S)$  entraînant le même délai  $\Delta T_{P_{s0}}$ . Théoriquement, il existe donc une infinité de solutions possibles. Ceci est encore plus vrai quand on considère des milieux multicouches. C'est pourquoi, la surface de la fonction coût dans l'espace des modèles est si complexe et possède de nombreux minima secondaires. La figure 5.5 illustre

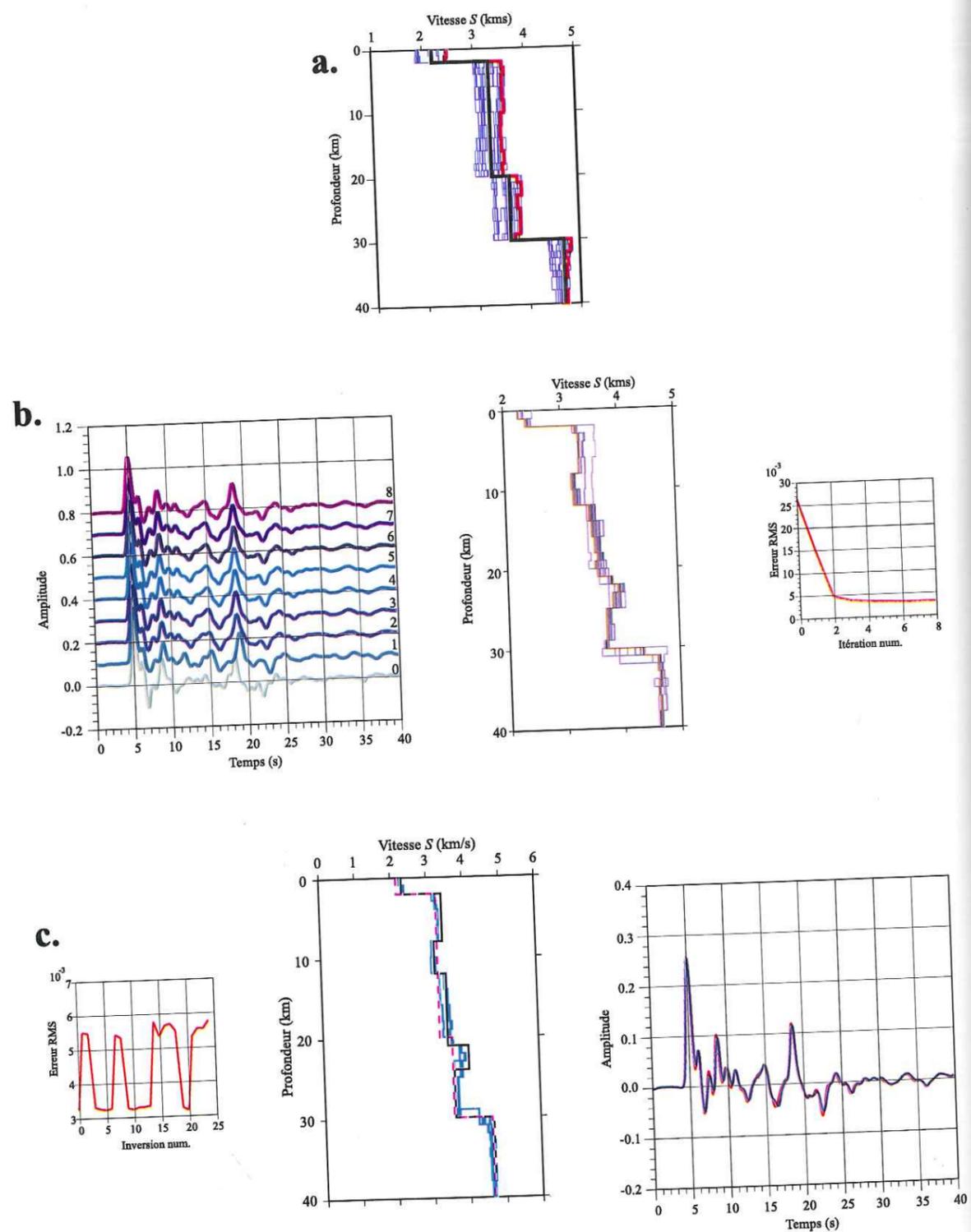


Figure 5.4: Étapes clés de la procédure d'inversion. a.: Famille de départ. Le modèle de référence est dessiné en trait épais noir. b.: Les huit itérations calculées à partir du modèle de départ représenté en rouge sur (a.). À gauche nous avons reporté les traces solutions, au milieu les profils associés et à droite l'évolution de l'erreur RMS au court des itérations. c.: Les meilleurs résultats de l'inversion sont regroupés sur le profil de vitesse du centre. Le graphique de droite montre l'excellent accord entre les erreurs RMS associées aux 24 inversions.

cette complexité. D'après Ammon *et al.* (1990), l'ambiguïté entre la profondeur des interfaces et la vitesse relative du milieu ne peut être levée car la technique est basée sur des ondes se propageant quasi-verticalement sous les stations. La gamme d'incidence des ondes sismiques est trop faible pour permettre une séparation claire des deux paramètres.

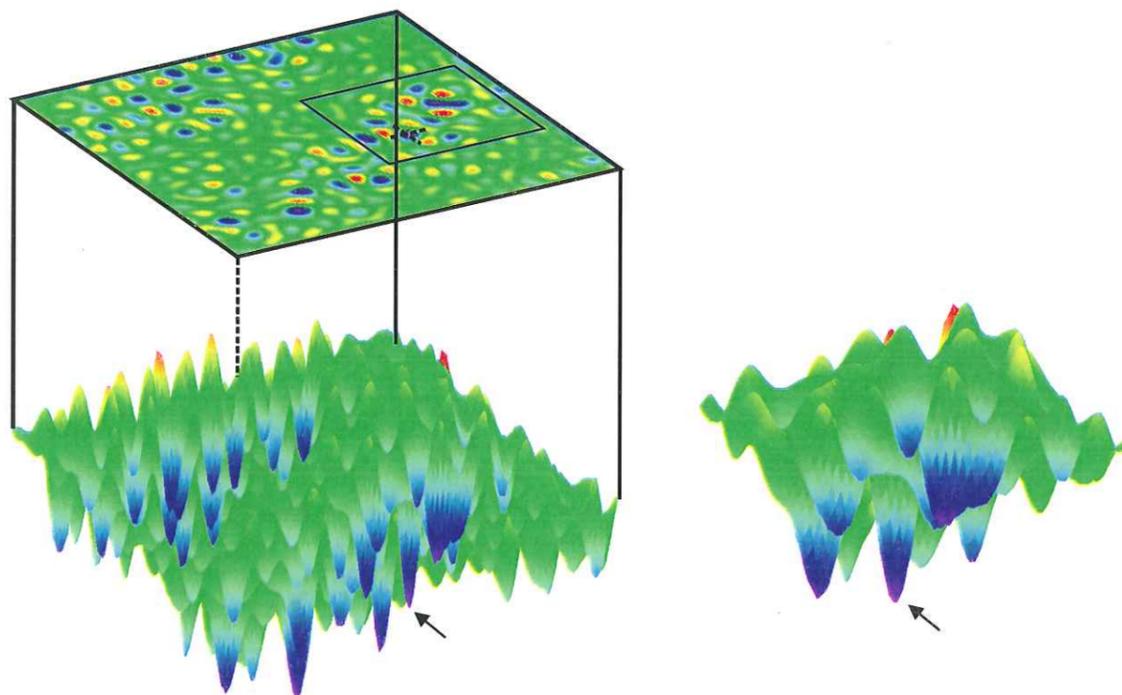


Figure 5.5: Illustration de la surface de la fonction coût type dans une inversion de fonction de transfert. En considérant un domaine plus restreint de l'espace des modèles autour du modèle vrai (marqué par une croix et les flèches), l'inversion aboutit plus facilement à une solution correcte. Moins le domaine d'inversion est étendu autour du modèle vrai et plus l'inversion est facile.

Afin de limiter le problème de l'ambiguïté vitesse-profondeur, Ammon *et al.* (1990) proposent une inversion semi-linéarisée. En effet, la méthode combine un processus linéaire et une inspection aléatoire de l'espace des modèles dans un domaine restreint autour d'une référence. Afin de diminuer la dimension de l'espace des modèles, nous limitons l'inversion à la recherche des solutions tabulaires décrites uniquement par la vitesse des ondes  $S$  dans les couches. Par contre, pour ne pas limiter excessivement le nombre de solutions possibles il faut décomposer le milieu en un nombre de couches suffisamment grand. L'épaisseur des couches pouvant être très faible, c'est-à-dire de l'ordre du kilomètre. Il s'agit alors de trouver un bon compromis entre le nombre de couches homogènes le long du profil et la taille de l'espace des modèles inspecté. Plus le modèle de référence est proche de la solution et moins le nombre de couches homogènes doit être grand.

Nous pouvons, à juste titre, penser que quel que soit le modèle de référence choisi, la procédure d'inversion va aboutir à une solution minimisant la fonction coût de manière

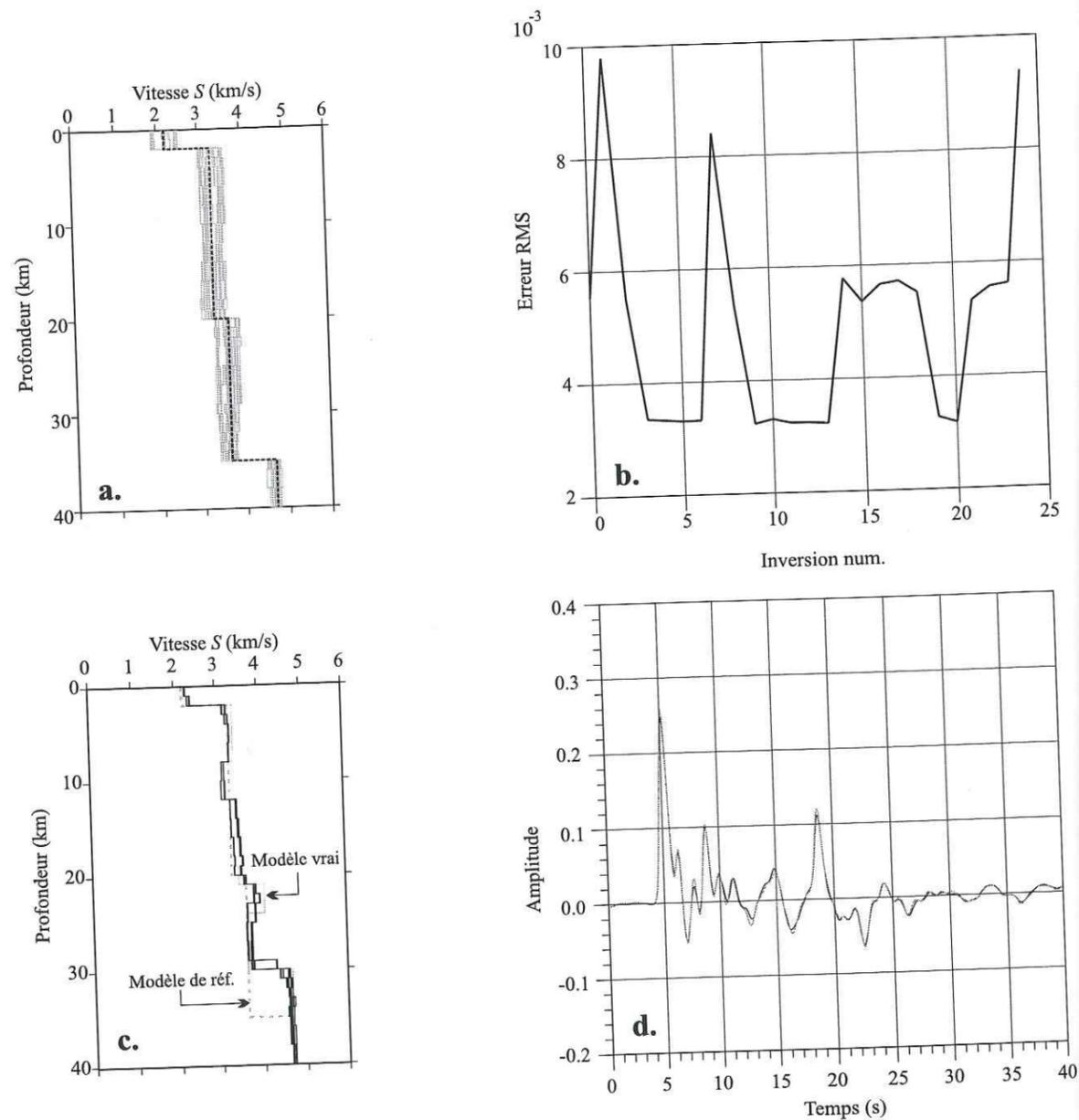


Figure 5.6: Inversion de la fonction de transfert de la figure 5.1 en considérant un modèle de référence plus éloigné du modèle vrai. a. : Modèle de référence (en pointillés) et famille de modèle en découlant. b. : Erreur RMS associée à chaque inversion (24 inversions). c. Meilleurs profils trouvés. d.: Écart entre la fonction de transfert inversée et la meilleure solution.

satisfaisante. C'est-à-dire, qu'il existe au moins un minimum de la fonction coût dans le voisinage de n'importe quel point de l'espace des modèles. Ainsi, il est obligatoire de prendre un modèle de référence dont l'écart avec la réalité est faible afin de non seulement justifier la linéarisation mais aussi pour éviter les mauvaises solutions.

Afin de tester l'influence du choix du modèle de référence dans la solution, nous avons inversé une nouvelle fois la trace de la figure 5.1. Nous sommes partis cette fois d'un modèle moins proche du modèle vrai que lors de la première tentative. Le profil de base est représenté sur la figure 5.6a. La profondeur du Moho est dans ce cas portée à 35 kilomètres, soit cinq kilomètres de plus que pour le modèle vrai. L'inversion est calculée en tenant compte d'un facteur de lissage de 0.05. Comme le suggère les erreurs RMS de la figure 5.6b, l'écart entre la trace vraie et la solution de l'inversion est très faible (Fig. 5.6d). Les profils solutions donnant les meilleurs écarts RMS sont montrés sur la figure 5.6c. La solution n'est pas éloignée de celle obtenue lors de la première inversion. La profondeur réelle du Moho est bien retrouvée ainsi que les zones de moindre et forte vitesse.

Ainsi, dans ce cas, la densité des minima de la fonction coût est suffisamment faible pour permettre de retrouver la bonne solution malgré un profil de référence éloigné de la réalité.

Nous avons pris le parti d'Ammon *et al* (1990) pour l'inversion temporelle de la forme des fonctions de transfert longitudinales. La méthode d'inversion est suffisamment rapide pour permettre le calcul simultané à partir d'une famille de modèles initiaux. Ceci nous permet d'analyser la non unicité de la solution. Le nombre de paramètres décrivant le modèle est trop grand dans ce cas (généralement les milieux sont décomposés en couches homogènes dont le nombre varie entre 20 et 30) pour envisager une inversion purement non linéaire.

Cependant de nouvelles inversions basées sur des processus non linéaires commencent à voir le jour. Pour les réaliser, leurs auteurs ne gardent plus fixe l'épaisseur des couches homogènes constituant les modèles. Les milieux sont alors paramétrés en utilisant des couples de variables vitesse-épaisseur. Pour ce faire, ils ne conservent qu'un minimum de couches : leurs modèles sont décomposés en 4 à 8 couches uniquement.

Ainsi, Sandvol *et al* (1998) se basent sur une recherche de grille pour inverser des fonctions de transfert obtenues à des stations sismologiques situées en Afrique du Nord et au Moyen Orient. Ces auteurs ont préféré cette méthode aux techniques impliquant un algorithme génétique (Zhao & Frohlich, 1996) ou un recuit simulé estimant que l'utilisation de ces dernières ne garantit pas de trouver la solution minimisant le mieux la fonction coût. Dans leur étude, Sandvol *et al* (1998) inversent les fonctions de transfert pour retrouver un milieu à cinq couches sur un demi-espace homogène. Ils calculent, avec une méthode similaire à celle utilisée par Ammon *et al.* (1990), des fonctions de transfert synthétiques pour une gamme de modèles. Ces modèles sont construits en faisant varier la vitesse des ondes  $S$  et l'épaisseur de chaque couche dans un intervalle borné. Le modèle solution est celui dont la fonction de transfert est la plus proche, au sens des moindres carrés, de la trace observée. Comme pour la méthode dont nous nous servons, il est obligatoire dans cette méthode d'avoir des *a priori* pour limiter la taille des intervalles dans lesquels varient les paramètres afin de réduire le nombre de calcul direct et donc de diminuer le temps de calcul.

Sandvol *et al* (1998) présentent également une courte comparaison entre la méthode

d'Ammon *et al* (1990) et leur technique pour nous convaincre que dans les cas complexes, leur inversion donne de meilleurs résultats. D'autre part, ils confirment que dès que le modèle de départ diverge trop du modèle vrai, la solution de l'inversion linéarisée s'éloigne de celle obtenue par leur méthode. Une conclusion importante de leurs travaux, nous révèle que la solution de l'inversion selon la technique de recherche de grille est indépendante d'un quelconque modèle initial. Par contre en observant les synthétiques calculés à partir des modèles solution de leur inversion, on s'aperçoit que l'écart avec les fonctions de transfert réelles reste grand.

Une étude plus récente encore présente une nouvelle inversion se basant sur la recherche d'un ensemble de modèles échantillonnant correctement la région de l'espace des paramètres présentant un bon accord avec les traces à inverser (Sambridge, 1999). Cette nouvelle technique porte le nom d'algorithme de voisinage et discrétise l'espace des paramètres à l'aide de cellules de Voronoi. La méthode est encore trop récente et avoir des applications en nombre suffisant pour permettre une évaluation correcte de ses capacités.

## 5.2 Analyse des polarisations : détermination de la direction de pendage des interfaces.

Dans l'inversion des fonctions de transfert selon la technique développée par Ammon *al* (1990), le milieu sous la station est considéré comme isotrope et l'interprétation des sismogrammes est donnée en termes de couches tabulaires. Lorsque les discontinuités de vitesse sismique ne sont pas planes sous le point d'enregistrement, on voit apparaître de l'énergie sur la composante transverse. Ainsi, pour étudier les variations latérales des structures crustales il est de coutume d'analyser les composantes transverses des fonctions de transfert (Langston, 1977; Owens & Crosson, 1988; Cassidy, 1992; Zhu *et al.*, 1995).

### 5.2.1 Fonctions de transfert synthétiques

Nous allons illustrer l'influence du pendage des couches à l'aide de fonctions de transfert synthétiques. Pour cela, nous avons légèrement modifié le programme déjà utilisé dans le chapitre 3. En utilisant le tracé de rai 3D, nous modélisons directement les fonctions de transfert. Ceci nous évite une déconvolution superflue. Le programme permet en outre de considérer des interfaces pentées. Le modèle est défini dans le code en termes de couches horizontales ou non, séparées par des interfaces planes. Les couches reposent sur un demi-espace homogène. Le programme permet également de tenir compte d'un gradient de vitesse à l'intérieur des couches. Pour chaque couche, nous définissons les vitesses des ondes  $P$ , le rapport de vitesse  $V_P/V_S$ , la densité et l'épaisseur de la couche. Chaque interface est caractérisée par son inclinaison et sa direction de pendage. Les composantes verticales, longitudinales et transverses des sismogrammes synthétiques sont calculées en spécifiant l'azimut d'arrivée des ondes sous la structure ainsi que l'angle d'émission à la source. Le programme étant basé sur un tracé de rai, il faut préciser et définir le trajet des phases. Ceci nous permet de sélectionner certaines phases et autorise donc un calcul

et une interprétation simplifiés puisque la forme d'onde complète n'est pas estimée.

Le modèle utilisé est très simple : il est constitué uniquement de deux couches homogènes. La première discontinuité, à quinze kilomètres sous la station, est plane tandis que la plus profonde, à quarante kilomètres, est pentée de quinze degrés vers le nord. Les quinze premiers kilomètres forment une couche dans laquelle la vitesse des ondes  $P$  est de 5.80 km/s. La première discontinuité marque un saut de vitesse de 1.04 km/s tandis que le saut de la seconde est de 1.16 km/s (Fig 5.7a). La figure 5.7b présente les composantes longitudinales et transverses des fonctions de transfert obtenues pour différentes directions d'arrivée de l'onde  $P$  à partir de ce modèle. Le paramètre de rai est constant et vaut 6.86 s/deg ce qui équivaut à une distance épacentrale de 60°. Cinq phases ont été prises en considération :

- L'onde  $P$  directe, notée  $P$  sur la figure;
- La phase convertie  $PS$  sur la discontinuité horizontale (H);
- La phase convertie  $PS$  engendrée par l'interface pentée (D);
- La réverbération entre la surface libre et l'interface pentée  $P2p1s^1$  ( $D'$ );
- Et la réverbération entre la surface libre et l'interface pentée  $P1p2s^1$  ( $D''$ ).

### 5.2.2 Conséquence de l'inclinaison des interfaces sur les fonctions de transfert

La forme des fonctions de transfert associées à une structure non tabulaire est fonction non seulement de la distance épacentrale, mais aussi de l'azimut d'arrivée des ondes (appelé également azimut à la station ou backazimut).

#### Variations azimutales

La figure 5.7b permet de vérifier que la composante transverse des phases converties sur une interface pentée n'est pas nulle. En effet, contrairement à la phase H, les phases D,  $D'$  et  $D''$  peuvent s'observer sur cette composante. D'autre part, on remarque également que l'interface pentée entraîne une déviation notable de la phase  $P$  directe par rapport au plan source-station. Elle apparaît ainsi sur la composante transverse.

L'amplitude, la polarisation de la composante transverse et le temps d'arrivée des ondes converties sur la discontinuité pentée varient très clairement en fonction de la direction source-station. Au contraire, le temps d'arrivée et l'amplitude de la phase H ne dépendent pas de ce facteur.

Ces variations en fonction de la direction de propagation des ondes  $P$  sous la station ont une forme sinusoïdale. Comme l'ont observé plusieurs études antérieures (voir par exemple Korsarev *et al.*, 1984; Owens & Crosson, 1988; Cassidy, 1992; Girardin & Farra, 1998), la période de la sinusoïde est de  $2\pi$  radians.

*Amplitudes sur la composante longitudinale :* L'onde  $P$  convertie  $S$  sur l'interface horizontale ne présente pas une variation significative selon l'azimut. L'amplitude de la

<sup>1</sup>voir le chapitre précédent pour les conventions de notation des réflexions multiples.

phase D est maximum lorsque l'onde P arrive à la station par le nord, c'est-à-dire avec un azimut nul, et minimum lorsque l'onde P arrive à la station par le sud (azimut de 180 degrés). Dans le premier cas, l'onde P se propage dans le sens de la montée de la pente de l'interface générant l'onde D tandis que dans le deuxième, l'onde P se propage dans le sens de la descente. Cette phase se traduit par un pic positif sur la fonction de transfert quel que soit l'azimut. Il faut noter que malgré des interfaces au travers desquelles les sauts de vitesse sont voisins, l'amplitude de la phase D sur la composante longitudinale de la fonction de transfert est presque toujours supérieure à celle du pic associé à l'onde H.

La phase D'' suit la même évolution que la phase D. Par contre, sa polarisation est inverse et la variation d'amplitude est plus grande. Quant à l'onde D', son amplitude est maximum lorsque l'amplitude de la phase D est minimum et réciproquement, elle est minimum lorsque celle de la phase D est maximum. L'amplitude du pic principal varie également. L'évolution suit celle des phases D et D''.

*Polarisations sur la composante transverse :* La phase H n'apparaît pas clairement sur la composante transverse des fonctions de transfert. Les phases P, D' et D'' ont la même polarisation qui est opposée à celle de l'onde P convertie S sur l'interface pentée (D).

Pour les azimuts nul et 180°, c'est-à-dire lorsque la direction source-station est dans la ligne de plus grande pente de l'interface, la composante transverse de la fonction de transfert est nulle. Entre 0 et 180 degrés, la composante transverse est positive pour les phases P, D' et D'', tandis qu'elle est négative pour la phase D. De 180 à 360 degrés nous observons la réciproque.

Certaines polarités ont été rapportées sur un diagramme (Fig. 5.7c) qui permet de mieux observer leur répartition selon l'azimut à la station. Ce graphique illustre bien le partage de l'espace des directions source-station en deux parties séparées par la direction de pendage. À droite de la direction de pendage (qui correspond ici aux azimuts compris entre 0 et 180 degrés) la polarité de la phase P est négative tandis que celle de la phase convertie PS sur la discontinuité pentée est négative. À gauche de cette direction, c'est l'inverse qui est observé.

*Délais entre les phases converties et l'onde P :* La figure 5.7b permet d'avoir un aperçu de l'évolution des temps d'arrivée des différentes phases en fonction de la direction de propagation de l'onde P sous la structure considérée. Les variations étant plus importantes pour les réflexions multiples, c'est pour les phases D' et D'' qu'il est plus facile d'observer les décalages des temps d'arrivée. Il faut se reporter à la figure 5.8 pour mieux constater que toutes les phases (H, D, D' et D'') ont un temps d'arrivée qui dépend de l'azimut.

Les variations relevées pour les ondes liées à la discontinuité pentée sont en phase. Le décalage entre l'onde P et l'onde convertie sur la discontinuité horizontale montrent une variation en opposition de phase par rapport aux délais des trois autres ondes. L'écart de temps entre l'arrivée la plus rapide et l'arrivée la plus lente des phases H est inférieur à 0.04 secondes. Comme le pas d'échantillonnage de nos séries temporelles est de 0.05 secondes, ce décalage est trop faible pour pouvoir être détecté. Le pendage de l'interface affecte

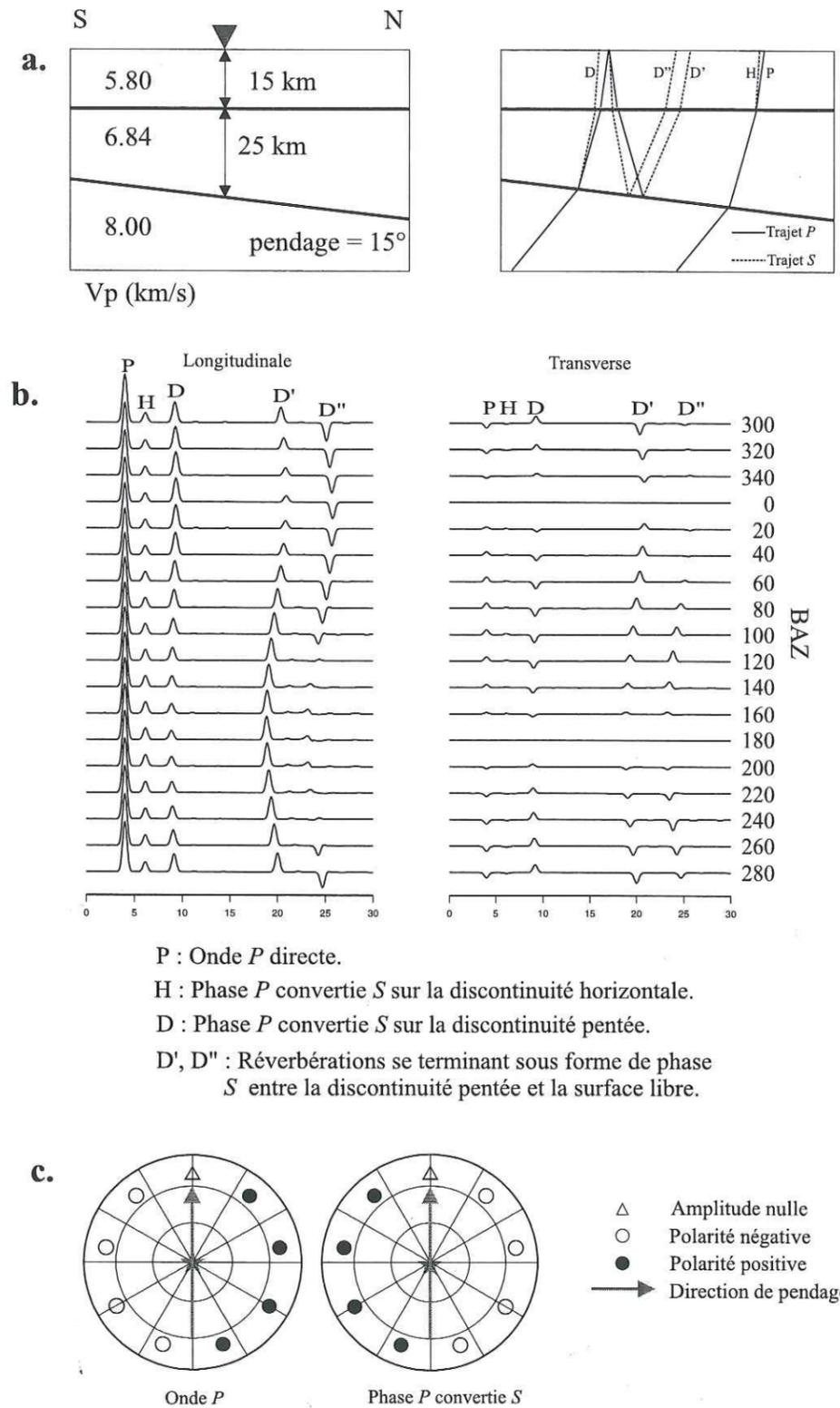


Figure 5.7: Fonctions de transfert synthétiques. (a.) Le modèle utilisé contient deux discontinuités. La plus profonde des deux est pentée de 15° vers le nord. (b.) Variations azimuthales des fonctions de transfert longitudinale et transverse. L'azimut à la station (BAZ) est indiquée à droite des composantes. Les fonctions de transfert sont calculées avec un paramètre de rai constant égal à 6.86 s/deg.

050 035711 1

plus significativement les phases D, D' et D". En effet les écarts de temps maximums observés sont de 0.47, 2.04 et 2.50 secondes pour les phases D, D' et D" respectivement.

### Variations en fonction de la distance épacentrale

Pour des milieux composés d'une série de couches isotropes, homogènes et planes, nous avons déjà vu que le temps d'arrivée des principales phases converties aux interfaces ne varie pas beaucoup quelle que soit la distance épacentrale, pour peu que l'on se limite à la croûte. Avec des interfaces pentées, ce n'est plus le cas. L'amplitude des phases ainsi que leur temps d'arrivée dépend alors de l'éloignement entre la source et la station sismologique. La figure 5.9 illustre ce phénomène. Pour les quatre ondes H, D, D' et D" nous avons représenté le délai entre les phases et l'onde P (c'est-à-dire les décalages, observés sur les fonctions de transfert, entre les pics secondaires et le pic principal) en fonction du paramètre de rai associé à l'onde P. Dans chaque cas, nous considérons deux directions privilégiées en fixant le backazimut des sources. Ainsi nous tenons compte successivement de séismes situés sur un profil au nord de la station puis au sud. Les deux profils sont parallèles à la ligne de plus grande pente de la discontinuité inclinée. Pour la phase H, l'évolution du temps d'arrivée selon le paramètre de rai ne dépend pas de la direction de propagation considérée. Ainsi, les courbes du graphique correspondant à cette phase sont équivalentes pour les deux directions nord et sud.

Par contre, pour les trois autres phases, les courbes de délai diffèrent selon la direction du rai sous la structure. Une fois de plus, c'est pour les réflexions multiples que les différences sont les plus nettes. Quand le paramètre de rai grandit, c'est-à-dire quand la distance épacentrale diminue, le décalage entre l'onde P et la phase convertie PS simple notée D augmente tandis qu'il diminue pour les phases D' et D". Cette tendance est vraie quelle que soit la direction d'arrivée sous le milieu mais elle est plus accentuée pour les ondes issues de sources situées au nord de la station dans le cas D et pour les ondes issues de sources situées au sud pour les deux autres cas.

### 5.2.3 Conclusion

Comme Cassidy (1992) l'a justement montré, l'inclinaison d'une discontinuité sous une station sismologique a principalement trois effets sur les fonctions de transfert déterminées à cette station.

- Les amplitudes et les temps d'arrivée des phases converties sur l'interface pentée dépendent non seulement de la distance épacentrale mais aussi de la direction d'arrivée de l'onde P sous le milieu. Les ondes P se propageant selon la direction de montée de la pente de l'interface génèrent des ondes P converties S ayant les amplitudes les plus fortes et les temps d'arrivée les plus grands. Celles qui se propagent dans le sens de la descente de la pente sont à l'origine des phases PS ayant les amplitudes les plus faibles et les temps d'arrivée les plus courts. Il en est de même pour les phases P1p2s, mais l'amplitude des phases P2p1s varie en sens opposé.
- L'amplitude de l'onde P directe sur la composante longitudinale des fonctions de transfert est fonction de l'azimut d'arrivée des ondes sous la station. D'après Cassidy (1992), ceci est d'autant plus marqué que le pendage de la discontinuité est fort ou

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 : phalour@ujf-grenoble.fr

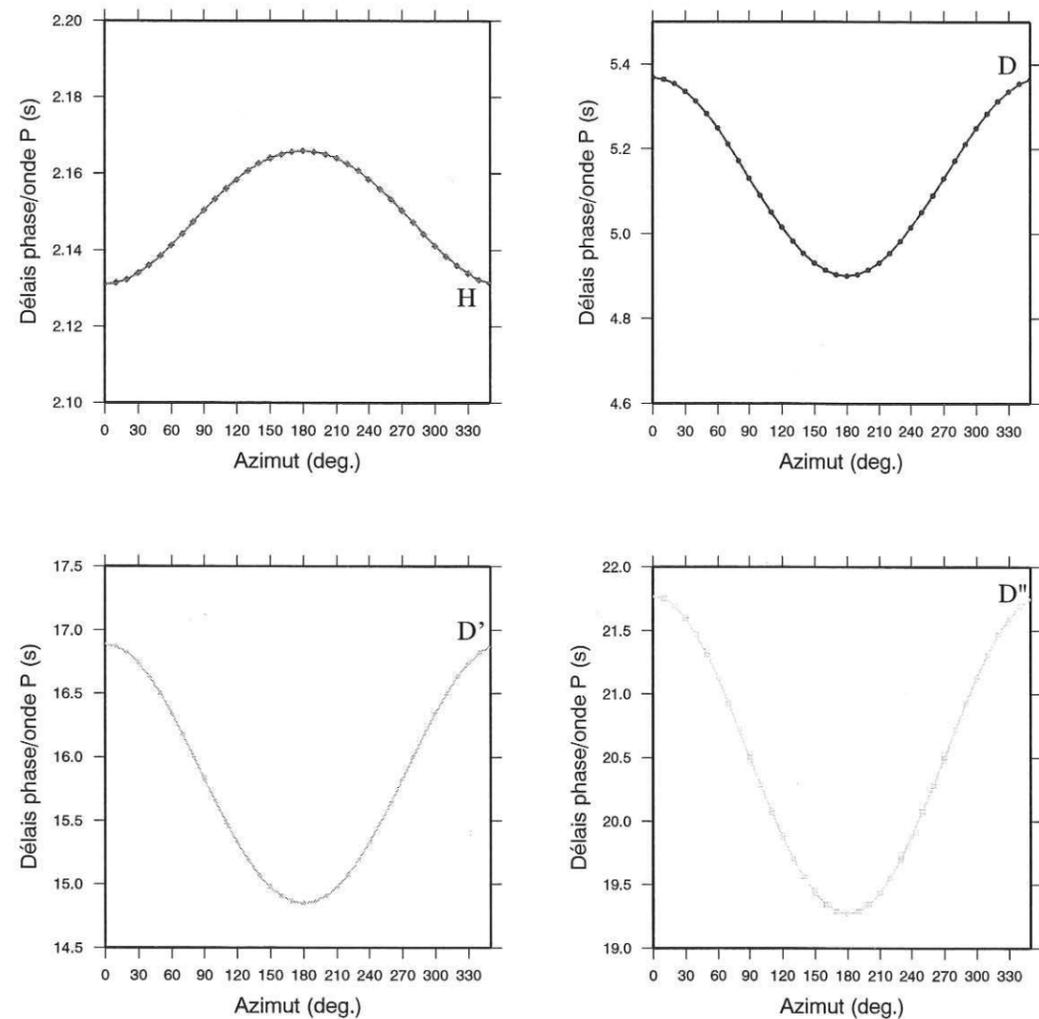


Figure 5.8: Temps d'arrivée des phases converties en fonction de l'azimut d'arrivée de l'onde P. Se référer au texte pour le nom des phases.

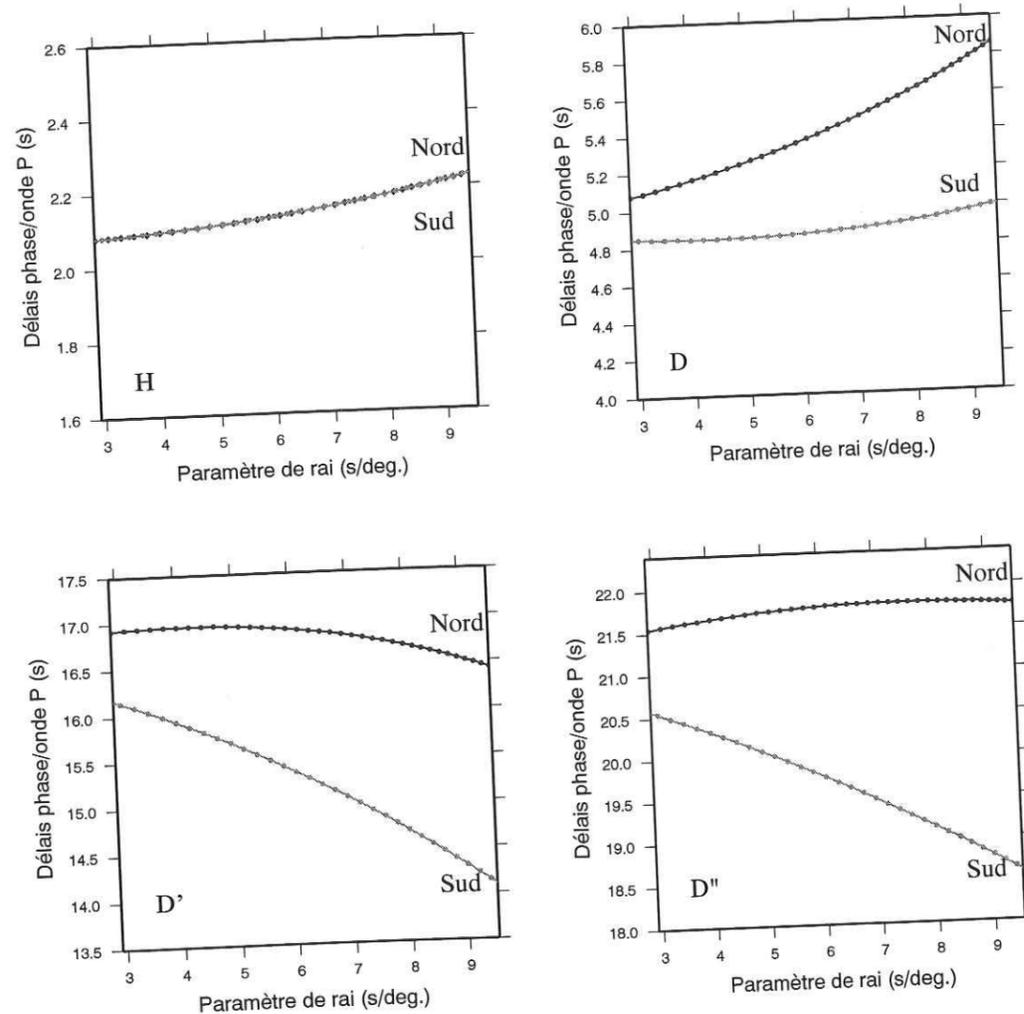


Figure 5.9: Hodochrones synthétiques des phases converties en présence d'une interface pentée. La nomenclature des phases est celle adoptée dans le texte. Deux cas sont représentés : dans le premier les ondes arrivent à la station par le nord (en bleu), dans le second elles arrivent par le sud (en rose).

que le contraste de vitesse au passage de l'interface est prononcé. L'amplitude de l'onde sur la composante longitudinale est plus grande pour les phases se propageant dans la direction de montée que pour celles se propageant dans l'autre sens.

- Le pendage de l'interface dévie les ondes  $P$  et  $S$  du plan source-station (c'est-à-dire du plan verticale-longitudinale), ce qui entraîne l'apparition d'une composante transverse du mouvement du sol non négligeable. La forme de cette composante dépend de l'azimut. Elle est nulle pour des azimuts coïncidant avec la ligne de plus grande pente de l'interface. Cette direction partage en outre l'espace des azimuts en deux parties caractérisées par une polarisation différentes des phases  $P$ ,  $PS$  et des réverbérations. Il faut noter également que l'onde convertie sur l'interface horizontale au-dessus de la discontinuité non pentée ne présente pas de composante transverse significative. Cassidy (1992) a observé le même phénomène pour une interface horizontale située en dessous d'une interface pentée.

L'étude d'interfaces pentées nécessite une couverture azimutale de bonne qualité afin d'éviter les mauvaises interprétations. La méthode la plus directe est d'observer la polarisation transverse des phases majeures de la coda de l'onde  $P$  en fonction de la direction d'arrivée de celle-ci. En effet, avec des enregistrements réels, les phases les mieux exprimées sont celles qui ont fait le trajet le plus court : les phases  $P$  converties  $S$  simples. Les réverbérations sont effectivement plus sensibles aux hétérogénéités latérales car elles échantillonnent le milieu sous la station de façon plus large. D'autre part, les variations d'amplitude et de temps d'arrivée des phases converties peuvent prêter à confusion car assez faibles et donc facilement bruitées.

L'analyse de la composante transverse des fonctions de transfert en termes d'interfaces pentées peut se heurter à l'existence d'une zone anisotrope sous la station sismologique. En effet, la présence d'une couche anisotrope génère également une composante transverse du mouvement du sol qui est lié à la biréfringence des ondes de cisaillement. L'onde  $S$  traversant une couche anisotrope se scinde en deux composantes  $SV$  et  $SH$  se propageant à des vitesses différentes. Il apparaît ainsi de l'énergie sur la composante transverse des sismogrammes. Cependant, il est possible de distinguer les deux effets en observant la période de variation des phases en fonction de la direction source-station. En effet, nous avons vu que la dépendance des fonctions de transfert en fonction de l'azimut se faisait avec une période de  $2\pi$  dans le cas d'une interface pentée, tandis que Korsarev *et al.* (1984) montrent que la période dominante des variations est de  $\pi$  en présence d'un milieu anisotrope.

### 5.3 Analyse en réseau

Une station sismologique enregistrant les trois composantes du mouvement du sol permet de connaître la direction d'arrivée des ondes. La plus part des phases télésismiques sont analogue à des ondes planes dont nous nous servons pour sonder la structure du sous-sol et trouver des interfaces planes elles aussi, pentées ou non. Bien souvent cependant, il existe dans la coda de l'onde  $P$  des phases très énergétiques qui ne se comportent pas comme des ondes planes. Pour étudier ces phases, il est alors nécessaire d'utiliser des

enregistrements simultanés à plusieurs stations.

Afin de tester si la coda de l'onde  $P$  est principalement composée de phases converties  $PS$  au passage de discontinuités de vitesse et de réflexions multiples incluant une conversion de phase, nous pouvons utiliser les réseaux sismologiques de faible ouverture<sup>1</sup>. Des études ont déjà été faites dans ce sens (Bannister *et al.*, 1990; Jones & Phinney 1997; Abers, 1998).

### 5.3.1 Diffraction isotrope

Les hétérogénéités très locales dans un milieu peuvent constituer des *points diffractants*. Lorsqu'une onde plane atteint ces points, ceux-ci agissent comme une source secondaire et génèrent à leur tour des ondes. En considérant le milieu se situant directement sous une station sismologique, les hétérogénéités potentielles sont proches et les phases qui en proviennent ne peuvent être considérées comme planes.

Nous avons cherché la forme de l'enveloppe des points diffractants sous une station donnant naissance à des phases arrivant en même temps à la station. Cette surface, appelée isochrone, dépend du modèle de vitesse. Nous considérerons le cas du milieu homogène. Deux cas sont à envisager. Le premier concerne la diffraction  $PS$ . Dans ce cas, l'onde  $P$  incidente arrive au point diffractant et celui-ci engendre une onde cisailante. L'autre cas est la création d'une onde  $P$  secondaire au passage de l'onde  $P$  principale. C'est la diffraction  $PP$ .

**Diffraction  $PS$  :** Dans le cas 2D, considérons un milieu homogène muni d'un repère orthonormé  $(X, Y)$  (Fig. 5.10). La station sismologique est placée à l'origine de ce repère et un front d'onde plan  $P$  éclaire le milieu par le bas. L'onde  $P$  se propage donc selon l'axe  $OY$ . Les coordonnées des sources secondaires générant des ondes  $S$  arrivant au point origine au temps  $T_P + \Delta t$  doivent vérifier :

$$\frac{D+y}{\alpha} + \frac{\sqrt{x^2+y^2}}{\beta} = \frac{D}{\beta}, \quad D = \frac{\Delta t}{1/\beta - 1/\alpha}; \quad (5.6)$$

où  $(x, y)$  sont les coordonnées des points diffractants,  $\alpha$  la vitesse des ondes  $P$ ,  $\beta$  la vitesse des ondes  $S$ ,  $(0, -D)$  la position du point diffractant sur l'axe  $(OY)$  et  $\Delta t$  le délai de temps d'arrivée entre l'onde  $P$  et l'onde diffractée. Les variables  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\Delta t$  sont supposées connues. En développant l'expression 5.6, nous obtenons :

$$x^2 = y^2(Rv^2 - 1) + 2yDRv(Rv - 1) + D^2(1 - Rv)^2, \quad Rv = \beta/\alpha. \quad (5.7)$$

Cette équation se rapproche de l'expression analytique d'une ellipse :

$$\frac{x^2}{b^2} + \frac{(y+c)^2}{a^2} = 1, \quad c^2 = a^2 + b^2. \quad (5.8)$$

La comparaison de 5.7 et 5.8 nous donne :

$$a(\alpha, \beta, \Delta T) = \frac{\alpha^2 \beta \Delta t}{\alpha^2 - \beta^2},$$

$$b(\alpha, \beta, \Delta T) = \frac{\alpha \beta \Delta t}{\sqrt{\alpha^2 - \beta^2}}.$$

<sup>1</sup>taille du réseau ou distance maximale entre les stations

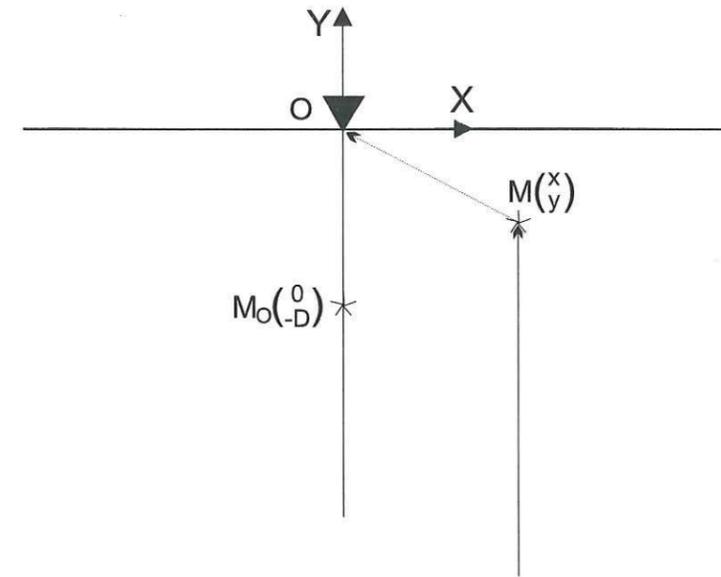


Figure 5.10: Conventions de notation pour la détermination des isochrones de diffraction.

Pour une onde  $P$  ayant une incidence non verticale, il suffit d'une rotation :

$$\begin{cases} x' = x \cos i + y \sin i \\ y' = -x \sin i + y \cos i, \end{cases}$$

$i$  étant l'angle d'incidence de l'onde  $P$ .

**Diffraction  $PP$  :** Considérons la même géométrie que dans le cas  $PS$ , mais cette fois intéressons-nous aux ondes de compression émises par les points de diffraction. La condition à remplir par les sources secondaires pour émettre des ondes arrivant avec un délai donné après l'onde  $P$  directe s'écrit ici :

$$\sqrt{(x^2 + y^2)} + y = \alpha \Delta t \quad (5.9)$$

et donc,

$$y = -\frac{x^2}{2\alpha\Delta t} + \frac{\alpha\Delta t}{2} \quad (5.10)$$

L'équation 5.10 décrit une courbe parabolique dont le foyer correspond à la position de la station (ici en  $O(0,0)$ ) :

$$y = -\frac{x^2}{2p} + \frac{p}{2}, \quad p = \alpha\Delta t \quad (5.11)$$

Une rotation identique au cas précédent permet de considérer une incidence non verticale.

La figure 5.11 illustre les isochrones des points diffractants  $PP$  et  $PS$  dans un milieu homogène et isotrope caractérisé par une vitesse des ondes  $P$  de 6.4 km/s et des ondes

$S$  de 3.7 km/s. Dans cet exemple, nous considérons que les ondes diffractées arrivent à la station avec un délai de 2.3 secondes après la première arrivée. L'angle d'incidence de l'onde  $P$  directe est de  $20^\circ$ .

Les isochrones sont des courbes de l'espace rassemblant tous les points à partir desquels le trajet des ondes jusqu'à la station se fait avec le même temps de propagation. Nous nous sommes placés dans le plan du rai. En 3D, les isochrones sont des surfaces représentant une ellipsoïde de révolution dont l'axe coïncide avec le rai de l'onde  $P$  directe dans le cas  $PS$ , et une parabololoïde dans le cas  $PP$ . La figure 5.11 permet de constater que ce sont les ondes  $PS$  qui échantillonnent le mieux le milieu sous la station.

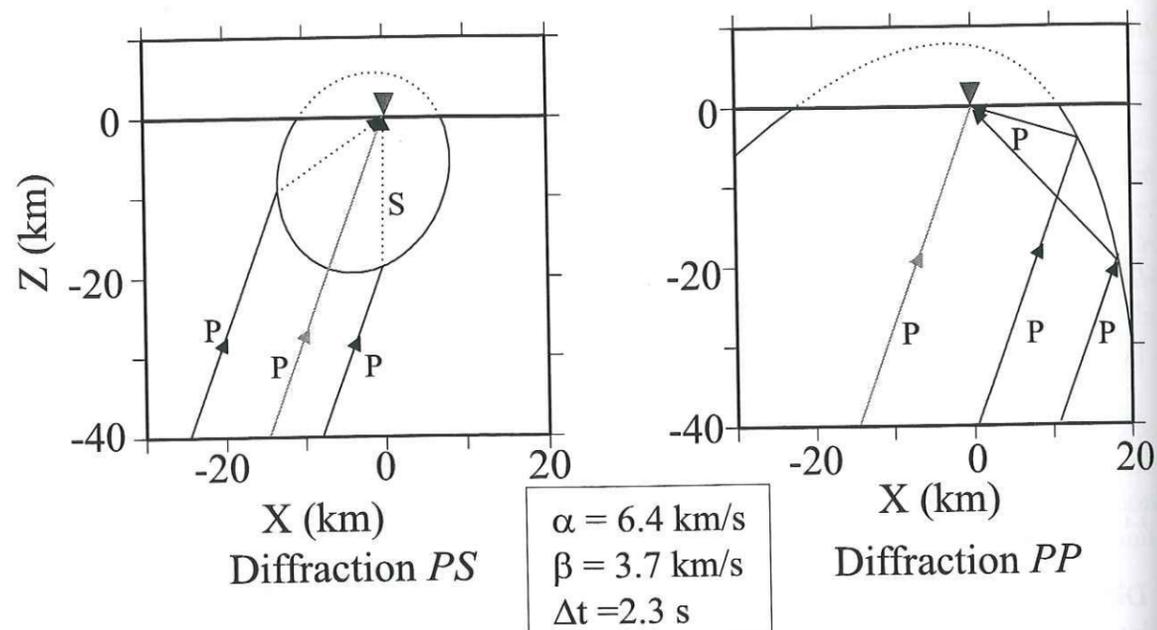


Figure 5.11: Isochrones des points diffractants dans un milieu homogène. Le dessin de droite concerne la diffraction selon le mode  $PP$ , celui de gauche le cas  $PS$ . Nous considérons une onde plane  $P$  se propageant dans le milieu avec une incidence de  $20^\circ$ . Le triangle représente le point d'enregistrement. Les courbes regroupent les positions potentielles de l'ensemble des points diffractants générant des ondes arrivant en même temps à la station. Elles sont déterminées pour un délai entre la phase diffractée et l'onde  $P$  directe de 2.3 secondes.

### 5.3.2 Grille de diffraction

Afin d'analyser la composante diffractée contenue dans la coda de l'onde  $P$ , nous allons tenter de rétropropager l'énergie observée sur les fonctions de transfert obtenues à une station sismologique dans le milieu sous-jacent.

Pour cela, nous considérons que le milieu sous la station est homogène et isotrope mais qu'il peut contenir très localement des hétérogénéités se comportant comme des points diffractants en générant au contact de l'onde  $P$  des ondes secondaires. Nous introduisons dans le milieu une grille dont les noeuds représentent les positions potentielles des points diffractants (Fig. 5.12).

Chaque noeud de la grille est ainsi testé. En effet, nous calculons le temps de trajet de l'onde (polarisée  $P$  ou  $S$ ) entre le noeud et la station, le temps qu'il faut à l'onde  $P$  principale pour arriver au noeud considéré ainsi que celui mis par l'onde  $P$  directe à la station. Connaissant ainsi le délai théorique entre la première arrivée et la phase émise au noeud, nous relevons sur les fonctions de transfert l'énergie correspondante et l'associons au point considéré. Nous obtenons ainsi une amplitude à chaque noeud de la grille. Cette technique se rapproche du travail présenté par Lynnes & Lay (1989). Mais ici, tout comme Abers (1998), nous utilisons les fonctions de transfert à la place des sismogrammes directement.

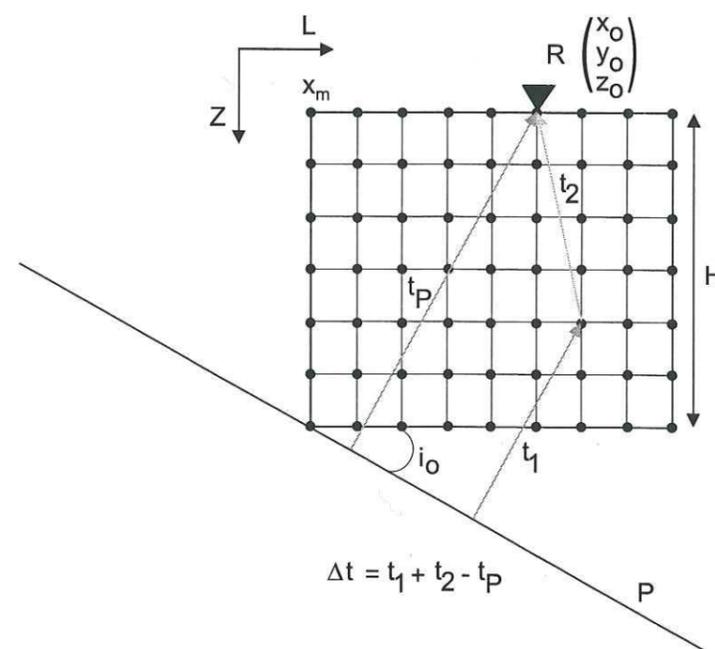


Figure 5.12: Schéma explicatif de la méthode d'inversion des sismogrammes en termes de points diffractants sous le point d'enregistrement. Le milieu est considéré comme homogène et isotrope. Celui-ci est décrit par une grille dont les noeuds sont des positions potentielles pour des perturbations locales des vitesses sismiques.

L'amplitude correspondant au délai  $\Delta t$  est relevée sur la fonction de transfert et associée au noeud. En agissant de la sorte, nous supposons que la diffraction est isotrope, ce qui n'est pas forcément correct. En effet, Forgues (1996) montre que dans un milieu élastique, les diffractions sur des hétérogénéités ponctuelles ont un rayonnement qui est fonction de l'éclairage par l'onde incidente du point diffractant et de la direction d'émission de l'onde diffractée. À ce stade de notre étude, nous ne tenons pas compte de ce diagramme de radiation par souci de simplification.

Pour un ensemble de fonctions de transfert nous sommes les amplitudes. Nous déterminons ainsi la fonction :

$$S(x, y, z) = \sum_{j=1}^n \sum_{r=1}^m H_{i,r}[\Delta t(x, y, z)]. \quad (5.12)$$

La fonction  $H_{i,r}(t)$  représente la  $i^{\text{ème}}$  fonction de transfert obtenue à la  $r^{\text{ème}}$  station sismologique.  $\Delta t(x, y, z)$  est le délai calculé au point  $(x, y, z)$ .

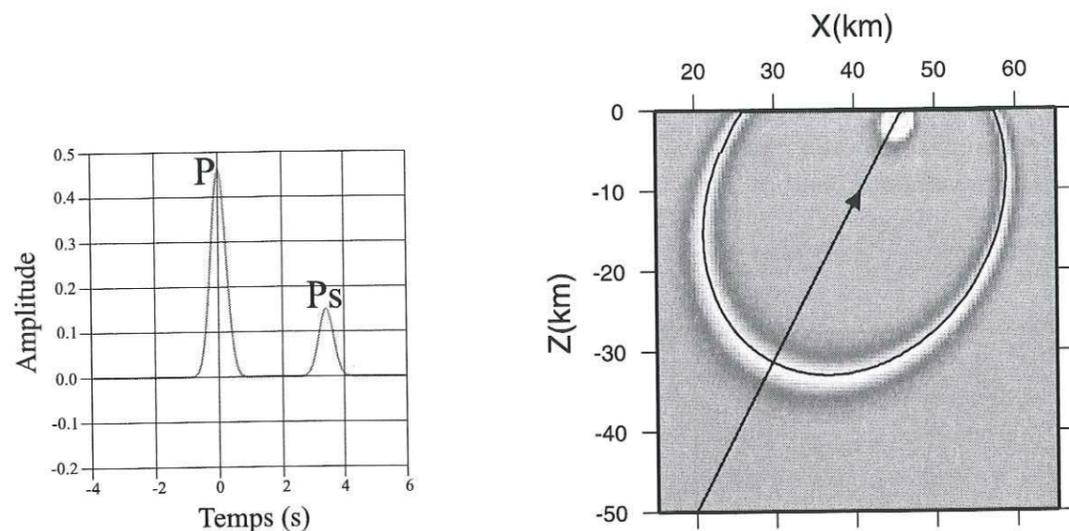


Figure 5.13: Comparaison entre l'isochrone de diffraction PS théorique et la grille de diffraction obtenue avec une fonction de transfert synthétique. Le délai entre la première arrivée et la seconde est de 3.34 secondes. Nous supposons que la vitesse moyenne des ondes P sous la station est de 6.4 km/sec et que celle des ondes S est de 3.7 km/s. L'onde P arrive à la station avec un angle de 20° avec la verticale. La fonction de transfert est présentée à gauche, une coupe selon le plan du rai de la grille de diffraction qui en est déduite est montrée à droite. Sur cette dernière, nous avons superposé l'isochrone théorique calculée avec les paramètres indiqués. Le premier niveau d'énergie que nous observons moins de cinq kilomètres sous la station correspond à la largeur du pic principal.

La figure 5.13 présente une coupe de la grille de diffraction dans le plan du rai. Pour estimer cette grille nous avons utilisé une fonction de transfert synthétique dans laquelle apparaît une phase 3.34 secondes après le pic principal. Cette phase secondaire est interprétée comme une onde diffractée PS par une perturbation de vitesse existante sous la station. Le milieu sous la station est caractérisé par une vitesse moyenne de 6.4 km/s pour les ondes P et 3.7 km/s pour les ondes S. Nous considérons un angle d'incidence de 20°.

Le diagramme obtenu montre deux zones d'énergie correspondant chacune à un pic de la fonction de départ. Directement sous la surface, nous observons l'effet de la largeur du pic principal qui se traduit par une amplitude non négligeable à moins de 5 kilomètres sous la station. L'amplitude de la phase secondaire se répartit le long d'une ellipse inclinée. Celle-ci est en accord avec l'isochrone théorique dont l'expression a été établie auparavant.

La figure 5.13 prouve qu'en considérant une radiation isotrope, un seul enregistrement ne permet pas de déterminer la position des points diffractants. Par contre, en tenant compte de plusieurs fonctions de transfert pour lesquelles l'onde P s'est propagée avec des directions différentes, il semble possible de repérer les éventuelles perturbations

de vitesse dans le milieu. Nous pouvons alors utiliser plusieurs enregistrements différents à une même station, cependant l'idéal est d'utiliser un réseau de stations sismologiques. En effet, seule l'intersection de différentes isochrones peut permettre de retrouver les points diffractants composant le milieu.

Pour illustrer l'utilisation d'un réseau de stations, nous faisons appel une fois de plus au calcul de sismogrammes synthétiques. Cette fois, nous considérons un milieu homogène sous les stations. Dans ce milieu est placée une perturbation de vitesse ponctuelle. Là encore, les synthétiques sont calculés à l'aide d'un tracé de rai. Afin de simplifier les résultats, nous ne considérons que les phases S générées par le point diffractant. De plus, l'amplitude de ces phases est arbitrairement très importante. Par contre, le diagramme de radiation déterminé par Forgues (1996) est respecté. Il est donné par :

$$W_{V_s, V_p, \rho}^{PS} = \left[ -\frac{2V_s}{V_p} \sin(2\theta^{PS}) \right] \times \left[ \frac{\delta V_s}{V_s} \right] - \left[ \frac{V_s}{V_p} \sin(2\theta^{PS}) \right] \times \left[ \frac{\delta \rho}{\rho} \right] - \frac{\delta \rho}{\rho} \sin \theta^{PS},$$

avec  $\rho$ , la densité du milieu de référence,  $V_s$  et  $V_p$  les vitesses sismiques. Les  $\delta V_s$  et  $\delta \rho$  représentent les variations au niveau de la perturbation. L'angle de diffraction  $\theta^{PS}$  est mesuré entre la direction du rai et la direction récepteur-point diffractant.

Le dispositif d'acquisition choisi est composé de trois stations formant un triangle isocèle (Fig. 5.14). Nous considérons un milieu formant un cube de dimension (40,40,50); l'origine du repère est placé en surface au centre du dispositif. Les coordonnées des trois stations sont de ce fait : (-5,5,0), (5,5,0) et (0,-5,0) pour **st1**, **st2** et **st3** respectivement. La perturbation de vitesse et de densité est insérée en (0,0,10). Pour les trois stations, nous calculons les sismogrammes synthétiques pour différentes directions d'arrivée de l'onde P. L'espace des azimuts est entièrement couvert avec un pas d'incrément de 30°. Deux séries de 12 synthétiques sont ainsi calculées. Pour la première série, l'angle d'incidence de l'onde P est de 15°. Pour la deuxième, nous avons choisi un angle de 25°. Nous avons représenté les composantes longitudinales des traces calculées aux trois stations sur la figure 5.14.

L'amplitude, la polarisation et le temps d'arrivée de la phase diffractée (notée  $Ps_d$ ) varient selon l'azimut de l'onde P. On remarque que ces variations ont une période de  $2\pi$  radians. Analysons les enregistrements obtenus pour la station **st3**. La composante longitudinale de la phase diffractée PS est positive pour les azimuts entre 0 et 180 degrés, négative lorsque l'onde P arrive par l'ouest. Cette composante est nulle pour les phases produites par les arrivées P du nord et du sud. L'amplitude est maximale pour les composantes d'azimut 90 et 270 degrés. Le temps d'arrivée de l'onde diffractée est le plus court pour un azimut de 90 degrés. Il est le plus long pour une direction d'arrivée de l'onde P opposée. L'écart de temps entre ces deux cas extrêmes est de 0.44 secondes pour une incidence de l'onde P de 15° et de 0.60 seconde pour une incidence de 25°.

À partir du jeu de sismogrammes synthétiques nous calculons la grille de diffraction du milieu. Les résultats sont reportés sur la figure 5.15. Trois tests ont été effectués. Dans le premier, nous considérons un seul enregistrement simultanément aux trois stations. Le second est déterminé à partir d'une seule station (**st1**) et les 24 synthétiques. Dans le

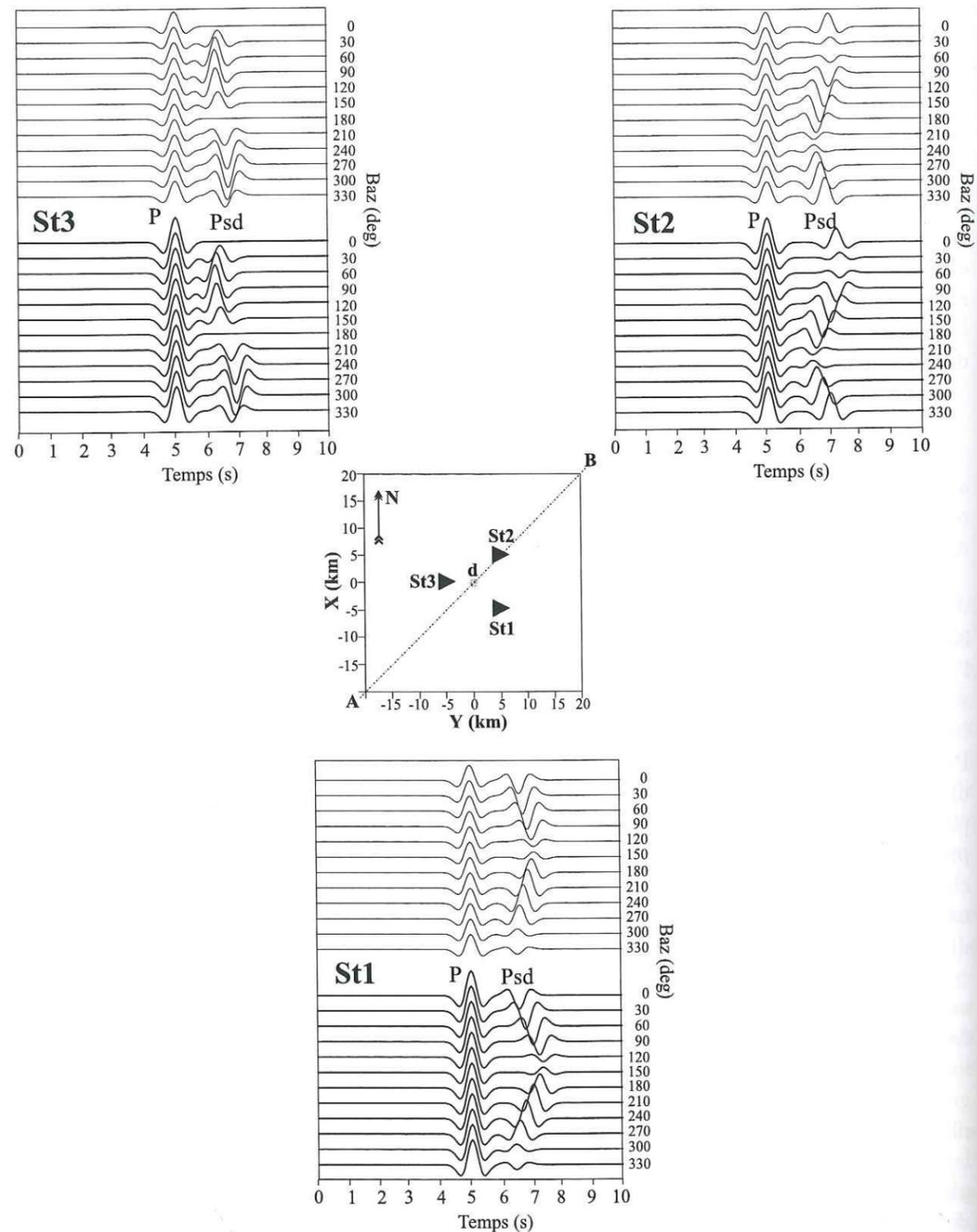


Figure 5.14: Sismogrammes (composante longitudinale) synthétiques modélisant une diffraction unique PS dans un milieu homogène. La géométrie d'acquisition est représentée au centre. Le réseau de capteurs est formé par trois stations (triangles noirs) qui entourent le point diffractant (disque gris). Pour chaque station nous calculons les sismogrammes pour différentes directions d'arrivée de l'onde P et pour deux angles d'incidence. Les courbes en trait fin correspondent aux enregistrements dans lesquels l'angle d'incidence de la P est de 15°, les enregistrements tracés en trait plus épais sont ceux des phases P ayant un angle d'incidence de 25°. L'onde P directe est notée tandis que la phase diffractée PS est marquée Psd.

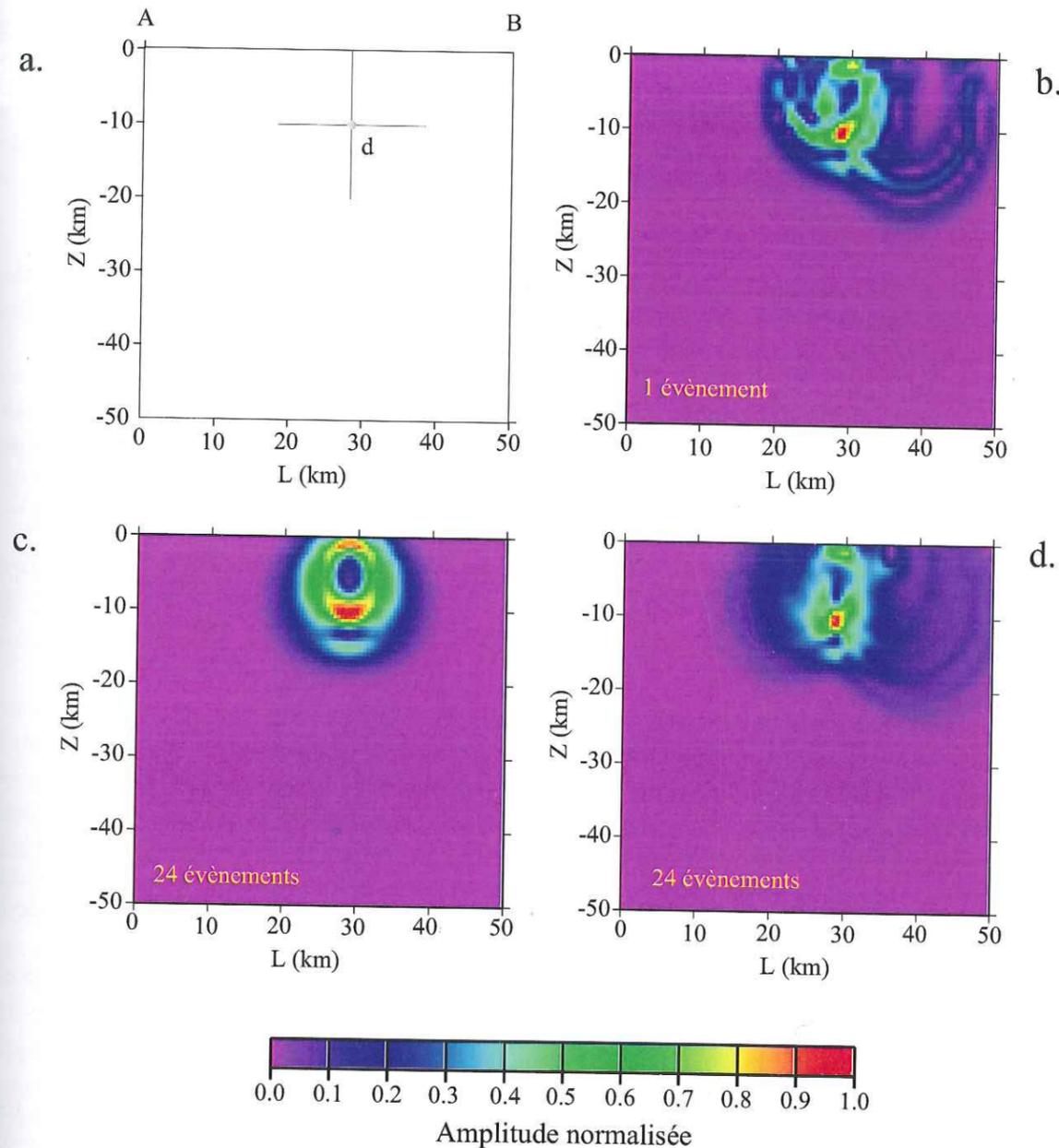


Figure 5.15: Coupe verticale dans la grille de diffraction. Le profil (AB) est celui défini dans la figure précédente. a.: Position du point diffractant dans le milieu homogène. La vitesse P est de 6.4 km/s, celle de ondes S de 3.7 km/s. b.: Grille de diffraction déterminée à partir d'un seul enregistrement par station. L'onde P éclaire le milieu par le Nord. c.: Grille calculée en considérant 24 événements à la station st1 seule. d.: Section issue du calcul prenant en compte les 24 sismogrammes aux trois stations.

dernier cas, tous les enregistrements et toutes les stations sont pris en compte. Dans tous les cas, afin de ne pas perdre de l'information par sommation de pulses négatifs et positifs, nous nous intéressons aux fonctions données par la relation :

$$H(t) = \sqrt{L^2(t) + T^2(t)}, \quad (5.13)$$

où  $L$  et  $T$  sont composantes longitudinale et transverse respectivement. La prise en compte de la composante transverse des sismogrammes permet de ne pas s'enquérir de la variation d'amplitude de la phase diffractée en fonction de sa direction d'arrivée à la station.

La figure 5.15 présente pour les trois cas un profil normalisé au travers de la grille. Ce profil (AB) est une diagonale et est visible figure 5.14. Sur ce profil, la perturbation est positionnée au point de coordonnées (28.28;10).

Dans tous les cas la position du point diffractant est retrouvée. Elle est localisée au point de plus forte amplitude de la grille, c'est-à-dire là où on trouve une valeur égale à 1. Par contre, lorsque nous utilisons une seule station, la précision obtenue est moins bonne. Un seul enregistrement aux trois stations permet déjà la localisation de la perturbation de vitesse. Nous parvenons au meilleur résultat en utilisant l'ensemble des données.

La technique d'inversion décrite ici permet ainsi de retrouver à partir des synthétiques les perturbations de vitesse ponctuelles dans le modèle. Elle permet en outre de retrouver les interfaces dans un milieu au travers des conversions  $PS$  qui y sont produites.

Prenons le cas par exemple d'une discontinuité plane à 30 kilomètres de profondeur. Elle sépare un demi-espace homogène dans lequel la vitesse des ondes  $P$  est de 8.1 km/s d'une couche homogène où la vitesse  $P$  vaut 6.4 km/s. Le rapport de vitesse  $V_p/V_s$  est le même dans tout le modèle. Nous avons choisi une valeur de 1.70 (Fig. 5.16). Considérons un profil de stations est-ouest enregistrant simultanément une onde  $P$  et sa coda provenant d'un séisme situé dans la direction  $N10^\circ$  par rapport à la station. Les fonctions de transfert sont calculées par la méthode de tracé de rai précédemment utilisée. Seule la phase convertie  $PS$  sur la discontinuité est modélisée. Le modèle étant tabulaire, les fonctions de transfert obtenues pour les quarante stations sont semblables. Le décalage observé entre l'onde  $P$  et sa convertie est de 3.4 secondes (Fig. 5.16).

Dans ce cas très simple, l'interface se dessine déjà clairement sur la section des fonctions de transfert (Fig. 5.16). Le calcul de la grille de diffraction va cependant nous permettre de passer du domaine  $(x, t)$  au domaine  $(x, z)$ . Ceci est bien sûr possible car nous connaissons la vitesse du milieu. En utilisant une vitesse moyenne pour tout le modèle de 7.13 km/s pour les ondes  $P$  et 4.23 km/s pour les ondes  $S$ , nous obtenons la section proposée figure 5.17c. L'amplitude maximale sur cette coupe normalisée avoisine 0.90. Dans ces conditions, l'interface est repositionnée à une profondeur de  $29 \pm 2$  kilomètres.

Ce résultat, même très bon, peut être amélioré. En effet dans ce cas précis, nous pouvons introduire une contrainte supplémentaire : la loi de Snell-Descartes. Cette loi

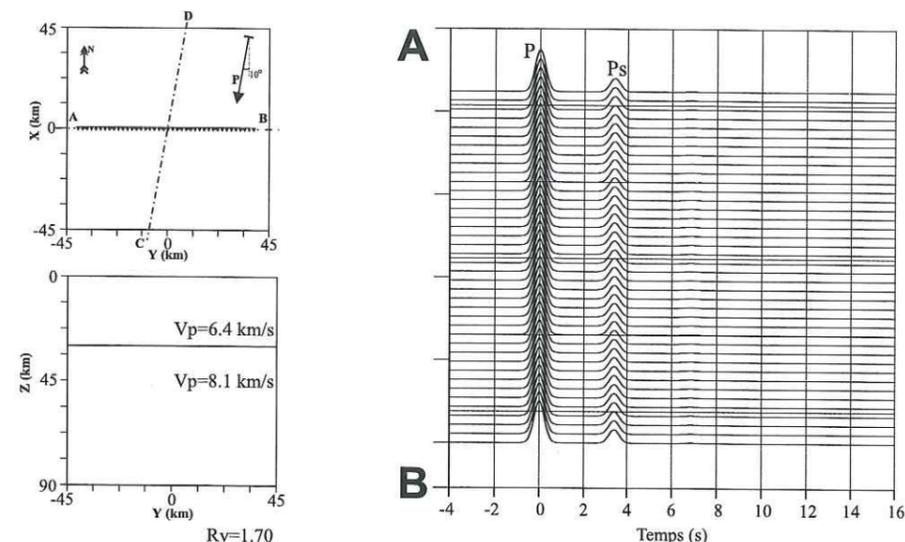


Figure 5.16: *Modèle et fonctions de transfert synthétiques associées.* Le milieu est composé d'une couche reposant sur une demi-espace homogène. Le système d'acquisition est un profil EW de 78 km de longueur formé par 40 stations. L'onde  $P$  incidente éclaire la structure depuis la direction  $N10^\circ$ . À gauche sont représentés les fonctions de transfert obtenues à chaque station. Le milieu étant tabulaire, toutes les fonctions de transfert sont les mêmes. L'onde convertie  $PS$  au passage de l'interface arrive à chaque station 3.4 secondes après l'onde  $P$ .

relie les angles d'incidence de l'onde  $P$  et de la convertie sur l'interface. Nous nous servons de ce critère angulaire, différent du diagramme de rayonnement des ondes diffractées de Forgues (1996), afin de focaliser l'énergie sur l'isochrone elliptique. Les diagrammes **a** et **b** de la figure 5.17 illustrent cette focalisation. Ces deux sections sont faites le long d'un profil dans la direction de l'arrivée de l'onde  $P$ . Seule la fonction de transfert de la station au centre du dispositif d'acquisition est prise en compte. La figure 5.17a montrent l'ellipse de diffraction et se rapproche de la figure 5.13. Dans cette figure, l'énergie relevée sur la trace synthétique se répartit de façon homogène le long de l'isochrone. Quand on applique le critère de Snell-Descartes, c'est-à-dire lorsque l'on privilégie la section de la courbe permettant le respect de ce critère par un système de pondération, on obtient la figure 5.17b. Dans ce cas, seule une petite partie de l'ellipse reste visible.

À l'aide de cette modification nous déterminons la grille de diffraction pour tout le profil. La section résultante est présentée figure 5.17d. Cette fois, la profondeur de l'interface lue sur la coupe est de  $30 \pm 2$  km. et le maximum relevé est de 1. Nous retrouvons ici exactement la profondeur de l'interface dans le modèle. La correction apportée par la prise en compte de la loi de Snell-Descartes dépend de la direction d'arrivée de l'onde incidente par rapport au profil. Ainsi, quand les deux directions coïncident, la correction est minimale tandis qu'elle est maximum lorsque l'onde  $P$  arrive perpendiculairement au profil.

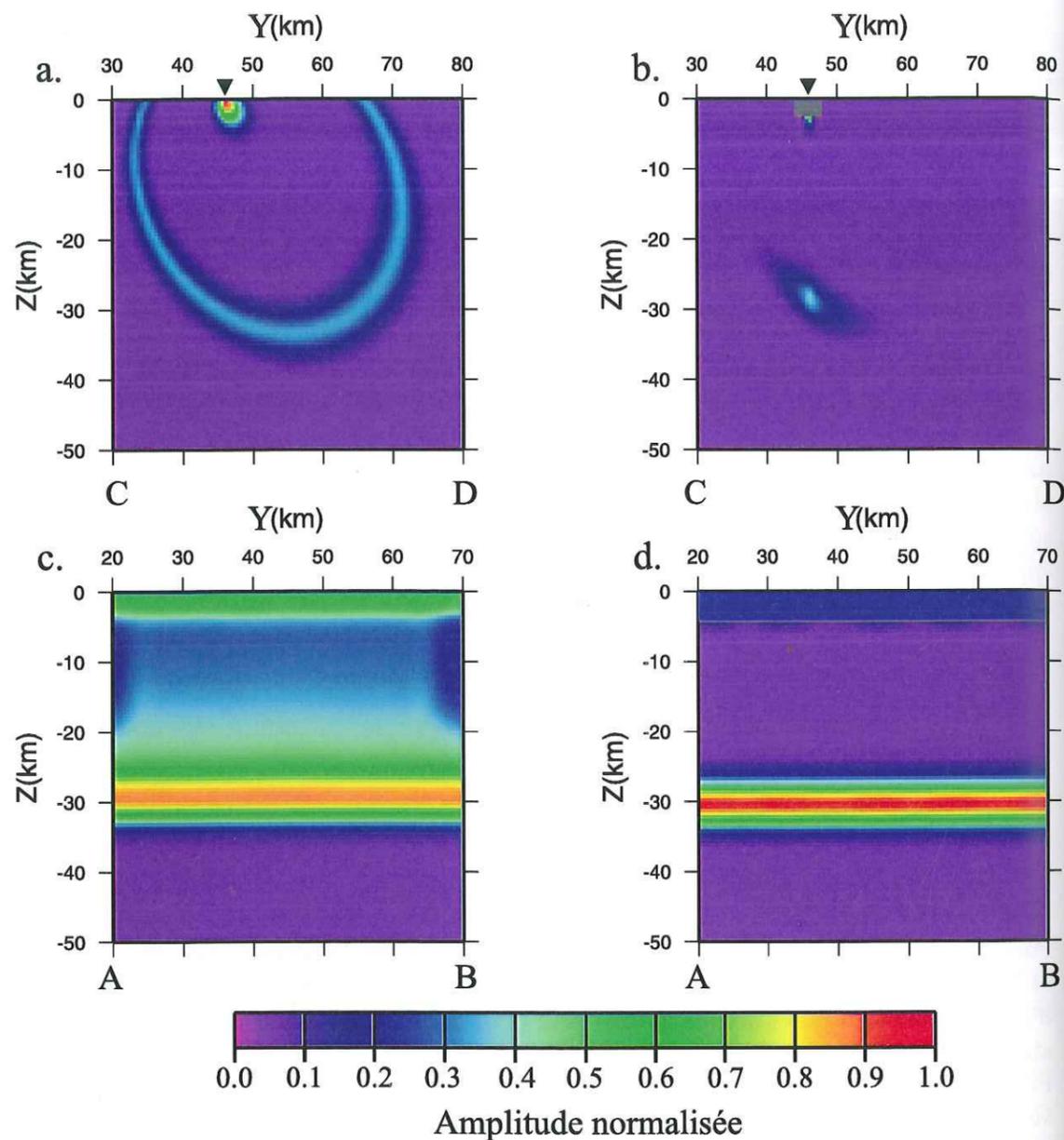


Figure 5.17: Sections verticales au travers de la grille de diffraction. En haut profil (CD), on ne considère qu'une seule station. En bas, le profil (AB) correspond à celui des stations (Fig. 5.16). (a., c.) Sections brutes. (b., d.) Résultats en tenant compte de la loi de Snell-Descartes.

Nous voyons ainsi se profiler une nouvelle technique de modélisation des interfaces sous un profil de stations sismologiques. La grille de diffraction semble effectivement être un moyen efficace pour imager les structures crustales. Ceci est d'autant plus vrai que nous pouvons tenir compte d'un certain pendage de l'interface recherchée. Cependant, il faut regretter la nécessité d'avoir des *a priori* assez forts sur le milieu étudié. En effet, pour une bonne focalisation des amplitudes, nous avons besoin de connaître par une

source indépendante la vitesse moyenne (du type RMS) des ondes sismiques dans le milieu. D'autre part, les cas examinés ici sont très simples. Lorsque nous nous intéressons à la forme complète de la coda, il faut tenter de séparer d'une part les effets diffractants des conversions aux interfaces et d'autre part les conversions simples des réflexions multiples.

Le modèle utilisé pour le calcul des synthétiques complets est une combinaison des modèles présentés figures 5.14 et 5.16. Le champ de déplacement dans le milieu est décomposé de manière à traduire l'apport séparé des phases converties aux discontinuités du modèle et celui des perturbations de vitesse plus locales (formant les points diffractants). La fonction de transfert s'exprime alors sous la forme :

$$h(t) = h_1(t) + \epsilon h_2(t) . \quad (5.14)$$

C'est la sommation de la fonction de transfert relative aux conversions de phases ( $h_1(t)$ ) et de celle liée à la partie diffractante du milieu ( $h_2(t)$ ). Le coefficient  $\epsilon$  permet de moduler l'influence des phases diffractées par rapport aux conversions.

Nous prenons en compte les fonctions de transfert calculées à trois stations placées selon la géométrie de la figure 5.14. Pour chaque station, 12 enregistrements sont modélisés. L'incidence de l'onde P est commune aux 12 synthétiques. Nous avons pris  $25^\circ$ . L'azimut d'arrivée de l'onde varie de  $0^\circ$  à  $330^\circ$  avec un pas de  $30^\circ$ .

La figure 5.18 présente les résultats obtenus dans trois cas différents. Dans un premier temps, nous n'avons pas tenu compte de la phase diffractée dans le calcul des fonctions de transfert aux stations. Pour cela, le coefficient  $\epsilon$  dans l'équation 5.14 est nul. La phase convertie sur la discontinuité se situant à 30 kilomètres de profondeur est clairement visible sur les synthétiques près de 3.4 secondes après l'onde P. Cette interface est bien marquée dans la coupe verticale de la grille de diffraction correspondante (Fig. 5.18a). Cette section au travers de la grille se fait selon un profil identique à celui de la figure 5.14. L'interface sous le réseau de stations laisse une marque très large dans la coupe et sa profondeur est sous-estimée car nous avons sous-évalué intentionnellement la vitesse moyenne du milieu. Effectivement, dans l'inversion nous avons utilisé une vitesse P de 6.4 km/s correspondant à la vitesse de ces ondes dans la couche superficielle. La vitesse des ondes dans le demi-espace homogène étant de 8.1 km/s, nous sous-estimons la valeur moyenne de la vitesse dans la grille de diffraction.

Pour le second test, nous considérons que la perturbation de vitesse à 10 kilomètres sous le réseau engendre une phase diffractée PS dont l'amplitude est inférieure à la phase P convertie S sur l'interface plus profonde (Fig. 5.18b). Dans ce cas, la trace de l'interface à la base de la couche reste inchangée sur la coupe. Par contre, nous voyons apparaître avec une amplitude plus modérée le point diffractant bien relocalisé à 10 kilomètres sous la surface. Sur cette section normalisée, l'amplitude qui marque ce point avoisine 0.7 seulement. Il ne ressort ainsi que faiblement et pourrait être négligé.

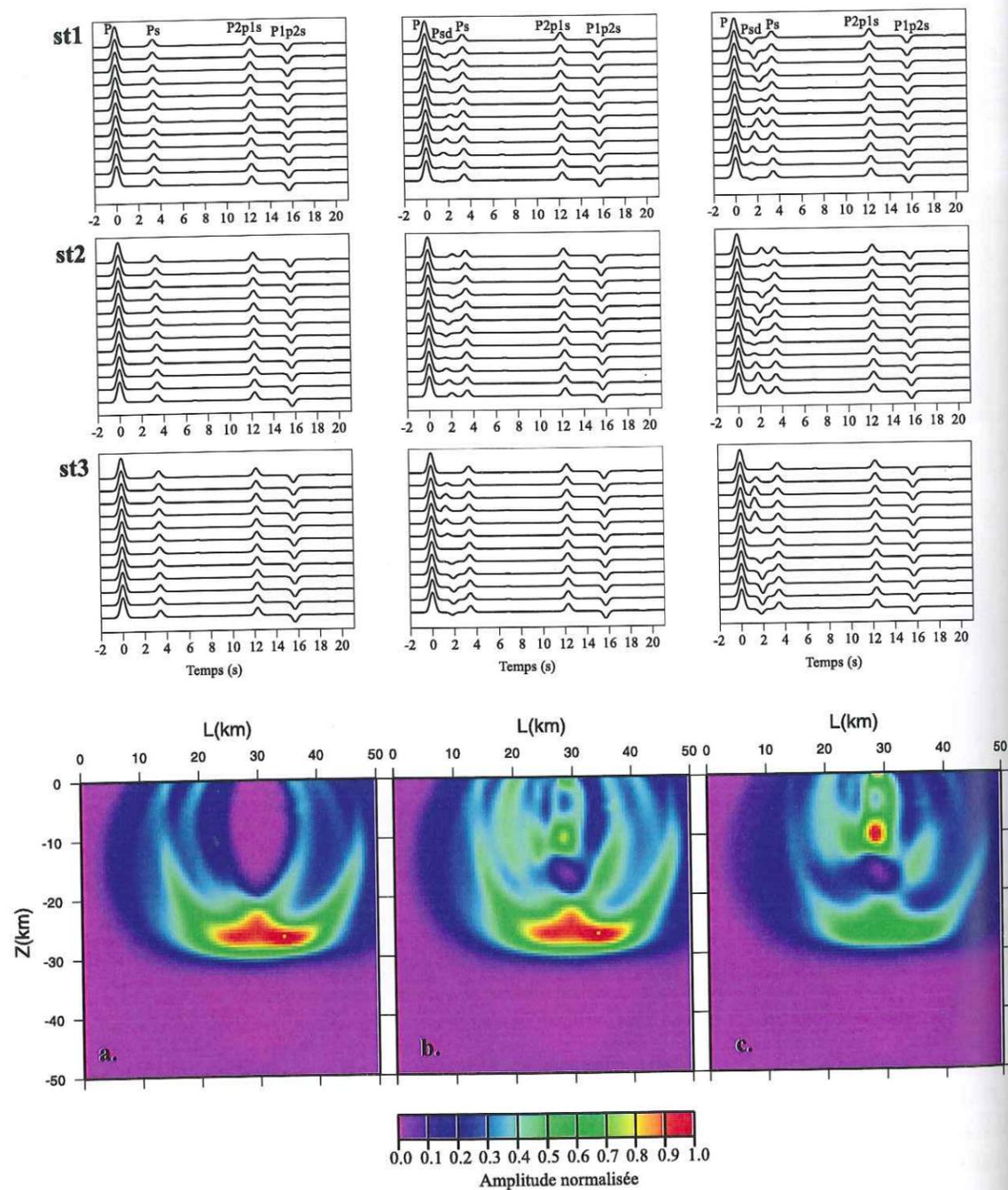


Figure 5.18: Grilles de diffractions pour une forme d'onde complète, phases converties et diffractées. Le modèle utilisé pour le calcul des synthétiques est une combinaison des modèles présentés figures 5.14 et 5.16. Nous prenons en compte les fonctions de transfert calculées à trois stations placées selon la géométrie de la figure 5.14. Pour chaque station, 12 enregistrements sont calculés. Voir le texte pour leurs caractéristiques. La notation des phases est conforme à celle précédemment employée. Sous chaque série de traces se trouve les coupes résultant de l'inversion. a.: Modèle ne tenant pas compte de la perturbation de vitesse locale. b.: La perturbation de vitesse est petite par rapport au saut de vitesse à travers l'interface. c.: La perturbation de vitesse est plus importante que le saut de vitesse à travers l'interface.

Finalement, lorsque l'amplitude de la phase diffractée est suffisamment importante, sa trace dans la grille de diffraction est conséquente et domine les autres contributions (Fig. 5.18c). Dans ce cas, le point diffractant est très bien défini et c'est l'amplitude liée à l'interface plane qui s'atténue.

Dans les trois cas, les phases issues des réflexions multiples sont trop tardives pour influencer l'inversion. Il faut remarquer cependant que les interfaces moins profondes peuvent produire des réverbérations dont le temps de propagation est suffisamment court pour leur permettre d'apparaître dans la grille de diffraction. Dans ce cas, ces phases sont vues de la même manière que la phase convertie  $PS$  et nous risquons d'en déduire des interfaces qui n'existent pas.

D'autre part, sur les coupes, les phases diffractée et convertie ne présentent pas les mêmes réponses. La trace associée à la phase convertie est marquée par une certaine largeur tandis que celle de la phase diffractée est plus concentrée. Avec un tel dispositif d'acquisition, l'inversion ne permet pas de focaliser l'énergie convertie sur l'interface très finement, ce qui nous permet de la distinguer de l'énergie diffractée.

## Chapitre 6

### Cas d'une structure tabulaire : Tamanrasset

La station sismologique TAM est située dans le massif volcanique du Hoggar dans le sud de l'Algérie. Ces coordonnées sont données dans le tableau 6.1. C'est une station large bande appartenant au réseau français GEOSCOPE qui est opérationnelle depuis le 11 mars 1990. Sur près de dix ans de fonctionnement, nous avons pu traiter 109 enregistrements satisfaisants aux critères de sélection des fonctions de transfert, à savoir, une distance épacentrale comprise entre 30 et 90 degrés et une magnitude suffisante pour permettre un rapport signal/bruit suffisamment fort.

Latitude	Longitude	Élevation (m)	prof. capteur (m)
22.791 N	5.527 E	1377	2

Tableau 6.1: Coordonnées de la station TAM.

Plusieurs publications récentes ont utilisées les données de cette station permanente. Sandvol *et al.* (1998) ont utilisé une recherche de grille pour modéliser des fonctions de transfert obtenues à plusieurs stations sismologiques situées en Afrique du nord et au Moyen-Orient. Leur résultat pour la station TAM montre un modèle très simple formé de quatre couches avec une profondeur du Moho à 38 kilomètres. D'après ces auteurs, la structure crustale entourant la station est très homogène malgré sa situation proche d'un massif volcanique très important : le Hoggar. Ce massif serait lié à un point chaud, mais d'après les auteurs, celui-ci n'aurait pas altéré significativement la croûte sur son passage.

La simplicité de la forme des fonctions obtenues par ces auteurs nous ont poussé à utiliser les données de cette station pour illustrer l'utilisation que nous allons faire des fonctions de transfert.

## 6.1 Les données

La répartition des séismes dont les enregistrements à la station TAM ont été utilisés est représentée sur la figure 6.1. La localisation de la station permet de considérer les tremblements de terre sud américains, de la ride médio-atlantique, d'Afrique ainsi que ceux ayant lieu en Asie mineure et centrale pour le calcul des fonctions de transfert. La position de cette station nous assure ainsi une bonne couverture azimutale des arrivées enregistrées. D'autre part, les séismes sélectionnés ont une distance épacentrale comprise entre 28 et 91 degrés, ce qui permet un échantillonnage optimal de l'espace des paramètres de rai.

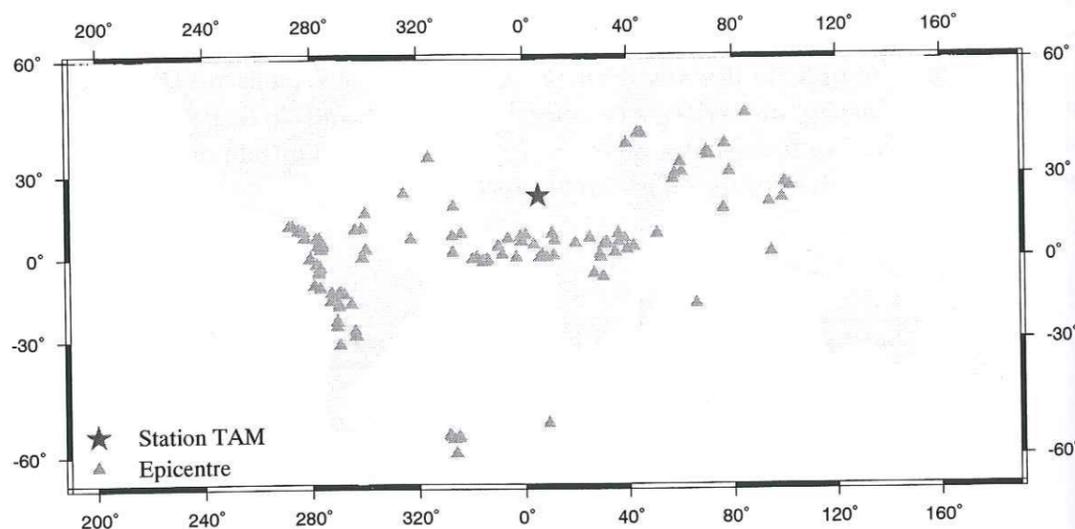


Figure 6.1: Répartitions des télé-séismes enregistrés à la station TAM entre 1990 et 1999.

Afin d'apprécier la bonne distribution des événements analysés, nous les avons reportés dans un diagramme donnant le paramètre de rai des ondes  $P$  en fonction de leur direction d'arrivée à la station (Fig. 6.2). Il ressort de ce graphique deux directions théoriques d'arrivée privilégiées : entre 40 et 100 degrés d'une part et de 230 à 300 degrés d'autre part. Pour ces deux intervalles d'azimut, la gamme de paramètre de rai couverte s'étend de 0.041 à 0.082 s/km. De nombreux séismes sud-américains de magnitude supérieure à 6.0 ont été enregistrés. Ils forment un groupe compact dans le diagramme entre 230 et 290 degrés pour des paramètres de rai allant de 0.041 à 0.050.

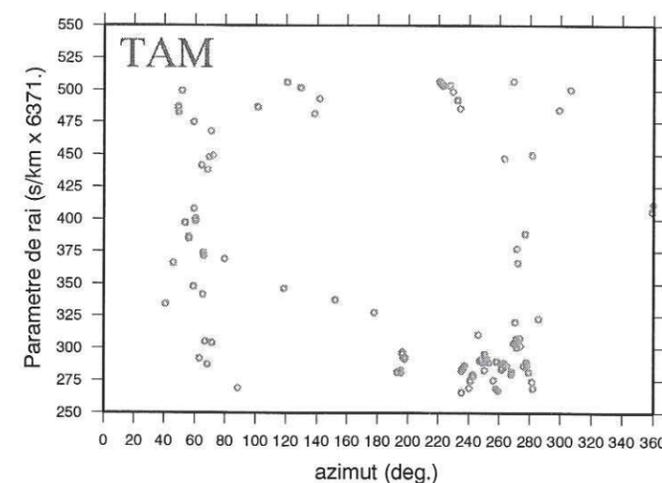


Figure 6.2: Distribution des paramètres de rai associés aux phases  $P$  analysées selon l'azimut d'arrivée de l'onde.

## 6.2 Fonctions de transfert

Depuis la mise en route de la station à Tamanrasset, plus de 180 séismes de magnitude supérieure à 6.0 ont eu lieu entre 30 et 90 degrés de distance de la station. De tous ces événements, seuls 109 ont abouti au calcul de fonctions de transfert. En effet, certains enregistrements se sont avérés de qualité insuffisante ou bien n'étaient pas présents dans la liste des données disponibles.

Un premier exemple d'enregistrement est montré sur la figure 6.3. Il s'agit d'un séisme péruvien datant de 1990. Sa magnitude est de 6.3 et la profondeur du foyer est estimée à 40 kilomètres. La distance épacentrale associée au sismogramme est de 85.7 degrés, l'azimut à la station est égale 261.7 degrés et dans le modèle de Terre sphérique Iasp91, le paramètre de rai de l'onde  $P$  est évalué à 0.044 s/km.

La figure 6.3 regroupe les trois composantes verticale, longitudinale et transverse de l'onde  $P$  et de sa coda. Cent-dix secondes de signal sont visualisées avec un pas d'échantillonnage de 0.128 secondes. Cet enregistrement fait preuve d'un rapport signal/bruit excellent qui est caractéristique des signaux acquis par la station de Tamanrasset. Celle-ci bénéficie en effet d'une installation et d'une situation permettant des enregistrements de très haute qualité, peu pollués par des signaux parasites. D'autre part, nous remarquons également que la composante transverse est presque nulle, ce qui est conforme aux modèles de Terre simples présentant une symétrie sphérique. La composante longitudinale par contre présente une amplitude assez significative. Les 25 premières secondes, après le début des arrivées, des composantes verticale et longitudinale (c'est-à-dire entre 15 et 40 secondes sur l'extrait montré), sont assez semblables, à un facteur d'échelle près. Nous pouvons observer ceci car l'onde  $P$  sous la station n'est pas purement verti-

cale et donc s'enregistre en partie sur la composante longitudinale, masquant les phases converties PS générées par les discontinuités de vitesse sous la station sismologique. Pour différencier les phases converties, il est donc nécessaire de calculer la fonction de transfert associée à ce sismogramme.

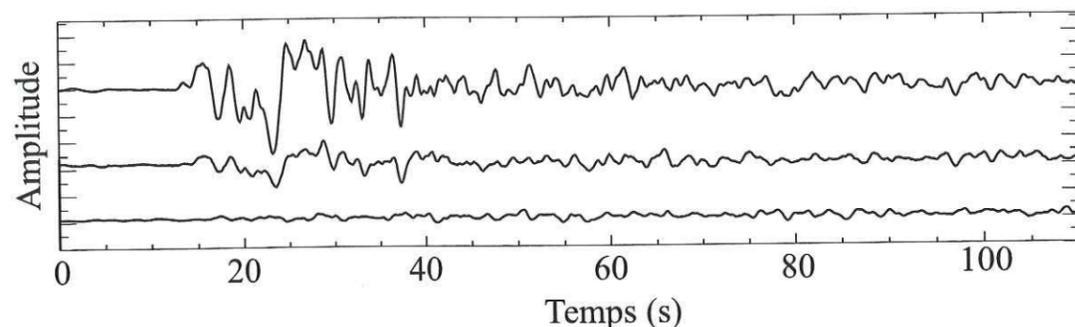


Figure 6.3: Extrait de l'enregistrement à la station TAM du séisme péruvien du 30 mai 1990 à 2:34:07 UTC. La trace supérieure correspond à la composante verticale, celle du milieu à la longitudinale et celle du bas à la composante transverse. Les signaux ont été filtrés par un filtre passe-bas Butterworth de degrés 2 dont la fréquence de coupure est égale à 2 Hz.

Le résultat de la déconvolution de la composante longitudinale du sismogramme de la figure 6.3 par la composante verticale correspondante, en fonction du facteur de damping est présenté sur la figure 6.4. Les facteurs de seuillage des valeurs singulières utilisés, exprimés en pourcentage du maximum de ces valeurs, vont de 0.001% à 30%. Nous avons choisi de dessiner 55 secondes du résultat obtenu. La composante verticale a été préalablement décalée de 100 échantillons, soit 12.8 secondes. Ce décalage permet d'observer un pic principal dans les 25 traces de la figure 6.4. Celui-ci permet de positionner la phase *P* par rapport aux autres phases composant le signal. Les fonctions résultant de la déconvolution sont assez proches des cas théoriques du chapitre 3. Plus le facteur de seuillage des valeurs singulières est grand et plus la fonction de transfert est lissée. Nous remarquons également que pour les seuils les plus bas, aucun pic secondaire ne ressort après le pic principal. Ce n'est qu'à partir 0.05% de seuillage que la fonction de transfert s'organise en succession de pics clairement identifiables dans la fonction. Il faut cependant augmenter encore un peu le seuil des valeurs singulières pour améliorer la stabilisation du résultat de la déconvolution et faire disparaître les oscillations secondaires non significatives. Nous choisissons alors comme résultat final, la fonction obtenue à l'aide d'un facteur de seuillage de 5%. Le signal lié à la phase convertie sur le Moho se distingue alors très nettement 3,9 secondes après le pic principal.

Le deuxième exemple de traitement présenté est effectué à partir d'un enregistrement datant de 1990 également. Cette fois, le séisme est plus proche de la station, 37.9 degrés de distance épacentrale, mais la direction d'arrivée théorique des phases majeures est assez proche de celle rencontrée précédemment : 299.1 degrés. Le tremblement de terre en question est situé au niveau la ride médio-atlantique. La profondeur de son foyer est

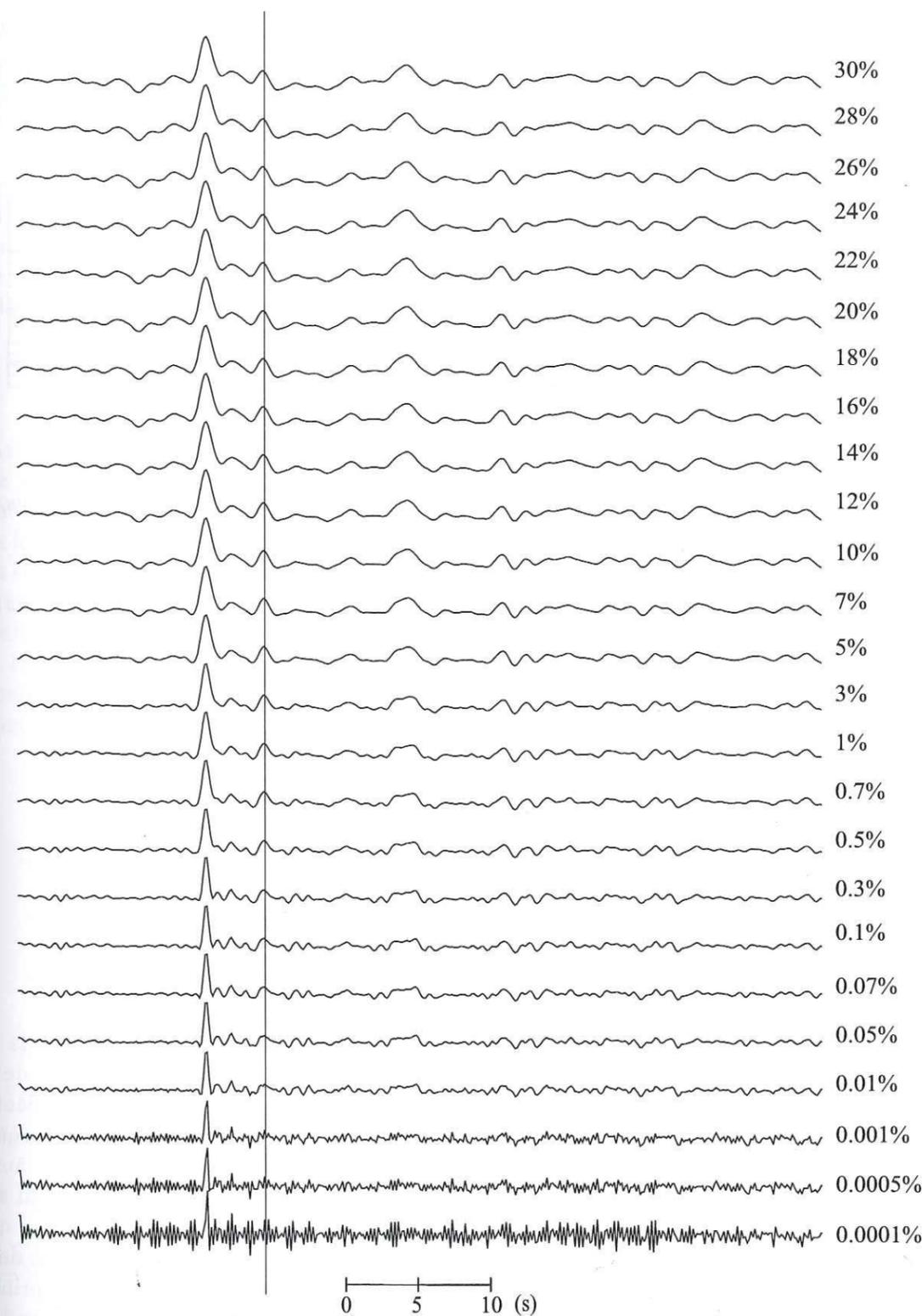


Figure 6.4: Résultats de la déconvolution de la composante longitudinale par la composante verticale du sismogramme selon le facteur de seuillage utilisé. La valeur de ce facteur est indiquée à droite des traces. Le trait vertical marque la position du pic associé à la conversion PS sur le Moho. Ce pic n'apparaît qu'à partir d'un certain seuil des valeurs singulières. La solution de la déconvolution choisie est celle obtenue avec un facteur de 5%.

moins importante que celle de l'événement survenu au Pérou. Elle est donnée par les tables de sismicité mondiale égale à 10 kilomètres. La magnitude de ce séisme est de 6.1. Comme la distance épacentrale est plus petite, le paramètre de rai de l'onde  $P$  est plus grand. Nous l'évaluons dans le modèle Iasp91 et trouvons une valeur de 0.076 s/km.

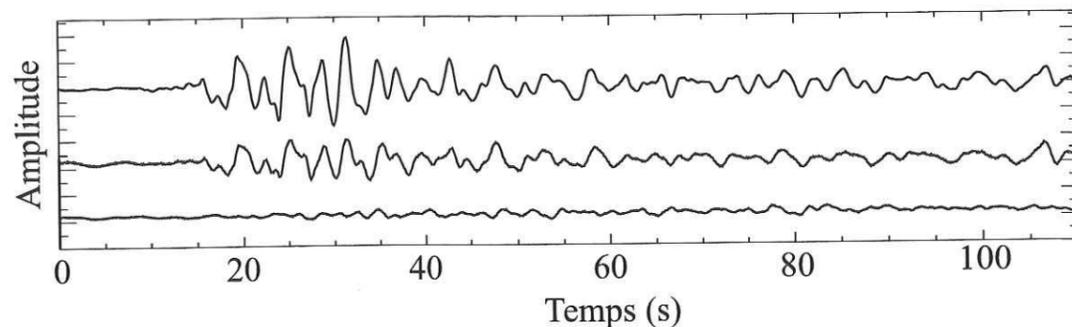


Figure 6.5: Extrait de l'enregistrement à la station TAM du séisme du 14 août 1990 à 21:46:11 UTC. Un filtrage identique au premier cas a été appliqué.

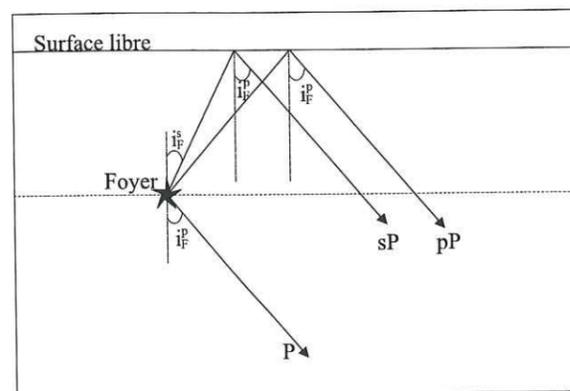


Figure 6.6: Création des ondes  $pP$  et  $sP$  au voisinage de la source.

Les composantes du sismogramme dans le repère (Z,L,T) sont tracées sur la figure 6.5. Une nouvelle fois, la composante transverse est quasi-nulle et le début de la composante longitudinale ressemble beaucoup à la composante verticale correspondante. Ce séisme étant un décrochement, sa fonction source est très complexe. C'est pourquoi les premières secondes de signal que nous observons sur les composantes Z et L sont aussi compliquées. Le comportement du résultat de la déconvolution en fonction du seuil appliqué aux valeurs singulières diffère par rapport au cas précédent (Fig. 6.7). Alors que dans le premier exemple, le signal avant le pic principal était négligeable (Fig. 6.4), dans ce nouveau cas, nous constatons l'apparition d'un pic 6.08 secondes avant le pic principal. Ce signal se distingue nettement dès 1% de seuil et ne cesse de grandir quand le facteur de seuillage augmente. Symétriquement au pic principal, nous retrouvons un pic secondaire 6.08 secondes après le pic principal. Le comportement de cette phase suit celui du pic précédent le pic associé à la phase  $P$ . Un tel couplage a déjà été observé dans le

chapitre 3, pour des sismogrammes synthétiques (Fig. 3.12). Il est interprété comme la signature d'une phase  $sP$  ou  $pP$  dans les enregistrements (Fig. 6.6). L'amplitude de cette phase étant assez importante, il s'agit plutôt d'une phase  $sP$ .

Afin de vérifier cette assertion pour ce cas réel, un rapide calcul peut être fait. Dans le modèle Iasp91, l'incidence au foyer ( $i_F$ ) des ondes  $P$  et  $sP$ , pour une distance épacentrale et une profondeur de foyer correspondant aux caractéristiques de cet événement, sont proches de  $27^\circ$  et  $15^\circ$  respectivement (l'onde  $sP$  partant vers le "haut" et l'onde  $P$  vers le "bas"). La différence de temps de propagation entre l'onde  $P$  et la phase  $sP$  s'exprime alors simplement par la relation :

$$\delta t = \frac{h}{V_P} \times \left( \frac{Rv}{\cos i_F^s} + \frac{1}{\cos i_F^p} \right). \quad (6.1)$$

Avec une vitesse des ondes  $P$  moyenne de 6.4 km/s et un rapport de vitesse  $Rv = V_P/V_S$  de 1.75, nous obtenons une profondeur de foyer  $h = 13.3\text{km}$ , proche de celle donnée par les tables mondiales (CNSS). Cette adéquation nous pousse à conclure que le signal parasitant la fonction de transfert dérivée de cet enregistrement est bien lié à une phase  $P$  réfléchie à la surface proche de la source du séisme. Pour limiter son importance dans la fonction de transfert, nous pouvons cependant considérer un seuil des valeurs singulières suffisamment petit. C'est pourquoi, nous choisissons pour cet exemple de limiter les valeurs singulières à 1% de la valeur maximale. Dans ce cas, la signature de la phase  $sP$  reste négligeable mais le pic associé à l'onde convertie sur le Moho est bien identifiable 4.1 secondes après l'onde  $P$  directe.

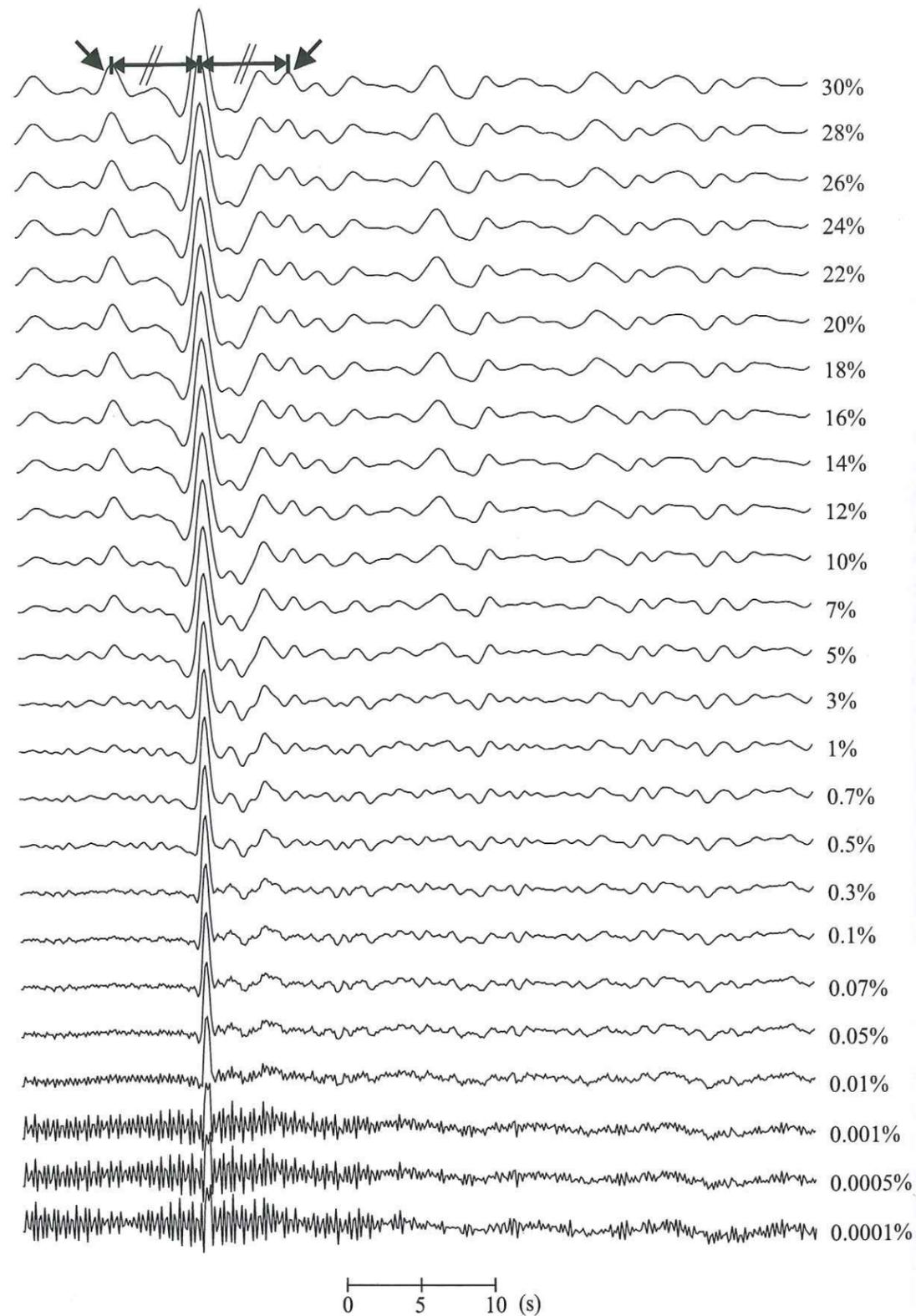


Figure 6.7: Même représentation du résultat de la déconvolution que pour la figure 6.4. Cette fois, une phase parasite existe à 6.08 secondes avant et après le pic principal. Cette phase est interprétée comme une onde sP. Sa présence nous oblige à considérer un facteur de seuillage de 1%.

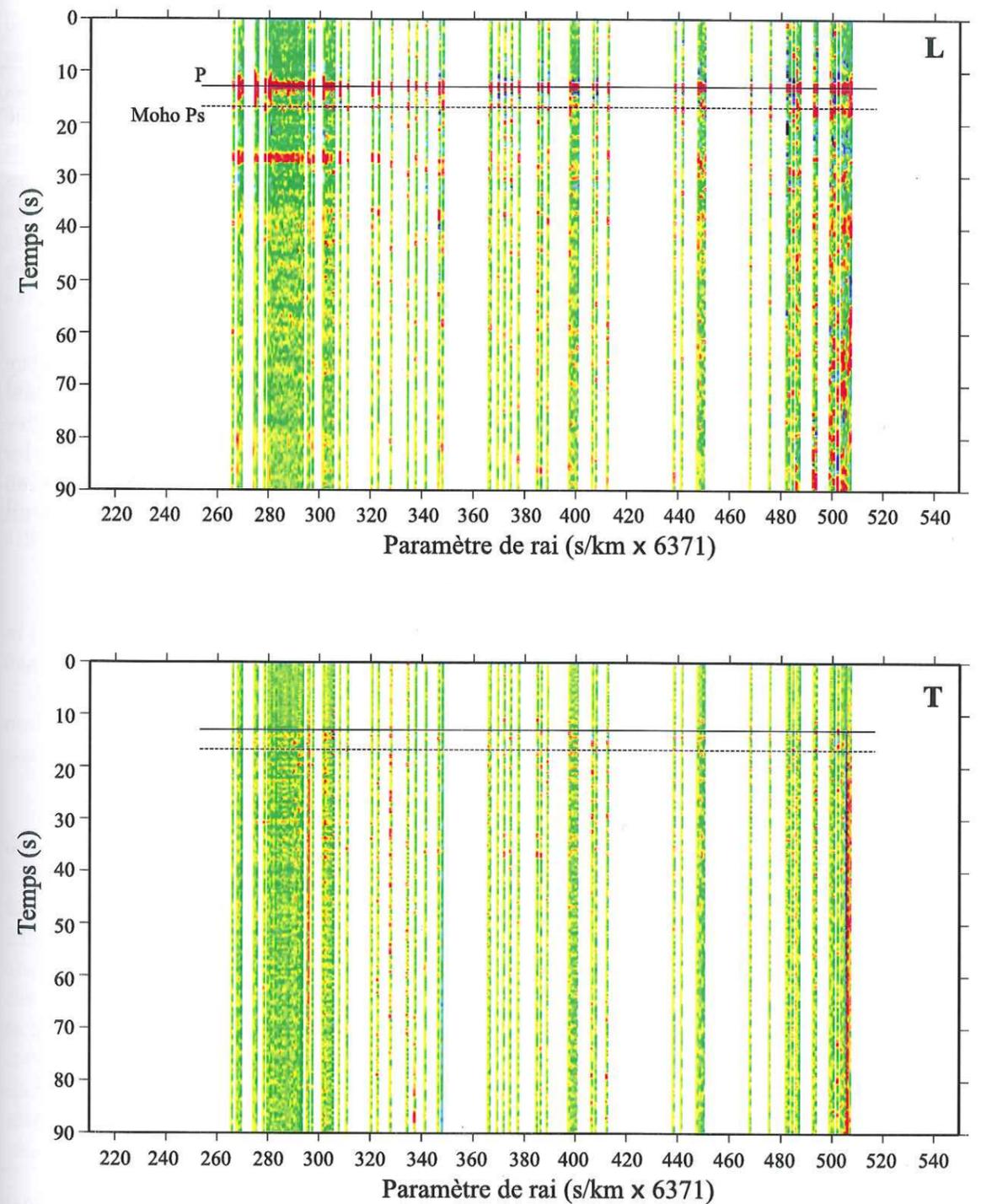


Figure 6.8: Diagramme des fonctions de transfert obtenues à la station TAM.

L'ensemble des 109 fonctions de transfert est rassemblé sur la figure 6.8. Cette figure présente les traces dans un diagramme temps-paramètre de rai. Toutes les fonctions caractérisées par un paramètre voisin ont été préalablement sommées et le graphique montre alors une moyenne de ces signaux au paramètre de rai correspondant. La figure donne

aussi bien les fonctions de transfert transverses que les fonctions longitudinales.

Sur la composante longitudinale, le pic principal est le signal qui ressort le mieux mais sa largeur diffère d'une trace à l'autre. L'onde convertie PS sur le Moho est visible et cohérente pour tous les paramètres de rai, nous l'avons matérialisé par un trait en pointillés. Vers 26 secondes, un autre signal très marqué existe pour les paramètres les plus faibles. Au delà de  $0.052 \text{ s/km}$  ( $330 \text{ s/km} \times 6371$ ), le signal se perd. Il est difficile de distinguer des signaux cohérents plus loin dans les fonctions de transfert. Les composantes transverses sont elles constituées de signaux nettement plus faibles que les composantes longitudinales.

La structure sous la station de Tamanrasset semblant être latéralement homogène (Sandvol *et al*, 1998), nous avons sommé toutes les fonctions de transfert obtenues afin d'évaluer une fonction de transfert moyenne sous la station. Cette opération est justifiée par les faibles composantes transverses observées. Si nous considérons uniquement les 25 secondes après le pic principal, il n'est pas nécessaire d'appliquer des corrections en fonction du paramètre de rai avant sommation. La somme est donc faite directement. Les traces résultant de cette sommation sont montrées sur la figure 6.9.

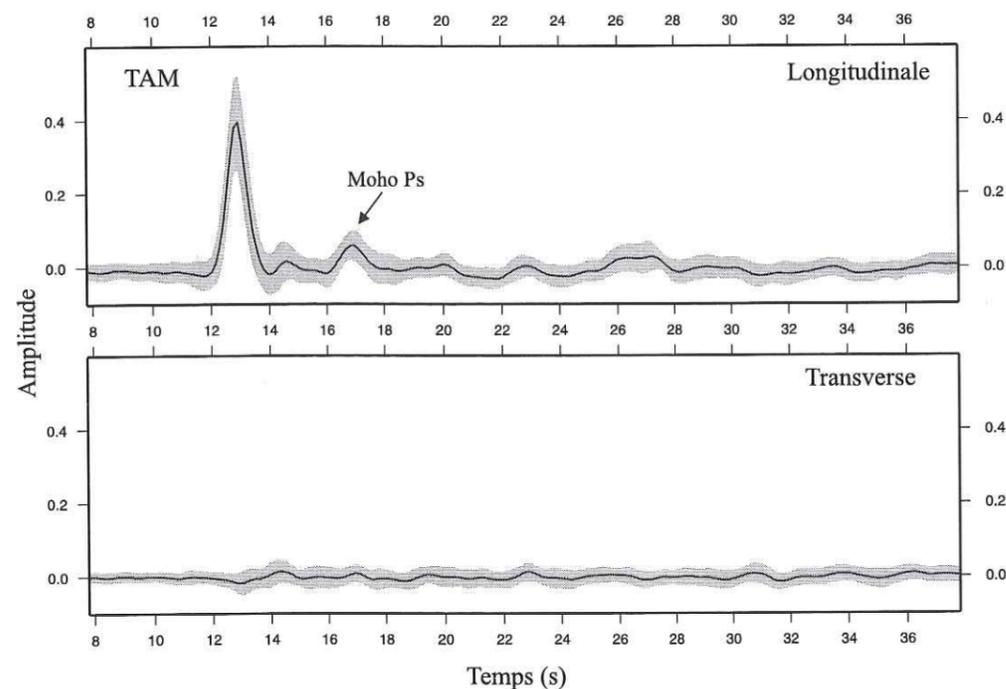


Figure 6.9: Résultat de la sommation des fonctions de transfert. Le pic associé à la phase convertie PS sur le Moho apparaît 3.91 secondes après le pic principal. La zone grisée entourant la fonction représente l'incertitude de la forme de la fonction. Elle est déduite de la déviation standard calculée à partir des traces servant à la sommation.

La forme de la fonction de transfert moyenne obtenue est très simple. La composante transverse est presque nulle, et le signal sur la composante longitudinale reste plat avant

le pic principal. Cette simplicité est en bon accord avec un modèle crustal tabulaire. Le pic prenant place 3.91 secondes après le pic principal est interprété comme la phase PS convertie sur le Moho. En considérant une vitesse moyenne des ondes  $S$  dans la croûte de  $3.7 \text{ km/s}$  et une incidence verticale, nous évaluons la position du Moho à 34 kilomètres sous la station.

Afin d'estimer l'incertitude de la forme de la fonction de transfert, nous calculons en chaque point de la fonction, la déviation standard associée à la sommation. L'intervalle d'erreur sur l'amplitude en un temps  $t$  est alors donné par  $\pm$  la valeur de l'écart type calculé au temps considéré.

### 6.3 Structure crustale

Afin de retrouver la structure crustale moyenne sous la station de Tamanrasset, nous avons dans un premier temps inversé la fonction de transfert présentée sur la figure 6.9. Pour cela, nous nous sommes servi du programme d'inversion établi par Ammon *et al* (1990).

Le modèle initial découle directement du modèle solution déterminé par Sandvol *et al* (1998). Il est formé de trois couches homogènes reposant sur un demi-espace homogène également. La première couche a une épaisseur de 3 kilomètres pour une vitesse des ondes  $S$  de  $3.4 \text{ km/s}$ . Elle est suivie d'une couche de 22 kilomètres d'épaisseur dans laquelle les ondes  $S$  se déplacent avec une vitesse de  $3.75 \text{ km/s}$ . La croûte inférieure est caractérisée par une vitesse des ondes  $S$  de  $4.0 \text{ km/s}$  et le Moho est situé à 38 kilomètres de profondeur.

La solution de l'inversion est montrée sur la figure 6.10. Celle-ci regroupe les profils de vitesses solutions de l'inversion, la famille de modèles dérivant du profil initial et ayant servi de point de départ à l'inversion. Le facteur de lissage utilisé pour l'inversion de la fonction est fixé à 0.1. La famille de modèles initiaux est formée de 24 profils différents. Elle couvre une gamme très large de modèles, ce qui nous donne de fortes chances d'avoir au moins un modèle proche du modèle réel. Les fonctions synthétiques calculées à partir des profils solutions de l'inversion sont très proches de la fonction de transfert observée à la station TAM. L'erreur est bien inférieure à l'incertitude sur la forme d'onde du signal inversé. Nous aboutissons à une structure crustale simple ressemblant à la structure moyenne sous les continents (Fig. 1.5). Le profil de vitesse comporte deux zones de faible vitesse, une entre 7 et 17 kilomètres et l'autre entre 27 et 35 kilomètres. Le Moho est placé à la base de la deuxième zone à moindre vitesse.

Nous avons également essayé d'interpréter le contenu de la fonction de transfert en terme d'énergie diffractée PS sous la station (Fig. 6.11). Pour cela, nous avons considéré les 109 fonctions de transfert dans le calcul de la grille de diffraction. Pour ce calcul, chaque fonction de transfert est caractérisée par la direction théorique d'arrivée de l'onde  $P$  à la station et par son incidence. L'azimut théorique est déterminé en considérant une Terre à structure superficielle latéralement homogène et l'incidence de l'onde est calculée dans le modèle Iasp91. La figure 6.11 propose des coupes ouest-est dans cette grille. La

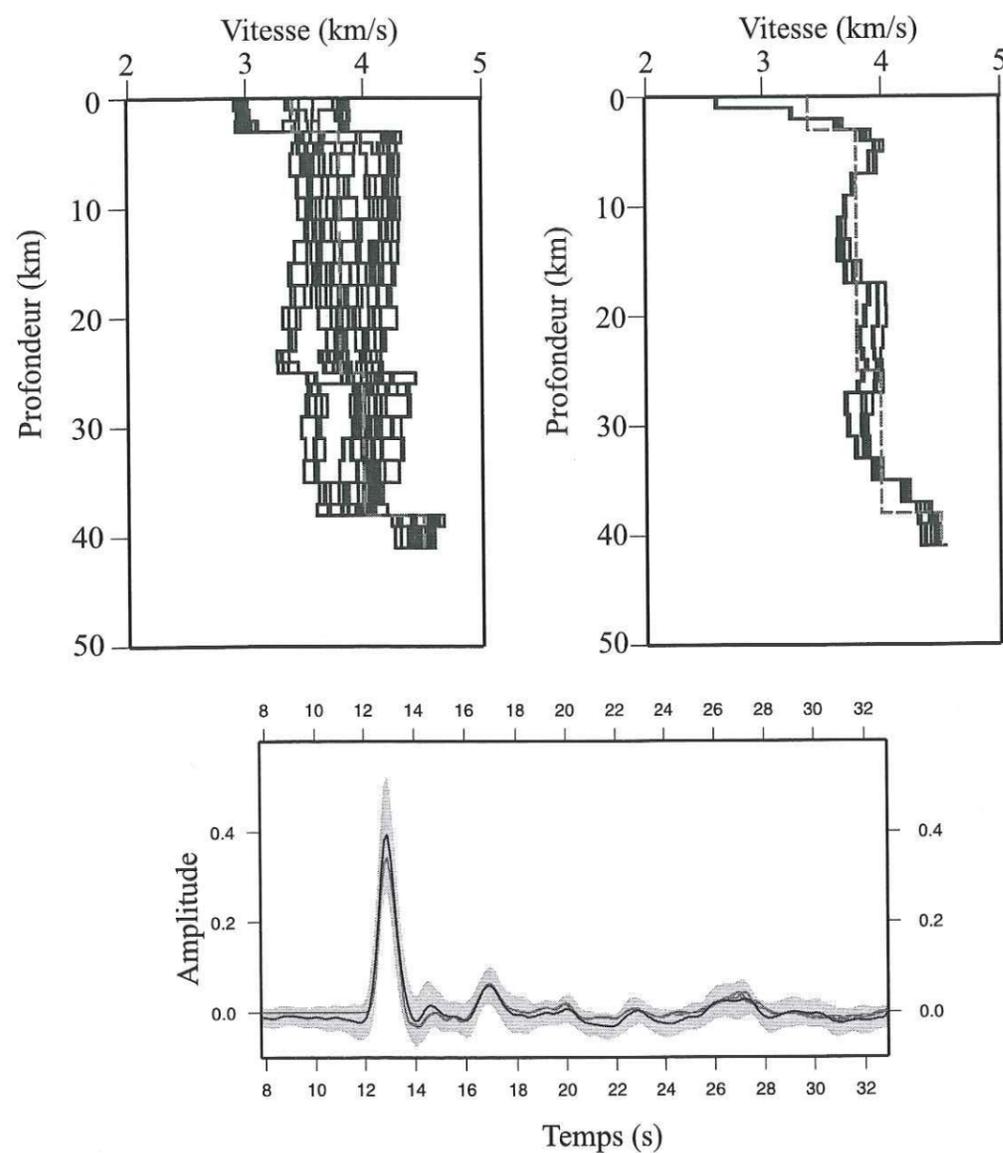


Figure 6.10: Résultat de l'inversion de la fonction de transfert longitudinale de la figure 6.9. En haut, profils de vitesse solution et profils de vitesse de départ. En bas, comparaison de la forme des fonctions de transfert synthétiques et de la fonction réelle.

taille de la grille est de 220 km de côté sur 90 km verticalement. La station est positionnée à l'origine du repère cartésien orthonormé. Sur la figure, nous avons représenté des extraits de profil faisant 90 kilomètres de long.

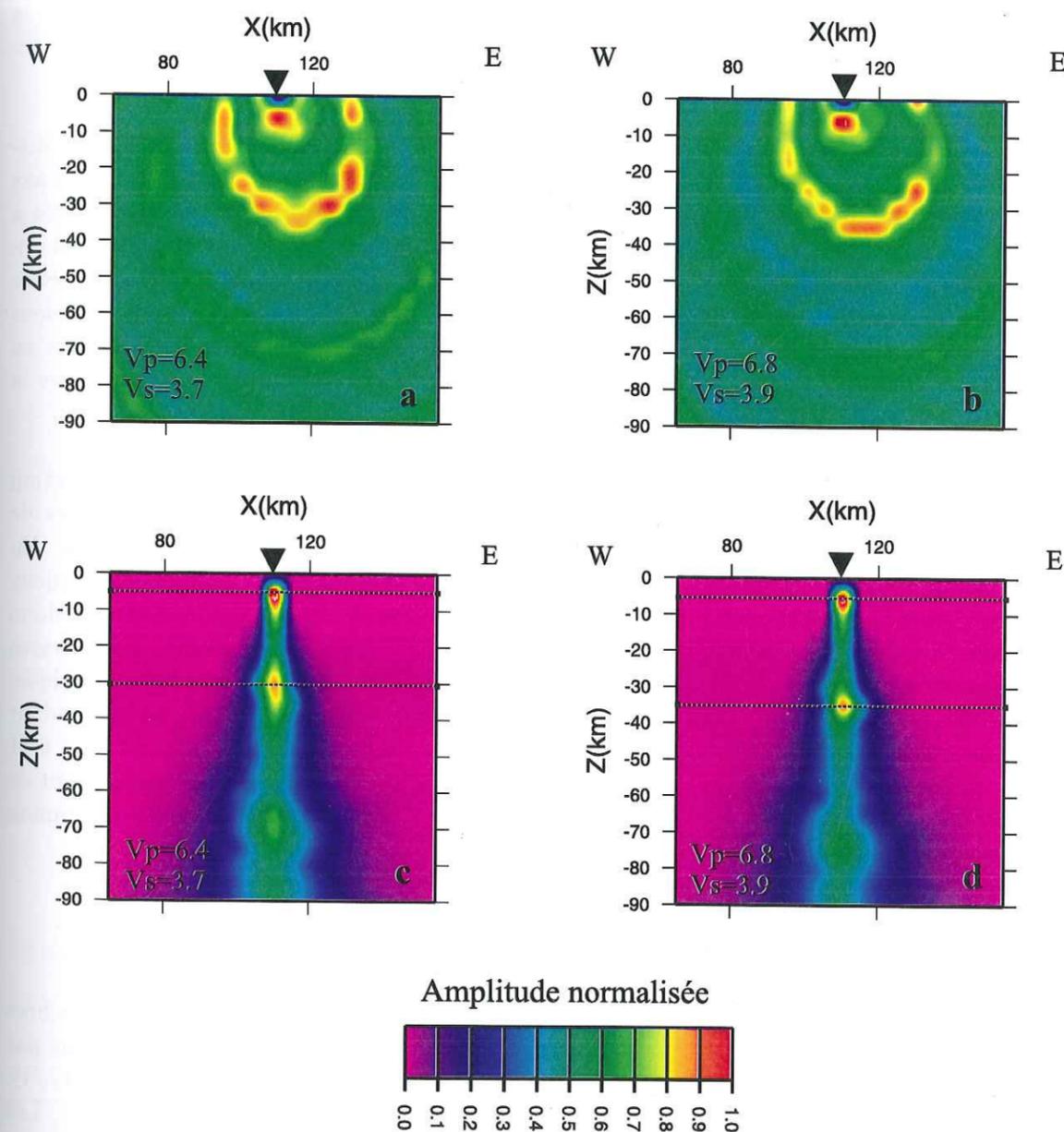


Figure 6.11: Coupe verticale dans la grille de diffraction selon un profil ouest-est. En haut, sont représentées des sections brutes. Dans la coupe a, la vitesse des ondes P est fixée à 6.4 km/s et celle des ondes S à 3.7 km/s. Pour le diagramme b, les vitesses sont de 6.8 km/s et 3.9 km/s pour les ondes P et S respectivement. Les diagrammes du bas, ont été obtenus en tenant compte de la loi de Snell-Descartes. Nous avons également effectué le calcul en considérant deux vitesses moyennes différentes pour le milieu sous la station.

Plusieurs tests ont été faits en considérant des vitesses moyennes différentes pour la propagation des ondes dans la grille. Nous en reportons uniquement deux ici. Dans le premier cas, la vitesse des ondes  $S$  est de 3.7 km/s et la vitesse des ondes  $P$  est de 6.4 km/s. Dans le second cas, ces vitesses sont plus élevées : 6.8 km/s et 3.9 km/s pour les ondes  $P$  et  $S$  respectivement. Deux calculs ont été menés à chaque fois : un calcul direct et une sommation respectant les lois de Snell-Descartes. Lorsque nous ajoutons la contrainte supplémentaire de Snell-Descartes, nous forçons le programme à ne détecter que ce qui pourrait provenir de conversions sur une interface.

Le calcul le plus simple aboutit aux diagrammes **a** et **b** de la figure 6.11. On distingue sur ces coupes deux ellipses majeures et une ellipse moins prononcée et de demi-axe plus important. Ces ellipses sont le fait du déséquilibre du nombre de séismes situés à l'est et à l'ouest de la station. Le nombre d'onde  $P$  provenant de l'est est en effet plus important. Ces diagrammes sont caractéristiques d'un milieu dans lequel les hétérogénéités latérales ne sont pas dominantes et sont le reflet de la simplicité relative des fonctions de transfert obtenues à la station. Nous interprétons les deux signaux les plus forts en amplitude comme la trace de phases converties sur des discontinuités de vitesse sous la station.

S'il est difficile de conclure sur la présence d'hétérogénéités latérales sous la station de Tamanrasset à partir des sections brutes, en considérant les relations angulaires de Snell-Descartes il est possible de retrouver la profondeur du Moho sous la station. En utilisant une vitesse moyenne de propagation des ondes plus élevée, nous focalisons mieux la trace liée à la conversion PS du Moho (Fig. 6.11d). Dans ce cas, la profondeur du Moho est relevée à  $35\text{ km} \pm 2$ , ce qui est en bon accord avec l'inversion précédente. Les vitesses moyennes élevées sont justifiées par le fait que la grille utilisée est à l'échelle lithosphérique. Il faut donc tenir compte des vitesses du manteau supérieur dans le calcul. La profondeur de la première discontinuité est cependant surestimée. Le graphique (**d**) de la figure 6.11 nous donne en effet une profondeur de 5 kilomètres. Il s'agit en fait sans doute du saut de vitesse à 3 kilomètres de profondeur déjà observé dans le résultat de l'inversion d'Ammon effectuée plus haut.

## 6.4 Discontinuités mantelliques

Les discontinuités plus profondes sous la station de Tamanrasset ont été recherchées par le calcul de spectres de vitesse (Fig. 6.12). Pour le premier calcul, nous n'avons pas tenu compte de la superposition de couches. Dans ce cas, le rapport de vitesse  $V_P/V_S$  a été fixé à 1.75 (Gurrola *et al.*, 1994). Nous obtenons un spectre assez simple. Les discontinuités crustales principales sont bien visibles. Nous retrouvons la discontinuité superficielle (3 km) et le Moho clairement représentés par deux barres quasi-parallèles à l'axe des vitesses et situées à 2 secondes et 4.5 secondes environ respectivement. Vers 14 secondes apparaît une nouvelle trace d'amplitude très forte. Par comparaison avec l'analyse de vitesse pour le modèle Iasp91 (Fig. 4.12), nous l'associons à la réverbération P2p1s entre le Moho et la surface libre.

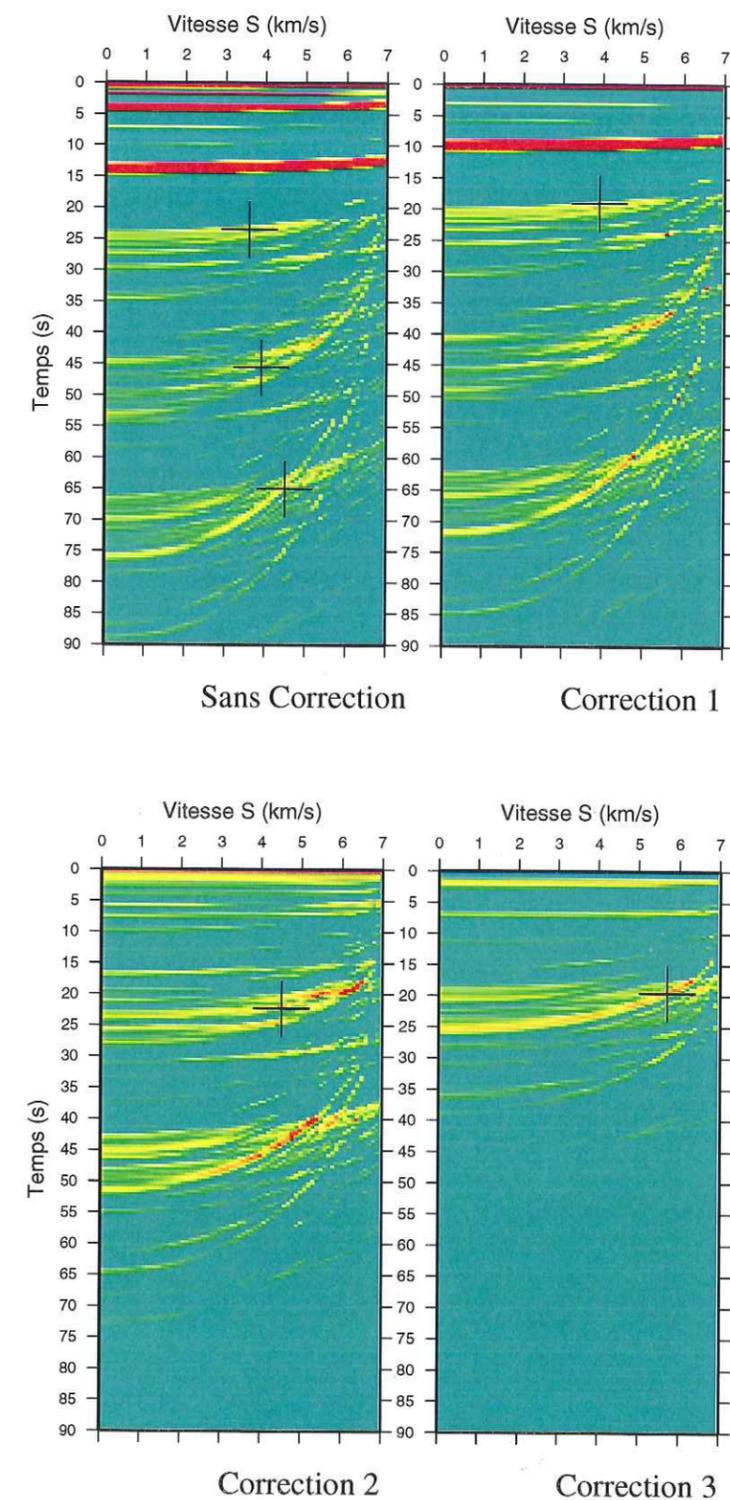


Figure 6.12: Spectres de vitesse obtenus pour TAM. Correction 1 : spectre corrigée des structures crustales; Correction 2 : correction pour la discontinuité de 426 km de profondeur; Correction 3 : correction pour la discontinuité de 662 km de profondeur.

Trois autres maxima sont attribués à des conversions PS sur trois discontinuités majeures du manteau. Le premier est relevé à 23.5 s pour une vitesse de 3.6 km/s. Le deuxième se situe au point (3.9, 45.5) et le dernier au point (4.5, 65.0). Afin de déterminer une profondeur et une vitesse d'intervalle les plus justes, nous avons calculé trois spectres supplémentaires, en corrigeant à chaque fois de l'effet des couches supérieures. En relevant les maxima sur les trois graphiques, nous obtenons les épaisseurs et les vitesses des 3 couches :

- Première discontinuité :  $V_S = 3.9 \text{ km/s}$ ,  $\Delta t_{P_{so}} = 19.0 \text{ s}$  d'où  $\Delta z = 173 \text{ km}$ , soit  $z = 208 \text{ km}$ ;
- Deuxième discontinuité :  $V_S = 4.5 \text{ km/s}$ ,  $\Delta t_{P_{so}} = 22.3 \text{ s}$  d'où  $\Delta z = 218 \text{ km}$ , soit  $z = 426 \text{ km}$ ;
- Troisième discontinuité :  $V_S = 5.7 \text{ km/s}$ ,  $\Delta t_{P_{so}} = 19.0 \text{ s}$  d'où  $\Delta z = 236 \text{ km}$ , soit  $z = 662 \text{ km}$ .

Pour cela, nous avons pris une épaisseur crustale de 35 km avec une vitesse de propagation des ondes  $S$  moyenne de 3.8 km/s.

Par rapport aux profondeurs prévues par le modèle théorique Iasp91, les profondeurs des discontinuités du manteau supérieur sont légèrement plus importantes : 16 km de plus pour la "410" et 2 km pour la "660".

### Conclusion

Les fonctions de transfert sont le reflet du milieu situé sous une station sismologique et dans lequel se sont propagées les ondes  $P$  téléseismiques. Par rapport aux sismogrammes bruts, elles représentent une normalisation de l'information car elles ne dépendent plus de la source des ondes téléseismiques (forme de la fonction source et diagramme de radiation). Le spectre de la source des ondes générées sous la station est en quelque sorte blanchi. D'autre part, la différence de temps de propagation de l'onde  $P$  entre le foyer du séisme et la station est éliminé. Les signaux sont ainsi recalés ce qui permet une comparaison plus aisée des enregistrements à des stations différentes. Le temps d'arrivée des ondes dans la coda de l'onde  $P$  est alors mesuré à partir du temps d'arrivée de l'onde  $P$  mère.

La bande passante des stations large-bande est suffisamment large pour nous permettre d'étudier le contenu des fonctions de transfert à deux échelles. Tout d'abord, la profondeur des discontinuités du manteau peut être recherchée en analysant les courbes de correction dynamique pré-stack via le calcul de spectres de vitesse. Nous nous basons pour cela sur une méthode dérivée de la sismique pétrolière et développée par Gurrola *et al.* (1994). Cette méthode présuppose que la structure du manteau présente une symétrie sphérique. Dans ce cas, nous n'avons pas besoin de tenir compte de la direction d'arrivée des ondes  $P$  sous le manteau. Toutes les directions sont équivalentes. Par contre, si les discontinuités présentent des variations latérales de profondeur importantes, il est nécessaire d'effectuer l'analyse pour un intervalle d'azimuts fixé. Dans ce cas, ce n'est pas la structure immédiatement sous la station qui est imagée, mais celle rencontrée par l'onde  $P$  lors de sa propagation vers la station. Le trajet de l'onde  $P$  n'étant pas vertical, il existe une extension latérale de l'échantillonnage des interfaces dans le manteau. Plus la discontinuité est profonde et plus cet échantillonnage s'éloigne de la verticale au point d'enregistrement. Ainsi, cet écart est négligeable pour le Moho, est de 12 kilomètres pour une profondeur de 60 kilomètres (Cassidy, 1992) et de plus de 140 km pour la discontinuité de 660 km de profondeur.

L'incidence des ondes  $P$  téléseismiques au niveau du Moho est presque verticale quel que soit la distance épacentrale considérée. En effet cet angle varie dans un intervalle allant de 25 degrés, pour les distances les plus courtes, à moins de 15 degrés pour les séismes les plus lointains. La largeur de cet intervalle ne permet pas d'utiliser le calcul de spectres de vitesse pour caractériser la profondeur de l'interface entre la croûte et le manteau. Ainsi il faut recourir à des techniques différentes pour l'étude des structures crustales. Dans ce cas nous élargissons le contenu fréquentiel des fonctions de transfert auxquelles nous nous intéressons. Les enregistrements sont alors sensibles aux perturbations locales de la vitesse des ondes sismiques, ce qui peut biaiser le calcul des fonctions de transfert que nous utilisons.

Le calcul des fonctions de transfert repose sur des bases théoriques assez simples selon lesquelles l'enregistrement fait à une station se met sous la forme d'un produit de convolution entre une source et la réponse impulsionnelle du milieu sous la station. La source peut être estimée par la composante verticale des enregistrements uniquement dans la mesure où les phases secondaires de la coda de l'onde  $P$  s'enregistrent principalement sur les composantes horizontales. C'est le cas pour des structures tabulaires formées de couches homogènes et isotropes qui génèrent des phases converties  $PS$  au passage de l'onde  $P$  à chaque discontinuité. L'anisotropie dans au moins une couche du milieu, le pendage des interfaces ou les hétérogénéités latérales entraînent la présence d'énergie sur la composante transverse des sismogrammes mais ne remettent pas en cause le mode de calcul des fonctions de transfert sous certaines conditions. Le plus important, c'est de conserver la décomposition de l'enregistrement du train d'onde  $P$  selon le mode convenu, c'est-à-dire la phase  $P$  isolée sur la composante verticale et les ondes secondaires sur les composantes horizontales. En présence d'une couche anisotrope par exemple, ceci est vérifié quand l'axe de symétrie de l'anisotropie est horizontal. Les perturbations de vitesse ponctuelles doivent être situées plus ou moins à l'aplomb du point d'enregistrement et les variations latérales de profondeur des interfaces ne doivent pas être trop rapides. Si le milieu sous la station ne remplit pas ces conditions, notre calcul des fonctions de transfert est caduque. Une inspection de la composante verticale de la coda de l'onde  $P$  est la seule à garantir l'élimination des données douteuses. Si la forme de cette composante reste conforme à nos attentes, l'estimation de la réponse impulsionnelle reste valable. Nous pouvons alors généraliser :

$$s(t) \longrightarrow \boxed{\text{Milieu } h(t)} \longrightarrow \epsilon(t)$$

$$\epsilon(t) = h(t) * s(t), \text{ avec}$$

$$h(t) = \begin{cases} h_L(t) \\ h_T(t) \end{cases}$$

$h_T(t)$  étant nulle pour des structures composées de couches planes et homogènes.

Les fonctions de transfert obtenues à des stations sismologiques surplombant des milieux dans lesquels la vitesse des ondes sismologiques varie latéralement ou selon la direction d'arrivée des ondes ne peuvent être sommées sans précautions préalables (Cassidy, 1992, Jones & Phinney, 1998). En effet, dans ces conditions, le temps d'arrivée des phases de la coda de l'onde  $P$  est fonction de la distance épacentrale et de l'azimut à la station. Ainsi pour avoir des interférences constructives lors de la sommation et amplifier les phases désirées, il est nécessaire de considérer des enregistrements de séismes localisés dans une région de faible ouverture afin de sommer des traces à paramètre de rai et azimut constants. D'un autre côté, il est possible d'éliminer les hétérogénéités latérales par un stack brutal. Une inversion d'Ammon (Ammon *et al.* 1990) permet alors de trouver la structure crustale moyenne sous la station. Les variations de profondeur des interfaces peuvent dans un second temps être analysées par une étude de la polarisation des

composantes transversales des ondes converties aux interfaces (Langston, 1977; Owens & Crosson, 1988; Cassidy, 1992). Une dernière étape consiste à estimer l'énergie diffractée dans les environs des récepteurs et enregistrée dans les sismogrammes. Cette estimation peut se faire avec une seule station mais l'utilisation d'un réseau de stations en facilite l'analyse. D'autre part, il est possible de retrouver à l'aide d'un profil d'enregistrements le pendage des principales interfaces crustales. La diffraction des ondes est également analysée en sismique pétrolière pour la recherche des variations de structure de courte longueur d'onde. Le travail de Forgues (1996) par exemple, est basé sur la détermination de la géométrie des interfaces sous un profil de stations par l'étude de perturbations d'un modèle de référence. Ces perturbations représentent des variations latérales haute fréquence des propriétés physiques du milieu et se comportent comme des diffractants. Forgues (1996) recherche donc à modéliser le champ d'onde diffracté enregistré par le profil sismique.

L'analyse de la forme des fonctions de transfert obtenues à la station du réseau GEOSCOPE a permis d'obtenir une image à deux échelles des structures sous la station. Nous avons déduit d'une part une croûte tabulaire d'épaisseur proche de  $35 \pm 2 \text{ km}$  composée notamment de deux zones à moindre vitesse. D'autre part, le calcul de spectres de vitesse s'est montré très efficace pour la détermination des profondeurs des discontinuités mantelliques. Les interfaces du manteau supérieur ont été caractérisées par une profondeur légèrement supérieure à celle prédite par le modèle Iasp91. Cette application permet de se rendre compte de l'efficacité de l'étude des fonctions de transfert, dans un cas simple, pour estimer la structure de la croûte et du manteau supérieur. Elle montre également qu'avec une seule station, l'analyse de grille offre une contrainte supplémentaire à l'étude de l'épaisseur crustale lorsqu'un bon nombre d'enregistrements sont disponibles à la station.

### Partie III

## Applications : Les Alpes Maritimes et la région Campanienne

## Introduction

La première expérience de sismique grand angle pour la détermination de la structure profonde de la croûte sous les Alpes occidentales du Sud date de 1956. Un profil de réfraction avait été alors effectué avec un tir dans le lac Nègre situé dans le massif du Mercantour, proche de la frontière italienne et du Boréon.

Plus tard, à la fin des années 1960, des profils de réfraction avec des tirs au large de Toulon viennent compléter les données géophysiques pour la détermination de la topographie du Moho dans le sud-est de la France (Labrouste *et al.*, 1968; Recq, 1970).

D'autre part, le profil EGT (Blundell *et al.*, 1992) passe à l'Est de la région, dans le golfe de Gênes (méridien 9°E). Les isobathes du Moho déduits de cette étude pour les Alpes maritimes et la Provence sont le résultat d'extrapolations qui rendent la mesure incertaine.

Ainsi, les structures profondes et notamment la géométrie de la discontinuité de Mohorovicic sont encore bien mal contraintes dans les Alpes du sud de la France. Or, cette région est un endroit clef pour comprendre la dynamique de la déformation alpine sous l'effet de la collision entre le promontoire adriatique et la plaque européenne. En effet, elle constitue transition entre l'arc alpin et le bassin océanique ligure. De plus, elle est située non loin plus d'une zone complexe impliquant deux subductions (celle de la plaque européenne sous la plaque adriatique et celle de la plaque adriatique sous le bassin ligure et tyrrhénien).

Afin de préciser la structure crustale dans les Alpes, le programme GéoFrance3D-volet Alpes- a été lancé en 1996. Il consiste en une approche multi-disciplinaire et implique plusieurs laboratoires français. Le coordinateur du programme est le BRGM, les laboratoires de Grenoble, Chambéry, Lyon, Montpellier y participent activement. Des études tectoniques et de géologie structurale sont menées conjointement à un relevé gravimétrique de grande précision (Masson *et al.*, 1999) et aux expériences de sismologie active et passive.

Dans le cadre de ce programme, nous avons installé quatre stations sismologiques temporaires dans le sud-est de la France. Ces stations sont venues compléter le réseau permanent TGRS. Elles ont été mises en service sur deux périodes distinctes de 3 à 4 mois.

Dans une première disposition, opérationnelle entre octobre 1996 et Janvier 1997, nous avons installé les stations dans les Alpes Maritimes et le Var afin d'étendre la zone d'enregistrement vers le Sud-Ouest et acquérir des données en Provence (stations FRF et GILY). Dans un même temps, deux stations placées dans le Nord du département des Alpes Maritimes (BOL et SLEG) nous permettaient de densifier le réseau sismologique TGRS.

Entre novembre 1997 et mars 1998, une nouvelle campagne nous a permis de redéployer nos stations temporaires. Cette fois, la géométrie d'acquisition choisie est différente de la saison précédente. En plaçant les stations dans le haut-var (REGF), à l'observatoire de Haute-Provence (OHPP) et dans le gapençais (CEUZ), nous pensions ceinturer les structures d'avant-pays. Malheureusement, des problèmes techniques nous ont privés

d'enregistrements fiables à OHPF et CEUZ. C'est pourquoi, pour cette seconde campagne, seules les stations de FRF et REGF ont fourni des données supplémentaires.

En complément de l'étude de la structure du Vésuve (Italy) par les expériences de sismologie active Tomoves'94, Tomoves'96 et Mareves menées par plusieurs groupes européens et coordonnées par l'Université de Naples, nous avons activement participé à une campagne de sismologie passive en collaboration avec l'Osservatorio Vesuviano de Naples et l'ING de Rome. Cinq stations large-bande ont été installées courant 1996 (entre mai et septembre). Cette expérience permet d'élargir l'échelle d'investigation dans la région afin d'imager les structures crustales profondes et notamment la géométrie du Moho pour apporter de nouvelles informations sur l'enracinement des complexes volcaniques et sur le mode d'approvisionnement en magma du Vésuve et des champs Flégréens.

## Chapitre 7

### Introduction à la tectonique de l'ouest de la Méditerranée

#### 7.1 Évolution géodynamique

Ce premier paragraphe a pour objectif de décrire succinctement la géodynamique globale, à grande échelle, de la partie ouest de la Méditerranée qui comprend les régions d'application des différentes méthodes d'analyse des ondes de volume télé-sismiques. Cette description nous permettra d'appréhender la complexité des structures étudiées. La figure 7.1 présente la répartition actuelle des principaux domaines géodynamiques de la Méditerranée nord-occidentale. On y distingue les traces des différentes micro-plaques impliquées dans les structures actuelles de la région. Ces structures sont le reflet de trois subductions et deux ouvertures océaniques. La plaque Eurasienne plonge sous la plaque adriatique qui elle-même disparaît d'un côté sous les Dinarides et de l'autre sous les Apennins. Ces systèmes de subduction ont entraîné l'ouverture du bassin algéro-provençal puis du bassin tyrrhénien.

Née du poïonnement de la plaque Europe par le promontoire adriatique, dans le contexte de convergence des plaques Eurasienne et Afrique initiée au Crétacé, la chaîne des Alpes occidentales forme un arc d'environ 400 km de long reliant Nice à Vienne (Autriche). Dans le sud de la France, cet arc suit deux directions principales : N-S à l'est immédiat du massif du Pelvoux puis NW-SE au sud-est de ce même massif. La surrection des Alpes accompagne la subduction du manteau lithosphérique et de la croûte inférieure de la plaque Europe sous la plaque adriatique. Dans le même temps, la croûte supérieure a été rabotée et les copeaux produits empilés pour former les spectaculaires nappes caractéristiques de l'orogène alpin et entraîner le soulèvement des massifs externes (Stampfli & Marchant, 1997).

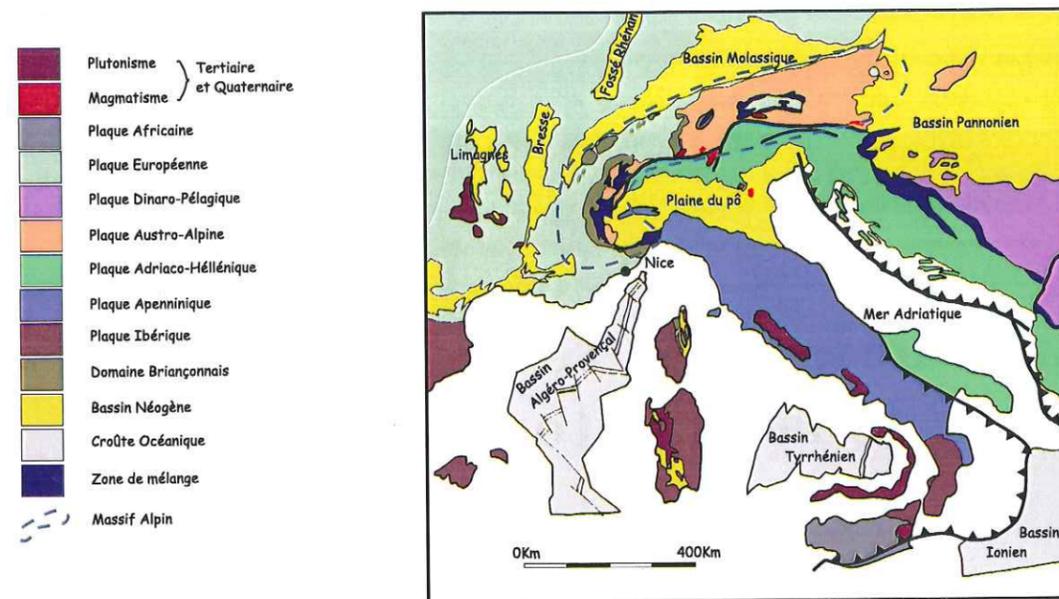


Figure : Principales structures tectoniques de la Méditerranée nord-occidentale (Stampfli & Marchant, 1997).

Figure 7.1: Principales structures tectoniques de la Méditerranée nord-occidentale (Stampfli & Marchant, 1997).

Durant le Néogène et le Quaternaire, la géodynamique de la Méditerranée occidentale est dominée par la migration vers l'est de l'arc apenninique et des bassins d'arrière-arc associés (Gueguen *et al.*, 1998). Les figures 7.2 et 7.3 illustrent ce mouvement. L'ouverture des bassins est expliquée par le roll-back de la subduction de la plaque adriatique.

La région Niçoise se trouve proche de l'axe de rotation de l'ouverture de la mer Ligure. Cette zone d'étude est de ce fait complexe car elle est le carrefour entre l'arc Alpin, l'arc Apennins et l'extension océanique Ligure. La structuration de l'arc alpin se réalise essentiellement au Tertiaire (Tricart, 1986 ; Ritz, 1991). Les failles héritées de l'orogénèse hercynienne ont fortement influencé la déformation alpine. Les Alpes occidentales comportent des unités internes très allochtones chevauchant le long du front pennique un domaine externe plus modestement raccourci (Madeddu, 1997). Le socle ancien anté-triasique apparaît dans les massifs cristallins externes (Mont Blanc, Aiguilles Rouges, Belledone, Pelvoux et Argentera-Mercantour). La structuration du socle en profondeur reste encore mal connue. Le socle proche du front pennique est cependant affecté par un soulèvement débutant sans doute à la fin du Miocène (Madeddu, 1997). Au sud du massif du Pelvoux, la couverture sédimentaire Secondaire à Oligocène est décollée au dessus des évaporites du Keuper et s'est déplacée vers le SSW suivant un système complexe de plis, écaillés et nappes formant les arc de Castellane et de Nice (Laurent, 1998). La plus grande partie du raccourcissement associé s'est produit vers la fin du Miocène.

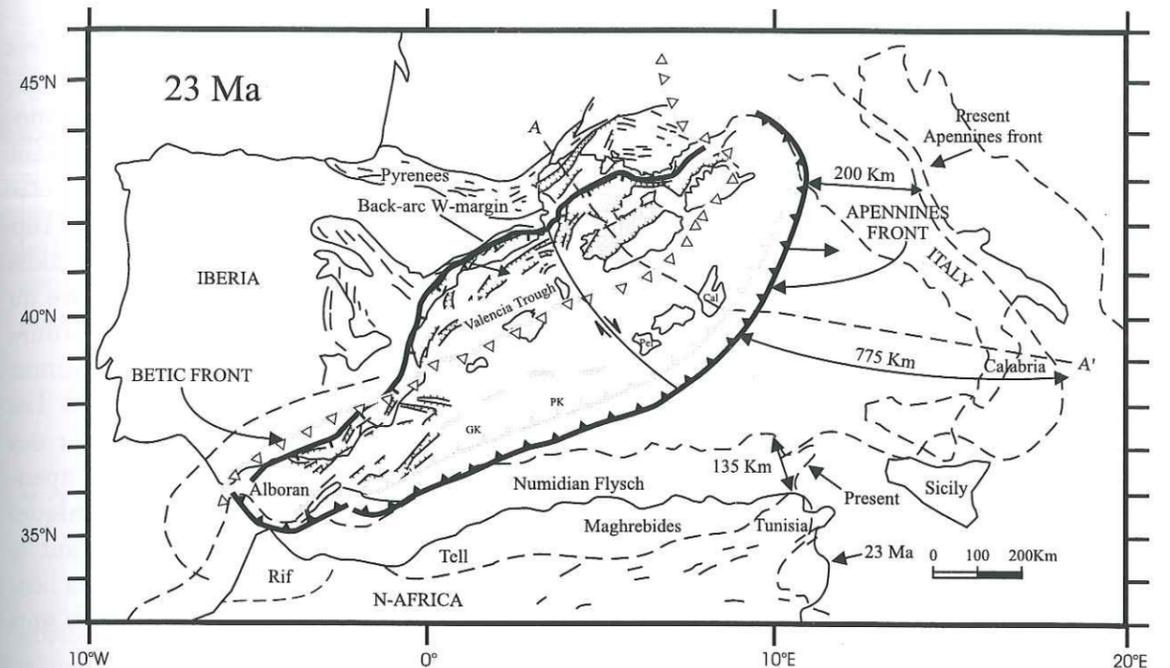


Figure 7.2: Reconstruction paléotectonique de l'Ouest de la Méditerranée au Miocène inférieur (Gueguen *et al.*, 1998).

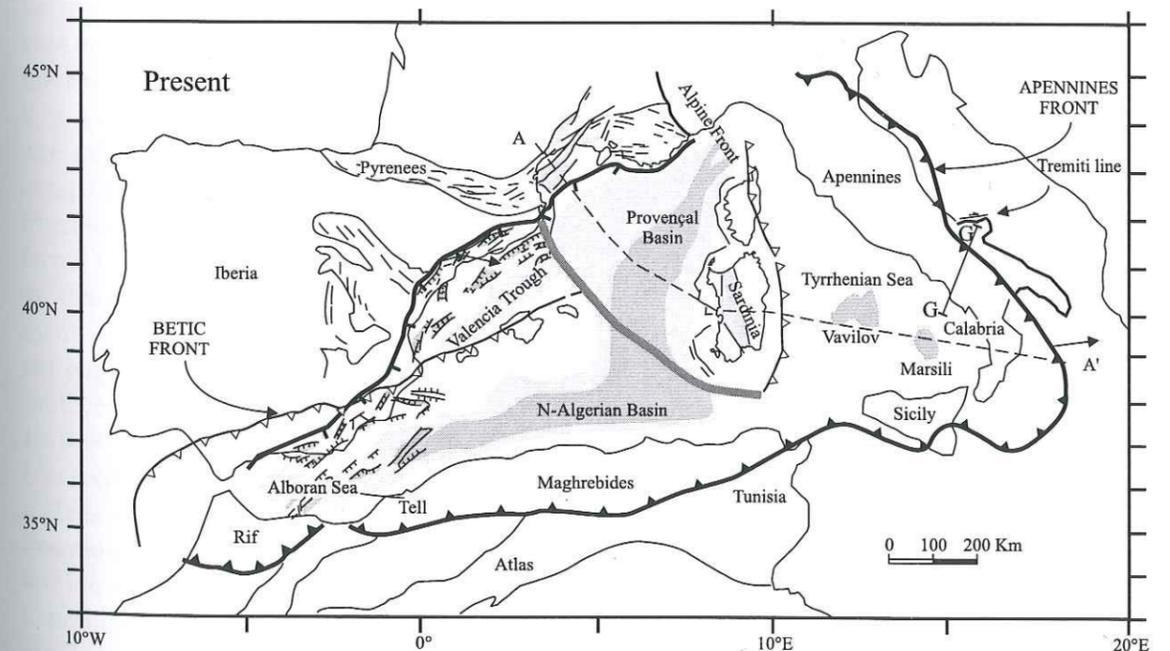


Figure 7.3: Tectonique actuelle. La Méditerranée occidentale est formée d'une succession de bassins dont l'âge décroît d'Ouest en est. (Gueguen *et al.*, 1998).

Après la collision continentale entre les plaques eurasiennne et africaine via le promon-

toire adriatique, la géodynamique de la botte italienne est dominée par la migration vers l'est de l'arc apenninique sous l'effet du recul de la subduction associée (Malinverno & Ryan, 1986). À la fin de l'Oligocène et au début du Miocène (26 Ma), ce retrait s'est accompagné d'un processus de rifting dans l'avant pays de la plaque européenne entraînant l'ouverture du bassin liguro-provençal et la rotation du bloc corso-sarde. C'est dans cette période que se met en place un volcanisme calco-alcalin en Sardaigne. Vers 10 Ma (Tortonien), la dynamique d'extension passe de la zone ligure à la zone tyrrhénienne alors que le raccourcissement s'amplifie au niveau de la chaîne des Apennins. L'ouverture du nouveau bassin provoque un amincissement crustal très important le long de la bordure ouest des Apennins avec apparition de failles normales limitant horsts et grabens. Durant le Quaternaire, se développe un volcanisme intensif entre la Toscane et la Campanie. Les volcans de Campanie prennent place dans un graben limité au nord et au sud par des horst calcaires bordés de failles anti-apenniniques tandis que des failles normales apenniniques forment la limite NE du fossé (Scandone *et al.*, 1991). Les dépôts volcaniques reposent sur une plateforme carbonatée relativement épaisse, mise en place durant le Mésozoïque et le Cénozoïque. Celle-ci est peu déformée par les phases compressives liées aux orogènes alpins et apenniniques. Ce socle calcaire se retrouve vers 3 kilomètres sous l'édifice volcanique du Vésuve (Zollo *et al.*, 1996).

## 7.2 La région Campanienne

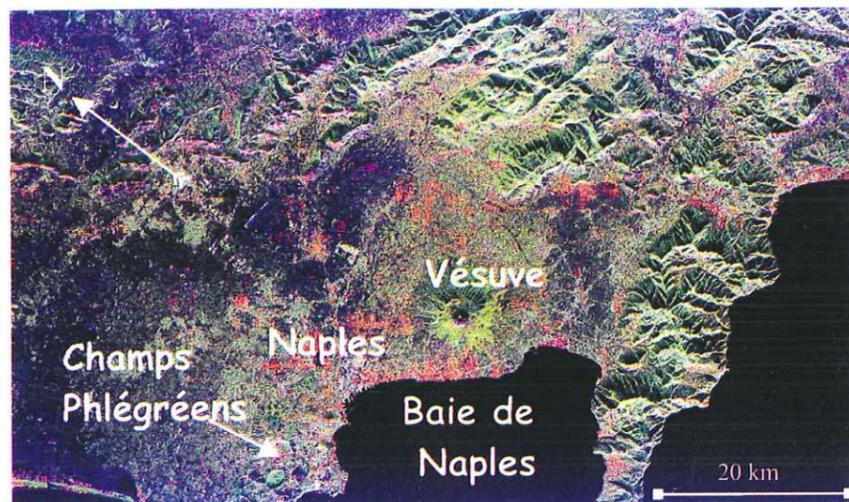


Figure 7.4: Image satellite du Vésuve.

### 7.2.1 Le Vésuve : un volcan à haut risque

Le Vésuve est un complexe volcanique formé par un cratère culminant à 1281 mètres au-dessus du niveau de la mer emboîté dans une caldeira plus ancienne. Cette caldeira est appelée Monte Somma. Du fait de sa localisation proche de Naples, ce volcan présente de hauts risques. En effet il se situe au milieu d'une zone fortement peuplée où vivent près de 3 millions de personnes. La découverte de Pompéi (détruit en l'an 79 après J.C.) et de

l'activité du Vésuve depuis plus de 400 ans font de ce volcan un des plus étudiés du monde. Le Vésuve fait parti des 15 volcans désignés comme volcans de la décennie par l'*International Association of Volcanology and Chemistry of Earth's Interior*. Malgré des milliers de publications sur le Vésuve, les observations géophysiques ont été jusqu'à la dernière décennie plutôt rares (Gasparini, 1998). Aujourd'hui, le volcan est couvert par un réseau de surveillance très dense, maintenu par l'*Osservatorio Vesuviano*. Cet observatoire est actif depuis le 19<sup>ème</sup> siècle. Le Vésuve se trouve actuellement dans une phase de léthargie qui dure depuis 1944, date de la dernière éruption. C'est la plus grande période de sommeil depuis plus de 400 ans, mais l'activité sismique semble reprendre depuis 1995.

### 7.2.2 Les Champs Phlégréens

Naples n'est pas seulement menacée par le Vésuve mais aussi par les Champs Phlégréens (Campi Flegrei). Des déformations du sol parfois très spectaculaires témoignent d'une activité souterraine qui pourrait aboutir à une nouvelle éruption. La région des Champs Phlégréens est composée d'une cinquantaine de centres éruptifs installés dans une immense dépression d'environ douze kilomètres de diamètre où s'étend la banlieue ouest de Naples. Ces champs ont été engendrés il y a trente-cinq mille ans par des éruptions ignimbritiques qui produisirent plus de quatre vingt kilomètres cubes de tufs gris. Le réservoir magmatique, d'un volume de deux cents à trois cents kilomètres cubes, s'est vidé en entraînant l'effondrement de son toit laissant une immense caldeira de douze kilomètres de diamètre.

Il y a douze mille ans, une autre éruption importante éjecta des tufs jaunes et forma une nouvelle caldeira à l'intérieur de la première. Ces tufs jaunes recouvrent la plaine campanienne.

Plusieurs épisodes volcaniques se sont succédés jusqu'en 1538. Cette dernière éruption a formé un petit volcan, le Monte Nuovo, un cône de cent cinquante mètres de hauteur pour un diamètre de presque un kilomètre. Les Champs Phlégréens ont été affectés cycliquement par des mouvements verticaux du sol assez importants. Des affaissements du sol ont englouti la ville romaine de Baia sous quinze mètres d'eau. On observe également des soulèvements du sol. Deux épisodes marqués ont notamment eu lieu dans cette zone en 1970 et 1982, avec soulèvement cumulé de près de deux mètres.

L'activité sismique la plus intense est concentrée dans un petit volume de quatre kilomètres de côté dans la région de soulèvement maximum située autour de la ville de Pouzzoles (Courboulex, 1995). À l'issue des crises sismiques de 1870 et 1982-84, la protection civile a vidé le centre historique de Pouzzoles de ses habitants par crainte de l'effondrements des vieux bâtiments qui n'auraient pas résisté à des séismes violents et répétés.

Une des questions en suspens pour cette région est la connexion des structures et des éventuelles chambres magmatiques entre les édifices volcanique du Vésuve et des champs Phlégréens. Cette question est fondamentale pour les évaluations du risque à venir.



bien que plausible, n'a pu être mis en évidence. Plus à l'Ouest, le pendage change de direction. En France, la discontinuité s'approfondit d'Ouest en est.

C'est le long du profil EGT que les Moho adriatique et ligure sont le mieux imagés. Sous la plaine du Pô, l'interface croûte-manteau forme un dôme culminant à 27 kilomètres de profondeur. Dans sa partie nord, la plaque adriatique chevauche la plaque européenne tandis qu'au sud elle passe sous le Moho ligure. La profondeur maximale relevée dans la partie sud atteint 54 kilomètres. À l'extrémité ouest de la plaine du Pô, la plaque adriatique présente une structure complexe qui n'est pas clairement imagée par les auteurs. Cette partie forme la zone d'Ivrée. On peut observer à cet endroit un réflecteur bien marqué en sismique verticale, situé au-dessus du Moho adriatique mais ayant un contraste de vitesse du même ordre de grandeur que celui-ci. Ce réflecteur est associé au corps d'Ivrée.

Sous les Apennins, le Moho ligure apparaît vers 20 kilomètres de profondeur au niveau du profil EGT. À sa limite nord, il se trouve 30 kilomètres au-dessus du Moho adriatique. D'autre part, d'après Waldhauser *et al.*, il pourrait s'approfondir du sud vers le nord, à l'Ouest du profil. Le Moho ligure se situe alors, dans cette partie, à plus de 10 kilomètres du Moho européen. Ce décalage pourrait être interprété comme la subduction de la plaque Europe sous le Moho ligure, ce qui ne se vérifie pas dans les marqueurs tectoniques en surface. Le manque de contraintes sur les isobathes du sud-est de la France laisse planer un doute important sur la géométrie du Moho dans cette partie de la carte de Waldhauser *et al.*.

Pour finir, il est intéressant de noter qu'aucune des données utilisées par ces auteurs ne permet de conclure à une éventuelle pénétration profonde des lithosphères européenne ou adriatique dans le manteau supérieur sous les Alpes du sud ou la mer Ligure respectivement.

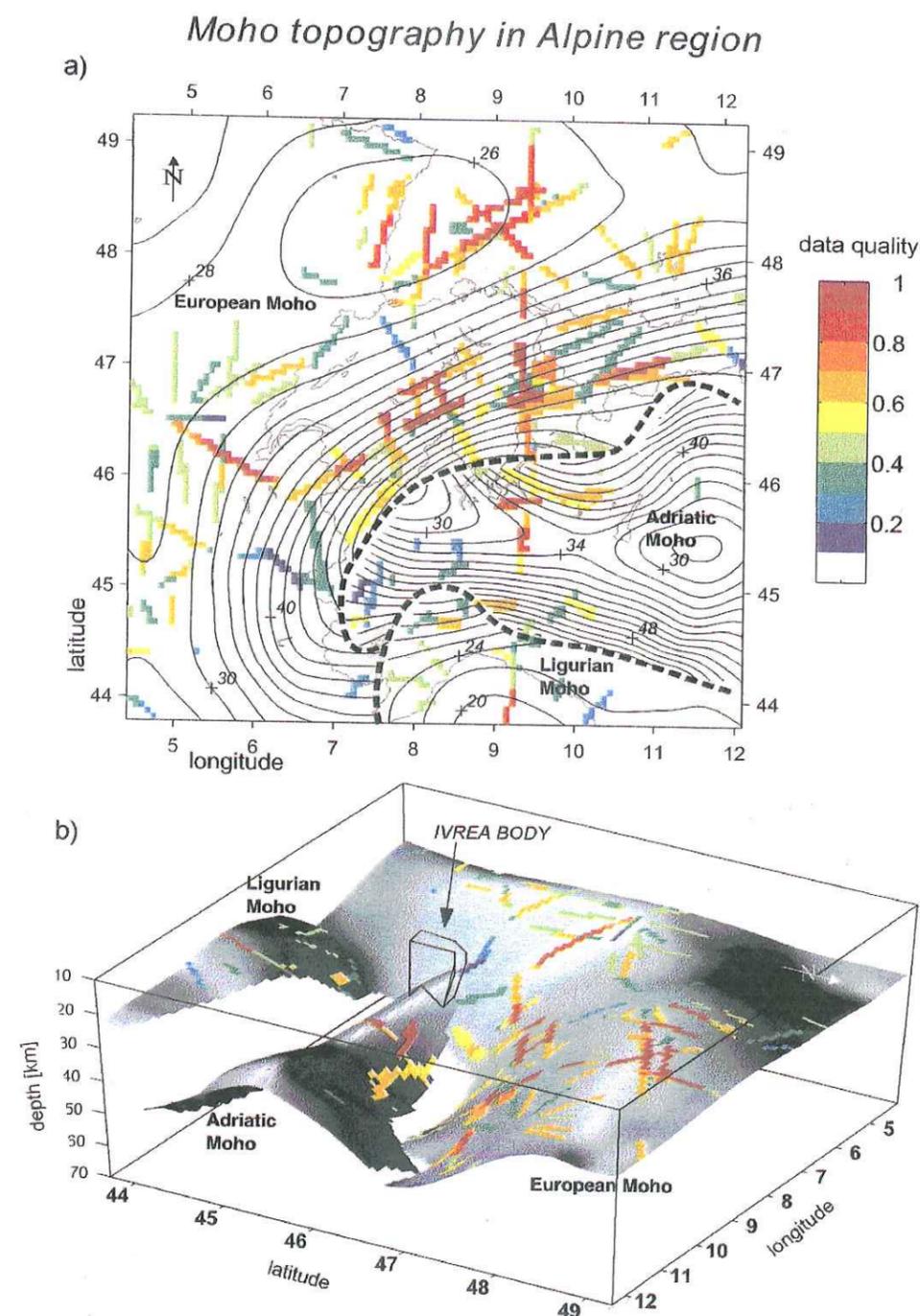


Figure 7.7: Cartographie de la topographie du Moho, d'après Waldhauser *et al.*, 1998.

## Chapitre 8

### Les Alpes Maritimes

#### 8.1 Présentation des campagnes de mesure

Dans le but de contraindre la géométrie des structures lithosphériques sous l'extrême sud-est de la France, nous nous sommes basés sur des enregistrements sismologiques aux stations large-bande du jeune réseau TGRS (*Très Grande Résolution Sismologique*). Pour enrichir le nombre de données disponibles, nous avons installé des stations large-bande temporaires dans le cadre du programme national GéoFrance 3D. Deux expériences ont été menées. La première, entre octobre 1996 et janvier 1997 a permis de densifier le réseau TGRS et étendre les points d'enregistrement vers le sud-ouest (Fig. 8.1). Pour le deuxième volet, de novembre 1997 à mars 1998, les quatres stations ont formé une ceinture autour des Alpes externes. Un tableau en annexe donne les coordonnées des stations permanentes et temporaires dont les enregistrements ont été exploités.

★ *Les stations TGRS* (Fig. 8.1):

Nous avons utilisé les enregistrements aux stations CALF, SAOF, STET et SMPL. Les trois premières stations sont situées sur le continent, la quatrième en Corse. CALF est installée dans un bâtiment de l'observatoire astronomique de la Côte d'Azur sur le plateau de Calern, au nord de Grasse. La station STET se trouve à Saint-Étienne de Tinée au bord nord-ouest du massif de l'Argentera-Mercantour tandis que SAOF est installée dans une galerie souterraine près de Saorge, au sud du Mercantour. Enfin, la station corse SMPL est localisée à la limite entre la Corse Alpine et Hercynienne, au centre de l'île.

★ *Les stations temporaires* (Fig. 8.1):

FRF et GILY ont été installées dans le Massif des Maures, SLEG et BOL au sud du massif du Mercantour. BOL est entre STET et SAOF tandis que SLEG se trouve approximativement entre CALF et STET. La station REGF est abritée dans une ferme abandonnée du Haut-Var proche de Régusse-en-Provence. Elle se localise au sud du bassin de Valensole. Deux dernières stations ont connu quelques problèmes techniques nous privant de leur données. Il s'agit d'une station installée dans une coupole de l'observatoire de Haute-Provence à Saint-Michel l'observatoire (OHPF) et d'une autre proche de Gap (CEUZ).

Les stations temporaires sont constituées de capteurs large-bande Guralp CMG40 ou CMG3 associés à un système d'acquisition Reftek. Le contrôle du temps est assuré



fonctions de transfert ont été calculées. Pour chaque enregistrement, la direction d'arrivée de l'onde  $P$  et le paramètre de rai de la phase sont calculés en considérant le modèle Iasp91. Pour cela, il faut connaître la position du séisme correspondant. Elle est donnée dans les tables internationales.

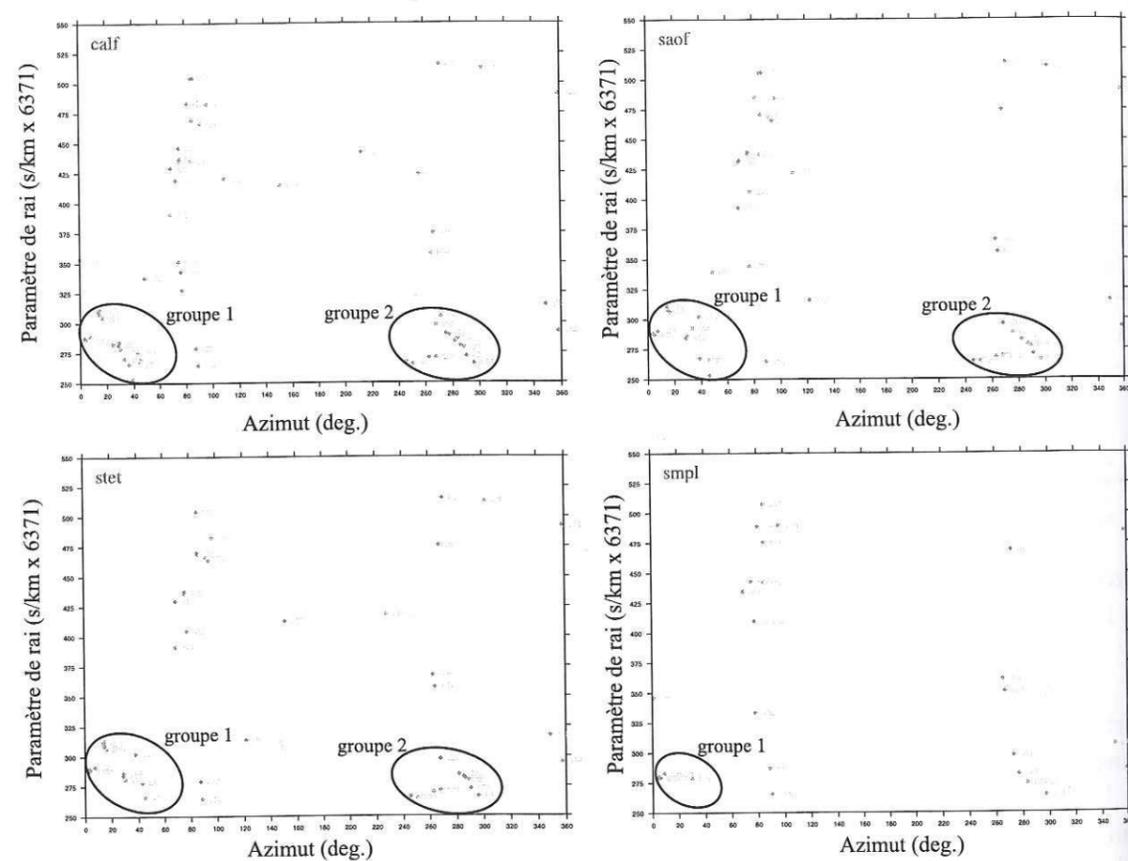


Figure 8.2: Distribution, selon l'azimut d'arrivée et le paramètre de rai théoriques de l'onde  $P$ , des événements dont les enregistrements aux stations TGRS ont été étudiés.

La répartition des événements dans les graphiques de la figure 8.2 n'est pas homogène. Trois directions sont en effet privilégiées. Les séismes se placent essentiellement selon les intervalles allant de 0 à 50 degrés, de 60 à 100 degrés et de 240 à 300 degrés. On relève notamment deux groupes pour lesquels la direction d'arrivée des ondes  $P$  et le paramètre de rai sont proches. Il s'agit des séismes se localisant dans la zone des îles Aléoutiennes d'une part et des tremblements de terre sud-américains d'autre part. Les premiers forment le groupe 1, les seconds le groupe 2. Pour les deux ensembles, la distance épacentrale est comprise entre 80 et 90 degrés, ce qui correspond à un paramètre de rai moyen de 0.045 s/km. Le dernier groupe présente, entre 60 et 100°, une grande variété de paramètres de rai.

Les figures 8.3, 8.4, 8.5 et 8.6 présentent les composantes longitudinale et transverse des fonctions de transfert calculées à CALF, STET, SAOF et SMPL respectivement. Les

signaux sont tracés selon l'azimut de l'onde  $P$  associée. Deux traits verticaux successifs marquent les positions de l'onde  $P$  et de la phase convertie  $Ps$  sur le Moho.

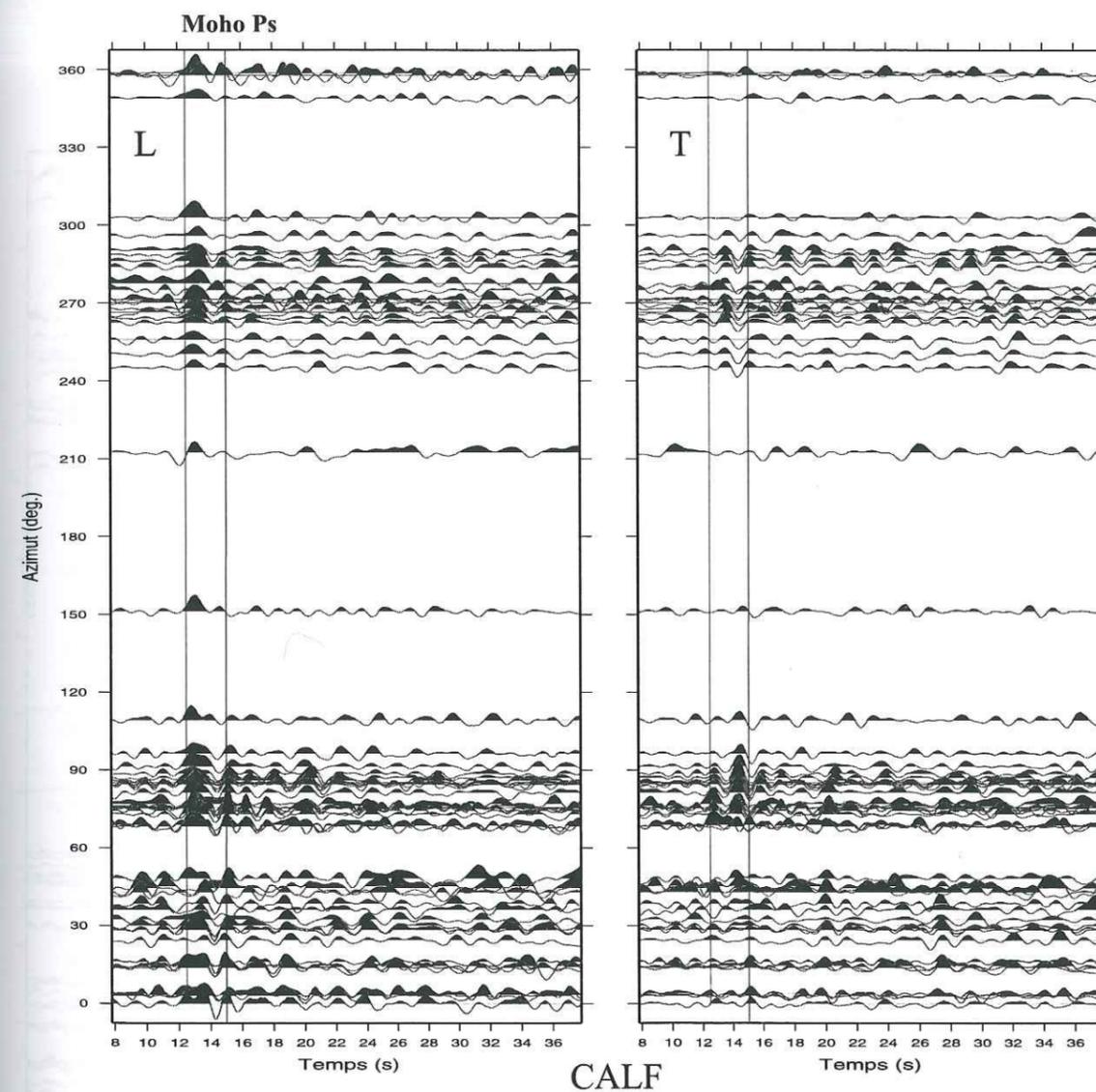


Figure 8.3: Composantes longitudinale (à gauche) et transverse (à droite) des fonctions de transfert obtenues à la station CALF. Le trait vertical à 12.8 secondes donne la position de la phase principale  $P$ . Le deuxième marque la phase convertie  $Ps$  sur le Moho.

Les composantes transverses des fonctions de transfert présentent une amplitude non négligeable pour les quatre stations. C'est à SMPL que la composante transverse des fonctions est la moins importante.

Le plus souvent, la position de la phase  $P$  n'est pas marquée simplement par un pic principal sur la composante longitudinale, comme cela est observé pour les fonctions de transfert synthétiques associées aux structures tabulaires. Ce pic est légèrement décalé

dans un bon nombre de traces. Pour certaines fonctions, il semble exister un dédoublement de ce pic. C'est en particulier le cas pour les fonctions de transfert de CALF. Le pic principal serait ainsi perturbé par une arrivée très proche de la  $P$  et de forte amplitude. Il pourrait s'agir d'une phase convertie sur une interface très superficielle, située à 1 ou 2 kilomètres sous la surface.

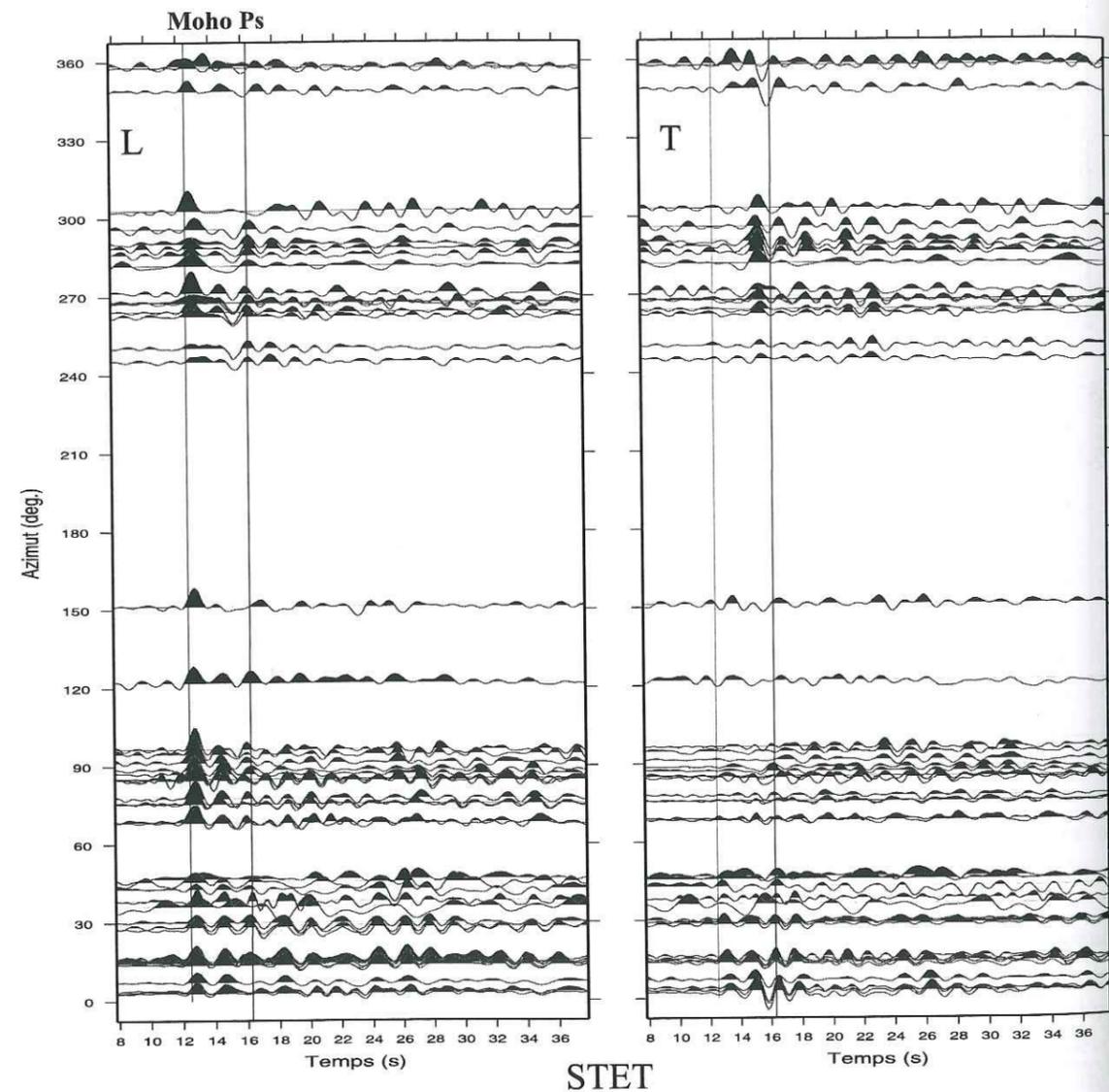


Figure 8.4: Composantes longitudinale (à gauche) et transverse (à droite) des fonctions de transfert obtenues à la station STET. Le trait vertical à 12.8 secondes donne la position de la phase principale  $P$ . Le deuxième marque la phase convertie  $Ps$  sur le Moho.

La forme des fonctions de transfert est variable selon la direction d'arrivée de l'onde  $P$ . La polarité de la composante transverse des phases majeures est notamment fonction de l'azimut. On remarque ainsi très facilement l'alternance positif-négatif de la com-

posante transverse de la phase convertie sur le Moho enregistrée à la station CALF. Pour les traces d'azimut voisin de 270 degrés, la polarité est positive tandis que pour celle d'azimut 90 degrés elle semble négative. La période de variation semble être de  $2\pi$ .

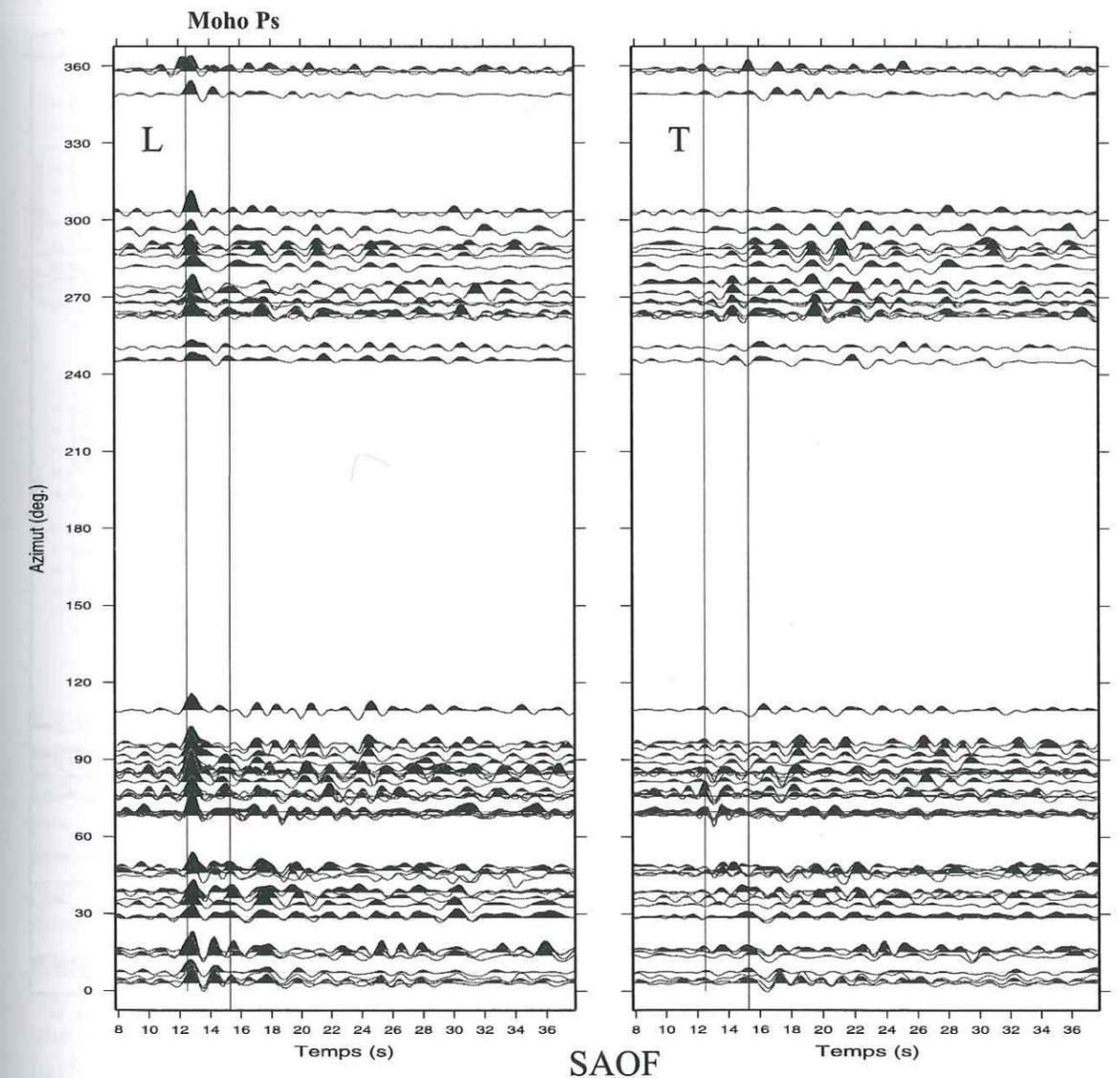


Figure 8.5: Composantes longitudinale (à gauche) et transverse (à droite) des fonctions de transfert obtenues à la station SAOF. Le trait vertical à 12.8 secondes donne la position de la phase principale  $P$ . Le deuxième marque la phase convertie  $Ps$  sur le Moho.

Sur les fonctions de transfert obtenues à CALF, le pic arrivant environ 2.2 secondes après la position théorique du pic principal peut être interprété comme la phase convertie  $PS$  sur le Moho. Le décalage est sensiblement plus grand sous la station SAOF, pour laquelle il est voisin de 2.4 secondes. Pour STET, ce délai croît encore et passe à 3.4 secondes. Enfin, pour SMPL la phase  $PS$  du Moho arrive 4.5 secondes après l'onde  $P$ .

Le décalage est directement lié à la profondeur du Moho. En considérant une vitesse crustale moyenne identique pour les quatre stations, on en déduit que c'est sous CALF que le Moho est le moins profond et que c'est sous la Corse que la croûte est la plus épaisse.

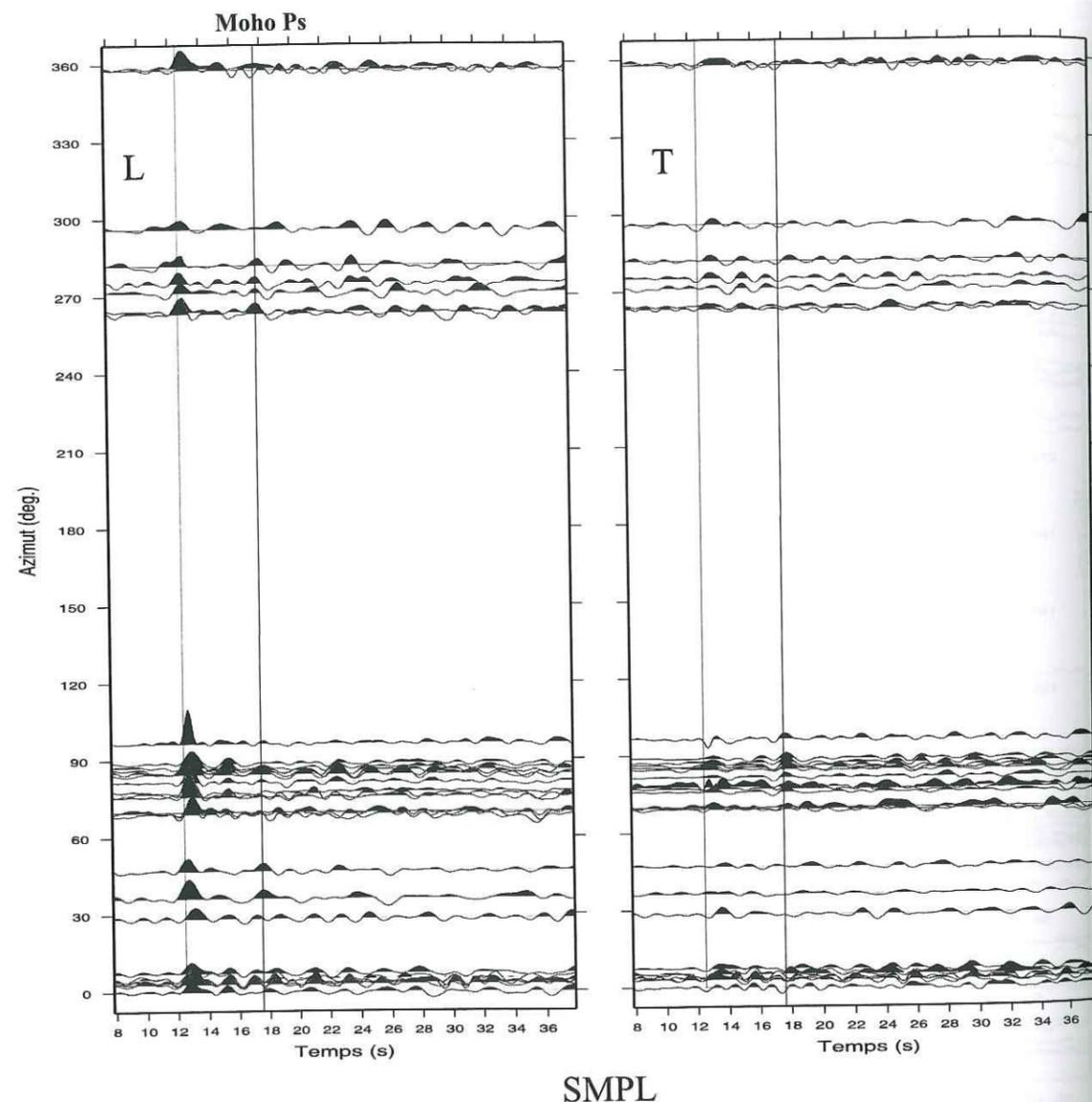


Figure 8.6: Composantes longitudinale (à gauche) et transverse (à droite) des fonctions de transfert obtenues à la station SMPL. Le trait vertical à 12.8 secondes donne la position de la phase principale P. Le deuxième marque la phase convertie Ps sur le Moho.

Pour améliorer le rapport signal sur bruit, nous avons sommé directement plusieurs fonctions de transfert calculées à partir des enregistrements de séismes ayant eu lieu dans des zones voisines. Aux stations de CALF, SAOF et STET, nous avons pu prendre en compte deux groupes distinct : les groupes 1 et 2 cités plus haut. À SMPL en revanche, un seul groupe, le groupe 1, est suffisamment bien représenté pour sommer ses fonctions

de transfert. Pour ces calculs, un minimum de 7 fonctions de transfert a été pris en compte. Pour les deux groupes, le paramètre moyen est égal à 0.045 s/km.

Le résultat des sommations est donné figure 8.7. Autour du signal résultant de la sommation nous avons reporté en grisé l'incertitude sur la forme d'onde. Elle est estimée à partir de l'écart type de chaque sommation.

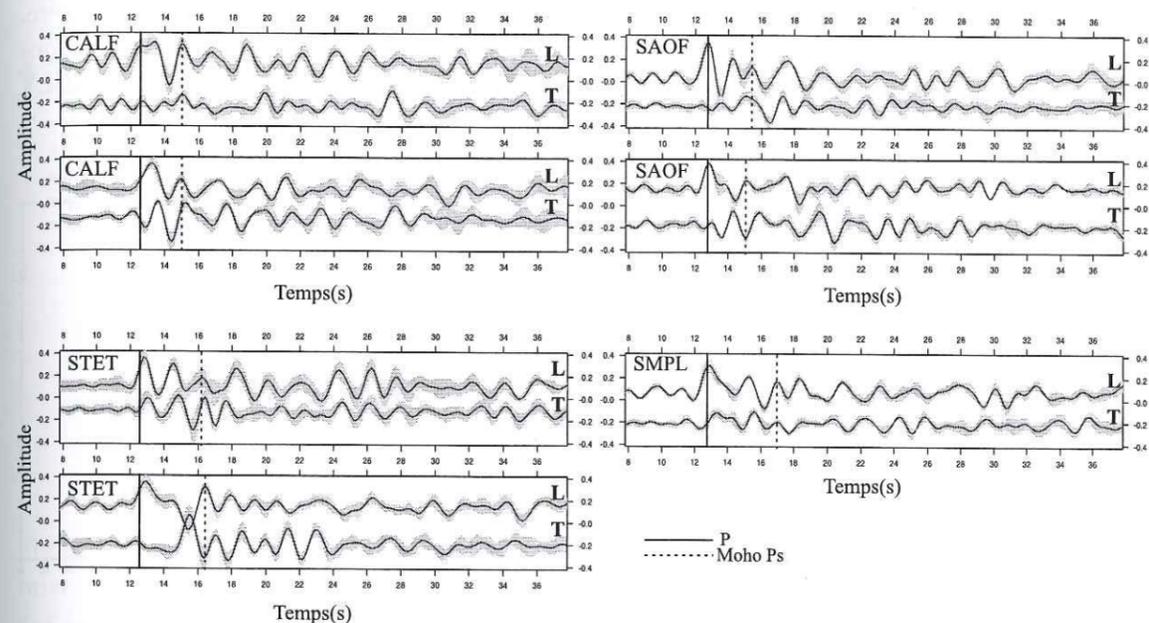


Figure 8.7: Résultats de la sommation des fonctions de transfert pour les stations permanentes. Deux groupes de séismes ont été choisis regroupant des événements dont la localisation est proche. Pour chaque station, le premier diagramme est le résultat obtenu pour les enregistrements du groupe 1 tandis que celui du bas concerne le groupe 2. À chaque fois, les composantes longitudinale (L) et transverse (T) sont représentées. Pour SMPL, seul le groupe 1 existe. La zone grisée correspond à l'écart type associé à la sommation et donne une estimation de l'incertitude sur la forme de la fonction.

Les traces issues des sommations restent très complexes. Les fonctions obtenues ont une forme qui change beaucoup d'une station à une autre. D'autre part, elles illustrent parfaitement la différence de forme à une même station, selon la direction de propagation de l'onde P sous la station. Sur les graphiques, nous avons repéré par un trait discontinu le pic pouvant être associé à la conversion PS sur le Moho sous chaque station. Celui-ci est presque toujours caractérisé par une composante transverse importante. Pour CALF et STET, le pic principal est très nettement perturbé. Il apparaît décalé de la position théorique (12.8 secondes) à STET sur les deux fonctions. Pour CALF, il est suivi de près par un signal de forte amplitude sur la fonction de transfert du groupe 1 tandis qu'il est décalé sur la trace du groupe 2. Un tel décalage est difficile à comprendre. Il pourrait s'expliquer par la présence d'une phase de très forte amplitude dans la seconde qui suit l'arrivée de l'onde P. Cette phase serait alors liée à une structure très superficielle.



























Sous les trois stations, le calcul permet une bonne focalisation des phases converties générées aux principales interfaces sous les stations. Nous pouvons ainsi distinguer leur pendage vers le nord-est. Nous retrouvons les deux discontinuités majeures interprétées comme les deux Moho existant dans la région.

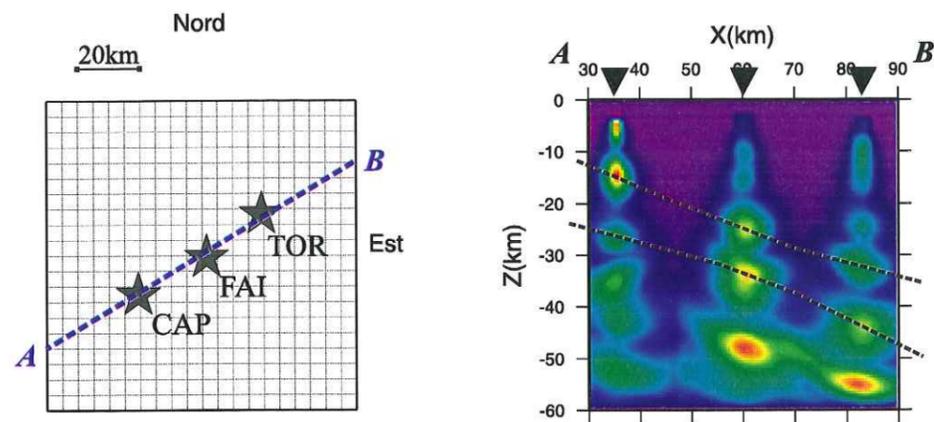


Figure 9.9: Grille de diffraction tenant compte du critère angulaire de Snell-Descartes.



## Partie IV

# Caractérisation sismologique de l'Anisotropie Mantellique















































































































